



HAL
open science

Étude du couplage du boson de Higgs au quark top dans les canaux avec deux leptons de même signe avec l'expérience ATLAS au LHC

Kevin de Vasconcelos Corga

► To cite this version:

Kevin de Vasconcelos Corga. Étude du couplage du boson de Higgs au quark top dans les canaux avec deux leptons de même signe avec l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Aix-Marseille Université, 2018. Français. NNT: . tel-01941954

HAL Id: tel-01941954

<https://theses.hal.science/tel-01941954v1>

Submitted on 2 Dec 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

École Doctorale 352 : Physique et Sciences de la Matière

Faculté des Sciences de Luminy

Centre de Physique des Particules

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline : Physique et Sciences de la Matière

Spécialité : Physique des Particules et Astroparticules

Kevin DE VASCONCELOS

Étude du couplage du boson de Higgs au quark top dans les canaux avec deux leptons de même signe avec l'expérience ATLAS au LHC

Soutenue le 18 Octobre 2018 devant le jury composé de :

Dr. Henri BACHACOU	CEA	Rapporteur
Dr. Mauro DONEGA	ETH Zürich	Examineur
Dr. Cristinel DIACONU	CPPM	Examineur
Dr. Fabrice HUBAUT	CPPM	Directeur de thèse
Dr. Guillaume UNAL	CERN	Rapporteur
Dr. Isabelle WINGERTER-SEEZ	LAPP	Examinatrice

Numéro national de thèse/suffixe local : 2018AIXM0316/035ED352



Remerciements

Les trois années passées sont sans conteste les plus riches que j'ai vécues à l'heure où j'écris ces lignes. Sur le plan professionnel, bien sûr, la thèse est pour nombre de doctorants la première réelle expérience. Elle permet la transition entre le monde étudiant et le reste de notre vie. Sur le plan personnel, cette transition marque véritablement la fin de la période de jeune adulte. De tous les enseignements, professionnels comme personnels, ces trois années ont très largement conditionné l'homme que je suis devenu. Bien plus que les 24 années les ayant précédées.

J'aimerais dans un premier temps saluer et remercier le tuteur m'ayant été assigné en troisième année de licence, Nouredine Mohammedi, théoricien au Laboratoire de Mathématiques et Physique Théorique de l'Université de Tours. Il m'a orienté dans le choix d'un Master, jusqu'à être présent plus tard pour mon admission à l'École Normale Supérieure. Les années de Master ont été marquées par deux personnes. La première, Damir, qui m'a beaucoup inspiré, bien que nous ayons le même âge. La seule personne qui, lorsqu'elle s'ennuie en pleine nuit, mesure la longueur de sa salle de bain grâce à la réverbération d'un "bip" sonore. Aujourd'hui encore, le *cout* et le *cin* polluent ma réflexion ! La deuxième est celle qui a initié mon parcours en physique des particules, Yasmine Amhis, membre de la collaboration LHCb au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (Université Paris Sud, Orsay). Trois mois de stage sous sa direction ont plus tard motivé le domaine dans lequel j'allais me spécialiser en thèse. C'est en partie grâce à elle que j'ai compris qu'être physicien n'était pas nécessairement être condamné à être "bizarre".

La fin du Master voit l'arrivée du stage de M2, sous la direction de Fabrice, futur directeur de thèse. Cette expérience au CPPM fut déjà enrichissante. J'y ai, en outre, rencontré la seule personne aussi inconsciente que moi pour scander "Paris est magique", au Velodrome, alors que Marseille affronte... la Juv'. C'est finalement l'entrée en thèse, en un seul morceau (qui l'eut cru ?) J'étais déjà reconnaissant à Fabrice de m'avoir offert la chance de passer quelques mois à Marseille, c'est alors avec joie que j'ai entamé cette thèse de doctorat sous sa direction. Pour sa présence, sa patience (et me connaissant, il en a fallu beaucoup !), et finalement comme je l'ai résumé il y a peu, pour sa bienveillance, merci.

Il est difficile de citer toutes les personnes ayant enrichi ce séjour au laboratoire. Bien sûr, je souhaite à tous de recevoir un accueil aussi chaleureux que celui que m'avais réservé Sébastien. Pierre, Morgan, Asma, Rima, Grigore et bien d'autres m'ont accompagné au cours de ces trois années et c'est avec joie que je les en remercie. En particulier Pierre et Amr, le premier pour son graphe sur la motivation en fonction du temps sur la durée de la thèse, le second pour sa sagesse, deux exemples d'une longue liste. J'ai beaucoup aimé discuter, toujours très (trop ?) librement, avec Laurent, et pourtant si je me souviens bien, ce n'était pas gagné ! Je remercie aussi Kun et Pascal, pour nos nombreuses (et productives) interactions.

Les déplacements au CERN ont été la chance de côtoyer l'environnement le plus stimulant qui soit pour un physicien. Les séjours prolongés à Genève ont été l'occasion de connaître deux personnes, Michael et Isac. J'y ai appris qu'un estomac aussi avait ses limites.

Ces trois années m'ont aussi permis d'enseigner et j'en garderai un souvenir impérissable. À tous les étudiants que j'ai côtoyés, dont je sais que certains tenteront de déchiffrer les premières pages, bonne chance à vous, ça a été un plaisir. J'ai aussi eu l'occasion d'apprendre de certains.

Cette évolution professionnelle est indissociable de mon évolution sportive, dont les enseignements sont tout aussi importants dans la construction d'un individu. Là encore, les noms sont trop nombreux avec Amar, Nassima, Ghani et

Ghani, Ingrid, Idriss...

Enfin, bien sûr, le pilier sans lequel je n'écrirais pas ces lignes : ma mère. La femme la plus remarquable qui soit, dont j'admire la force mentale et la solidité. Durant ces 27 dernières années, tu as été le seul invariant, mon seul vrai repère, et la seule personne capable de supporter et pardonner mes excès. Cette thèse, je te la dédie.

Table des matières

Remerciements	4
Introduction	10
1 Cadre théorique	11
1.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules	11
1.1.1 Historique	11
1.1.2 Les particules fondamentales	12
1.1.2.1 Le monde fermionique	13
1.1.2.2 Symétries et bosons de jauge	15
1.1.3 Les interactions fondamentales	15
1.1.3.1 L'interaction électromagnétique	16
1.1.3.2 L'interaction forte	17
1.1.3.3 L'interaction faible	20
1.1.4 Brisure de symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs	22
1.1.5 Limites du Modèle Standard	27
1.1.6 Au delà du Modèle Standard	30
1.1.6.1 Supersymétrie	30
1.1.6.2 Théories du tout	30
1.1.6.3 Modifications ou extensions du Modèle Standard	31
1.1.6.4 Changement de saveur du quark top avec émission d'un courant neutre	31
1.2 Phénoménologie du boson de Higgs, observation et premières mesures	31
1.2.1 Modes de production	32
1.2.2 Modes de désintégration	33
1.2.3 Recherche et observation	34
1.2.4 Mesures de propriétés	35
1.2.4.1 Masse	35
1.2.4.2 Spin-parité	36
1.2.4.3 Largeur et temps de vie	36
1.2.4.4 Couplages	37
2 L'expérience ATLAS au LHC	41
2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)	41
2.1.1 Complexe d'accélération	41
2.1.2 Luminosité	42
2.2 Le détecteur ATLAS	43
2.2.1 Système de coordonnées et définition des variables	44
2.2.2 Le trajectographe	46
2.2.3 Les calorimètres	47
2.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique	49

2.2.3.2	Le calorimètre hadronique	49
2.2.4	Le spectromètre à muons	53
2.2.5	Le système d'aimants	53
2.2.6	Le système de déclenchement	54
2.2.7	Contrôle de la qualité des données	55
2.2.8	Mesures de luminosité	55
3	Reconstruction des objets	57
3.1	Traces et vertex primaires	57
3.2	Électrons et photons	58
3.2.1	Reconstruction	58
3.2.2	Identification	61
3.2.2.1	Identification des électrons	61
3.2.2.2	Identification des photons	63
3.2.3	Isolation	63
3.3	Muons	64
3.4	Taus	65
3.5	Jets	66
3.6	Énergie transverse manquante	69
4	Mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons	71
4.1	Définition des mesures d'efficacité de sélection des électrons	73
4.1.1	Factorisation des mesures	73
4.1.2	Choix du canal de mesure	74
4.1.3	Généralités sur l'efficacité de reconstruction des électrons	74
4.1.4	Mesures précédentes	75
4.1.5	Lots de données et simulation	75
4.2	Méthode <i>Tag-and-Probe</i> dans le canal $Z \rightarrow ee$	77
4.2.1	Principe de la méthode	77
4.2.2	Sélection des évènements et paires de candidats	77
4.2.3	Mise en équation	78
4.3	Estimation des bruits de fond	78
4.3.1	Candidats reconstruits comme électrons	79
4.3.2	Candidats reconstruits comme photons	81
4.3.3	Comparaison des niveaux de signal et bruit de fond	82
4.3.3.1	Fractions de bruit de fond au numérateur et au dénominateur	85
4.3.3.2	Fractions de candidats non reconstruits comme électrons et bruit de fond associé	85
4.3.3.3	Contamination du signal dans les régions de normalisation des modèles de bruit de fond	86
4.4	Sources d'incertitudes	86
4.4.1	Erreurs statistiques	86
4.4.2	Erreurs systématiques	87
4.4.3	Incertitudes liées à la simulation	88
4.4.4	Combinaison des incertitudes	89
4.5	Resultats	89
4.5.1	Efficacités de reconstruction en fonction de l'énergie transverse et la pseudo-rapacité des candidats	89
4.5.2	Efficacités de reconstruction en fonction du nombre de vertex primaires	91
4.5.3	Efficacités de reconstruction en fonction de la position des vertex primaires	91
4.5.4	Efficacités de reconstruction en fonction de la position azimutale des candidats	93
4.5.5	Facteurs correctifs de la simulation	93
4.5.5.1	Traitement des facteurs correctifs pour $E_T < 15$ GeV	93
4.5.5.2	Mesure des facteurs correctifs pour $E_T > 15$ GeV	94
4.5.5.3	Stabilité des facteurs correctifs avec le temps	94
4.5.6	Combinaison des efficacités relatives aux électrons	95
4.6	Études prospectives pour améliorations potentielles	96

4.6.1	Impact des variations sur les erreurs systématiques	96
4.6.2	Construction de modèles de bruit de fond pour les candidats non-reconstruits comme électrons	98
4.7	Conclusion	103
5	Recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top dans les canaux avec deux leptons de même signe	105
5.1	Résultats au Run 1	106
5.2	Présentation générale de l'analyse menée au Run 2 du LHC	108
5.2.1	Retour sur les résultats de 2016	109
5.3	Description du signal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ et des bruits de fond	111
5.3.1	Signal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$	111
5.3.2	Bruits de fond	112
5.4	Fichiers de données et simulations	114
5.4.1	Données issues des collisions proton-proton	114
5.4.2	Fichiers de simulation	115
5.4.2.1	Simulation du signal avec deux leptons de même signe	115
5.4.2.2	Simulation des bruits de fond	115
5.5	Sélection des objets et des évènements	115
5.5.1	Critères de déclenchement	115
5.5.2	Définition des objets	116
5.5.2.1	Électrons et muons	116
5.5.2.2	Jets	119
5.5.2.3	Leptons τ_{had}	119
5.5.2.4	Énergie transverse manquante	119
5.5.2.5	Suppression du double comptage	119
5.5.3	Sélection des évènements	120
5.6	Estimation des bruits de fond	120
5.6.1	Estimation du bruit de fond lié à la mauvaise assignation de la charge	121
5.6.2	Estimation du bruit de fond de faux leptons	123
5.6.2.1	Méthode de la matrice	124
5.6.2.2	Traitement des électrons issus de conversion de photons	126
5.6.3	Calcul des efficacités des vrais et faux leptons	126
5.6.4	Vérification de la méthode	128
5.6.5	Validation des bruits de fond	129
5.6.5.1	Validation du bruit de fond de leptons prompts	129
5.6.5.2	Validation du bruit de fond lié aux faux leptons	129
5.7	Analyse multivariée dans le canal avec deux leptons de même signe	130
5.7.1	Principe d'une analyse multivariée	132
5.7.2	Choix du lot de variable utilisé dans l'entraînement du BDT	134
5.7.3	Pouvoir discriminant des analyses multivariées	136
5.7.4	Optimisation du discriminant	141
5.8	Ajustement aux données	144
5.8.1	Modèle statistique	144
5.8.2	Traitement des incertitudes	145
5.8.3	Résultats dans le canal avec deux leptons de même charge électrique	146
5.8.4	Combinaison de tous les canaux multileptoniques	152
5.8.5	Combinaison des résultats de l'ensemble des canaux de production $t\bar{t}H$	155
5.9	Conclusion	157
6	Recherche de décroissance du quark top avec changement de saveur par émission d'un courant neutre $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ avec des états finaux multileptoniques	161
6.1	Résultats précédents	162
6.2	Adaptation de la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top	164
6.2.1	Fichiers de données et simulations	164
6.2.2	Selection des évènements	165

6.2.3	Estimation des bruits de fond	166
6.2.4	Traitement des systématiques	167
6.3	Analyse multivariée	167
6.3.1	Canal avec deux leptons de même charge électrique	168
6.3.1.1	Choix du lot de variables	168
6.3.1.2	Construction des discriminants multivariés	168
6.3.1.3	Optimisation du discriminant final	172
6.3.2	Canal avec trois leptons	174
6.3.2.1	Choix du lot de variables	174
6.3.2.2	Construction des discriminants multivariés	180
6.3.2.3	Optimisation du discriminant final	180
6.4	Résultats	180
6.5	Conclusion	188
	Conclusion	192
	Bibliographie	193
	Abstract - Résumé	205

Introduction

La description des interactions fondamentales débutée dans les années 1930 se voit confirmée par les expériences de physique des particules au cours du xx^e siècle. L'essor des accélérateurs, après la seconde guerre mondiale, permet l'observation de nombreuses nouvelles particules. Leurs propriétés et interactions sont non-seulement décrites avec une précision remarquable, mais l'existence de nouvelles sont prédites comme les bosons médiateurs de l'interaction électrofaible et la troisième génération de quarks. Le Modèle Standard repose sur l'invariance de phase locale de ses lois régissant les interactions et donne la liste des constituants élémentaires.

Jusqu'en 2012 cependant, les confirmations expérimentales ne permettent pas la validation du mécanisme par lequel les particules acquièrent une masse. Les données acquises au LHC, le plus grand accélérateur de particules construit, permettent de valider le modèle développé par Peter Higgs, François Englert et Robert Brout durant les années 1960, confirmant ainsi la description du monde électrofaible. Le Modèle Standard est une théorie cohérente, mais néanmoins incomplète. La gravitation n'est en effet pas décrite, mais aussi est incompatible avec le formalisme de jauge. Le fait que de nombreux paramètres soient libres et l'absence de description de certaines propriétés, comme la masse des neutrinos, suggèrent l'existence d'un mécanisme sous-jacent.

La première période d'acquisition de données au LHC, de 2010 à 2012, a permis l'observation du boson de Higgs. Des recherches de Nouvelle Physique, telle la supersymétrie, sont faites et les paramètres, libres ou non, du Modèle Standard sont mesurés avec précision. Remis en service en 2015 avec une augmentation de l'énergie dans le centre de masse de 8 à 13 TeV, le LHC accumule à nouveau les données de collisions proton-proton pour une durée de quatre ans. Quatre grandes expériences sont installées sur l'anneau et les données utilisées dans le cadre de ce manuscrit ont été collectées par le détecteur ATLAS. Les énergies déployées permettent de sonder la physique à des énergies de l'ordre du TeV et ainsi explorer plus particulièrement le monde électrofaible. À l'issue du Run 2, l'expérience ATLAS a collecté près de 150 fb^{-1} de données.

Ce document s'articule comme suit. Le chapitre 1 définit le cadre théorique avec une brève description du Modèle Standard, du boson de Higgs et de la physique des collisions proton-proton. Le contexte expérimental fait l'objet des chapitres 2 et 3 avec la présentation du LHC, du fonctionnement du détecteur ATLAS et de la procédure de reconstruction des événements et objets. La suite du document présente les travaux effectués au cours de ces trois années de thèse. Le chapitre 4 détaille la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons dans le détecteur avec une partie des données collectées par l'expérience ATLAS en 2016, soit 27.7 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. L'environnement hadronique des collisions proton-proton voit les leptons être des marqueurs d'événements dans nombre de mesures de précision et recherches de Nouvelle Physique. La mesure de leurs efficacités relatives est complexe, mais cruciale. Les leptons sont en effet au cœur des deux analyses faisant l'objet des chapitres 5 et 6. La première allie mesure de précision et recherche indirecte de Nouvelle Physique par l'étude du couplage de Yukawa du boson de Higgs au quark top dans les canaux avec deux leptons de même charge électrique. La seconde constitue une recherche directe de processus au delà du Modèle Standard, le changement de saveur du quark top avec émission d'un courant neutre.

Une limite du Modèle Standard réside dans l'absence de motif à la hiérarchie de masse des fermions. Le quark top est la particule élémentaire la plus massive avec un couplage au boson de Higgs proche de l'unité. Aucune justification théorique ne permet d'expliquer ces différences d'échelles tout en étant confirmée par l'expérience. La mesure du couplage du quark top au boson de Higgs, est faite de manière directe et indirecte. La seconde mesure est sensible à l'existence de Nouvelle Physique et est faite dans l'hypothèse de non contribution de nouvelles particules massives. La

mesure directe repose sur la production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks top ($t\bar{t}H$), dont l'entière description ne fait appel qu'au Modèle Standard, sans hypothèse supplémentaire. La comparaison des mesures directe et indirecte pourrait ainsi mettre en évidence l'existence de phénomènes de Nouvelle Physique. L'expérience ATLAS combine les résultats de multiples canaux dont les désintégrations donnent des états finaux nombreux et complexes avec l'ensemble des données collectées en 2015 et 2016, soit 36.1 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Ce manuscrit décrit l'optimisation de l'analyse menée dans le canal comptant deux leptons de même charge électrique dans l'état final.

Une recherche directe de processus non prédit par le Modèle Standard clôt ce document. Le changement de saveur du quark top avec émission d'un courant neutre (FCNC) est très largement supprimé dans le Modèle Standard. Une large augmentation des rapports d'embranchement est néanmoins possible dans certaines théories, jusqu'à être mesurables au LHC. Les états finaux supposés dans des paires de quarks $t\bar{t}$ sont très similaires à ceux d'une production $t\bar{t}H$ associée. L'analyse menée au chapitre 5 est alors adaptée à la recherche de processus $t\bar{t}(t \rightarrow Hq)$, $q = u, c$ dans les canaux multileptoniques comptant deux leptons de même charge électrique et trois leptons.

1

1.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules

La description actuelle des interactions entre particules fondamentales repose sur la théorie du Modèle Standard. Unifiant les interactions faible et électromagnétique en domaine électrofaible, il permet aussi la description de l'interaction forte dans un formalisme commun de théorie quantique des champs. Développée dans la seconde moitié du xx^e siècle, sa formulation courante est fixée dans les années 1970 et confirme les observations des expériences précédentes. Elle structure la liste des particules alors connues et en prédit, avec succès, l'existence de nouvelles. La découverte du boson de Higgs en 2012 entérine le Modèle Standard dans la description du monde électrofaible et complète la théorie.

Le paragraphe 1.1.1 retrace les divers succès prédictifs de la théorie. Le paragraphe 1.1.2 met en lumière les familles de particules, dont les interactions sont formalisées au paragraphe 1.1.3. Le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible, à l'origine de l'existence du boson de Higgs [1, 2, 3, 4], est détaillé au paragraphe 1.1.4. Les limites du modèle sont exposées au paragraphe 1.1.5. Quelques théories au delà du Modèle Standard sont présentées en 1.1.6.

1.1.1 Historique

La première description d'une interaction portée par un médiateur fut l'électrodynamique quantique, développée au cours des années 1930 et 1940 [5, 6, 7, 8, 9]. Ce succès a motivé une description similaire des forces de liaison des constituants du noyau, l'interaction forte, et la force nucléaire faible, responsable de la radioactivité β . En parallèle, après la Seconde Guerre mondiale et l'avènement des accélérateurs, une myriade de nouvelles particules fut détectée. Dans cette liste, alors appelée le "zoo", les physiciens constatent des similitudes entre certaines d'entre elles, dans une démarche similaire à l'établissement de la table périodique des éléments, et introduisent le principe de symétrie. L'introduction de jauges permet la formalisation de l'isospin, et d'inférer l'existence de bosons dits "de jauge", dont les médiateurs W^\pm sont théorisés par Schwinger en 1956. Sheldon Glashow propose l'existence d'un boson de jauge Z neutre [10].

Un problème majeur de ces modèles est l'absence de masse pour les particules. Une symétrie doit être brisée pour donner une masse aux bosons W et Z et laisser le photon sans masse. L'ajout d'un terme de masse rendant la théorie non-renormalisable, seule une brisure spontanée de symétrie peut concilier masses non-nulles et renormalisation. Le prix à payer est l'apparition de nouvelles particules, sans masse, n'ayant pas été détectées jusqu'alors (bosons de Nambu-Goldstone [11, 12, 13]). Trois groupes de personnes proposent indépendamment, en 1964, une solution à ce problème. François Englert et Robert Brout en premier, Peter Higgs, et quelques mois plus tard, Gerald Guralnik, Carl Richard et Tom Kibble. La brisure de symétrie induit l'existence de particules dont l'une acquiert une masse grâce à la valeur non nulle du potentiel associé à l'état fondamental. Il s'agit d'une particule de spin 0, le boson "de Higgs".

Une combinaison des théories de Glashow avec le mécanisme de création de masse est proposée en 1967 par Weinberg [14], puis Salam [15]. La renormalisation du modèle, prouvée par Gerard 't Hooft en 1971 [16], marque l'unification du monde électrofaible. Confirmé par l'expérience durant les décennies suivantes, les bosons médiateurs W [17] et Z [18] sont observés en 1983. La compréhension de l'interaction forte évolue parallèlement à la théorie électrofaible.

La découverte d'une particule en contradiction apparente avec le principe de Pauli, Δ^{++} , de valence uuu , voit l'introduction, en 1964, du concept de couleur [19, 20]. La médiation de l'interaction forte par un octet de bosons de jauge donne alors naissance à la chromodynamique quantique (*QCD, Quantum ChromoDynamics*) [21].

Théorie électrofaible et de force forte constituent alors le Modèle Standard, fort de maintes confirmations expérimentales. Le problème de masse, soluble en théorie, n'est cependant pas clôturé avant 2012 et la découverte du boson de Higgs [22, 23]. Cette observation fut la motivation principale à la construction du Grand Collisionneur de Hadrons (*LHC*). Après 8 années de travaux, moins de trois années de prise de données permettent l'observation d'une particule compatible avec le boson de Higgs. L'annonce en est faite le 4 juillet 2012 par les expériences ATLAS et CMS. Cela valide le Modèle Standard dans la description des interactions fondamentales. Absence de gravitation, de matière noire et autres limites motivent toutefois des recherches de théories plus fondamentales, le Modèle Standard est aujourd'hui considéré comme une théorie effective de basse énergie.

1.1.2 Les particules fondamentales

Le concept d'atome (*átomos*, insécable), en Grèce antique, marque la volonté de comprendre la matière par ses constituants élémentaires. Quelques particules fondamentales furent découvertes à la fin du XIX^e siècle, le tableau des composants, illustré figure 1.1 se voit rempli au siècle suivant et la dernière pierre posée en 2012. Elles sont classées en fonction de leurs propriétés dans le Modèle Standard. Les particules porteuses des informations d'interaction (médiateurs) ont pour propriété d'avoir un spin entier et sont appelées bosons. Les particules pouvant effectivement interagir et constituer le monde matériel sont de spin demi-entier et sont appelées fermions.

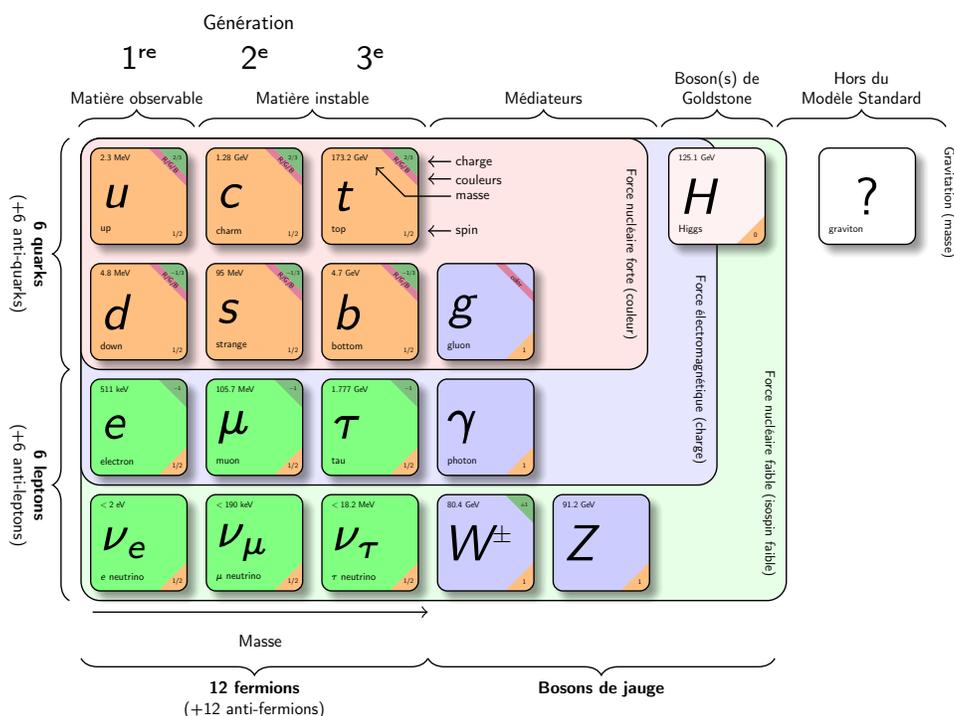


FIGURE 1.1 – Particules élémentaires du Modèle Standard (et graviton hypothétique). Sont données leurs propriétés principales : masse, charge, spin, couleur. L'absence de valeur correspond à 0.

1.1.2.1 Le monde fermionique

Le terme de fermion regroupe toutes les particules de spin demi-entier : leptons, quarks, baryons, pentaquarks et constituants de la matière observable. Les fermions élémentaires ne regroupent que quarks et leptons, listés table 1.1, de spin $1/2$ et soumis au principe d'exclusion de Pauli (s'appliquant aussi aux fermions non-élémentaires). Ils se répartissent en trois générations. La première compte les constituants de la matière visible : quarks u et d , électron et neutrino électronique. Les suivantes ont été construites sur le modèle de la première avec des particules de masse croissante et aux propriétés similaires.

Les nombres quantiques considérés dans ce chapitre sont :

- la charge électrique ;
- le spin différenciant bosons et fermions ;
- la saveur : e, μ, τ ;
- l'isospin faible \vec{T} et sa composante T_3 formant les doublets de saveur ;
- la charge de couleur (r, v, b) pour les particules soumises à l'interaction forte ;
- l'hypercharge forte $Y = B + s + c + b + t + L$, somme des nombres baryoniques B et leptonique L et des saveurs de quarks, dont les symétries sont responsables de la formation de multiplets de baryons et mésons.

Les nombres principaux sont donnés pour les fermions du Modèle Standard, table 1.1. Leur définition permet la définition des états quantiques grâce aux symétries sous-jacentes et la classification des particules. De même, on peut définir d'autres nombres relatifs à l'application d'opérateurs sur les champs. La parité désigne la valeur propre de l'opérateur $P : x \rightarrow -x$ associée à un champ. Les fermions sont des sommes de champs de chiralité gauche et de chiralité droite, une propriété purement quantique, dont la représentation usuelle est la différence entre un objet et son reflet dans un miroir. Pour une particule (antiparticule) de masse nulle, la chiralité est égale à (l'opposé de) l'hélicité, projection du spin d'une particule sur son impulsion.

Leptons

Les leptons sont insensibles à l'interaction forte et comptent électrons, muons, tauons (tau) et neutrinos respectifs auxquels s'ajoutent leurs antiparticules. Ils sont principalement sensibles à l'interaction électrofaible (et faible uniquement pour les neutrinos). Chaque saveur : électron e , muon μ ou tau τ , est représentée par un doublet électrofaible comptant une particule chargée et massive (donnant son nom à la saveur), et d'une particule neutre et légère appelée un neutrino. Ces derniers sont porteurs de saveur et notés ν_e, ν_μ et ν_τ . Les leptons chargés sont tous porteurs d'une charge élémentaire entière, négative ou positive respectivement pour particules et antiparticules. Les leptons chargés ont deux états de spin : $+1/2$ et $-1/2$. Les neutrinos sont observés avec une hélicité gauche, aucun neutrino d'hélicité droite (ou antineutrino d'hélicité gauche) n'ayant été observé à ce jour. La théorie du Modèle Standard ne prévoit pas de masse aux neutrinos. L'oscillation entre leurs états de saveur est cependant prédite dans la théorie électrofaible dans le cas d'un neutrino massif. Ce phénomène ayant effectivement été observé, il s'agit d'une zone d'ombre de la théorie. Ce point sera développé plus loin dans les limites du modèle.

Quarks

Les quarks sont sensibles à toutes les interactions et les trois générations comptent chacune deux quarks : *up* (u) et *down* (d), *charm* (c) et *strange* (s), *top* t et *bottom* b (parfois appelés *truth* et *beauty*). Chaque quark est porteur d'une charge électrique fractionnaire ($2/3e$ pour u, c, t et $-1/3e$ pour d, s et b) et d'une charge de couleur¹. Cette dernière est le fondement de la chromodynamique quantique et la description de l'interaction forte. Trois couleurs, vert, rouge et bleu (anti-vert, anti-rouge et anti-bleu pour les anti-quarks), régissent les associations de quarks possibles.

Les quarks ne peuvent exister à l'état libre et sont impossibles à observer directement. Une propriété de *confinement* inhérente aux particules de couleur les lie sous forme hadronique. À l'inverse de l'interaction électromagnétique, où le champ électrique décroît rapidement avec le carré de la distance, la force forte maintient les quarks à courte distance par des tubes de flux de couleur (*flux tubes*). La formulation actuelle de l'interaction forte, principalement perturbative, ne permet pas de décrire cette propriété, dominée par des effets non-perturbatifs. Des modèles spécifiques sont implémentés dans les programmes de simulation *Monte Carlo*. Si deux particules porteuses de charges de couleur sont suffisamment éloignées, il est alors plus favorable d'un point de vue énergétique de créer une paire quark-antiquark

1. Le terme de couleur a été introduit pour conceptualiser le caractère tripolaire de l'interaction forte. La neutralité est matérialisée par la couleur blanche comme la neutralité électrique par la charge nulle.

que d'étendre le tube. Dans les accélérateurs, cela se traduit par la création de multiples particules appelées baryons et mésons par création de paires de quarks-antiquarks et confinement de ces derniers. Un hadron doit être de couleur blanche par la somme des couleurs des ses quarks de valence. Un baryon, constitué de trois quarks, verra chacun de ses quarks de couleur différente tandis qu'un méson se constitue d'un quark et un anti-quark, soit la somme d'une couleur et de son anti-couleur. Les signatures de ces particules dans les détecteurs, aisément reconnaissables, sont appelées gerbes hadroniques, ou jets. La création des jets est appelée hadronisation.

Famille	Première	Deuxième	Troisième	Isospin T_3	Hypercharge Y	Charge
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1/4
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ +1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
	$\begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c_R \\ s_R \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t_R \\ b_R \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +4/3 \\ -2/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$

TABLE 1.1 – Quelques nombres quantiques des fermions élémentaires prédits du Modèle Standard.

Mélange des quarks

La table 1.1 fait référence aux quarks d' , s' et b' et non d , s et b . La notation q' représente les états propres électrofaibles des quarks. Ils sont une superposition des états propres de l'interaction forte q paramétrisée par une matrice 3×3 , la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Fondamentalement, le mélange de quarks est une conséquence de l'horizontalité² de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, appelée secteur de Yukawa (avec un doublet de Higgs). Un modèle peut être établi pour deux générations de fermions ou plus. Le modèle à trois générations reproduit les observations et est intégré au Modèle Standard.

Démarche

Prenons un cas simple à deux générations et considérons les quarks de type up (chargés positivement) : u et c , et les quarks de type $down$ (chargés négativement) : d et s . Une matrice $N \times N$ unitaire est entièrement décrite, et de façon minimale, par $N(N-1)/2$ angles et $N(N+1)/2$ phases. Dans ce cas, la matrice de mélange 2×2 peut s'écrire à l'aide de 1 angle θ et 3 phases ρ , α et β :

$$\begin{pmatrix} 1 & \\ & e^{i\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & \\ & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

On peut redéfinir les phases pour que cette matrice soit réelle et symétrique, le Lagrangien étant insensible à ces phases complexes s'annulant avec dans les termes $\bar{q}\gamma_\mu^\mu q$. L'angle de rotation fait apparaître l'angle de Cabibbo θ_C dans une rotation $SO(2)$.

Dans un cas à trois générations, avec ajout des quarks t et b , 3 angles et 9 phases sont nécessaires³ :

$$\begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{i\rho} & \\ & & e^{i\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & e^{i\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & & \\ & e^{i\beta} & \\ & & e^{i\gamma} \end{pmatrix}$$

2. Avec la convention d'écriture sous forme de colonne pour les familles, une symétrie horizontale est effective entre deux particules de familles différentes occupant la même position dans les colonnes.

3. On trouve aussi dans la littérature une écriture sous forme de trois rotations, chacune selon un axe (angles d'Euler $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) et une phase δ_{13} de violation de CP .

et les termes $e^{i\alpha}$, $e^{i\beta}$, $e^{i\gamma}$, $e^{i\rho}$ et $e^{i\sigma}$ peuvent être absorbés. Les termes c_{xy} et s_{xy} sont les cosinus et sinus des angles θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} . Ils décrivent avec δ (une phase ne pouvant être absorbée) les quatre paramètres de mélange entre les 3 générations de quarks. Cette dernière matrice peut être approximée par la paramétrisation de Wolfenstein, équation (1.2).

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^4) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \lambda & = s_{12} \\ A\lambda^2 & = s_{23} \\ A\lambda^3(\rho - i\eta) & = s_{13}e^{-i\delta} \end{cases} \quad (1.2)$$

La violation de CP peut être déterminée par la mesure de $\rho - i\eta$.

Les paramètres physiques du secteur de Yukawa sont les masses et angles de mélanges entre états de masse. Le développement du modèle à 3 générations fait apparaître 10 paramètres physiques que sont les 6 masses des quarks, les 3 angles de mélange et la phase δ dont aucune transformation de champ ne permet de s'affranchir et est responsable de la violation de symétrie CP dans les interactions faibles. Rien ne permet de déterminer les valeurs de ces paramètres sans mesure expérimentale.

1.1.2.2 Symétries et bosons de jauge

Les interactions fondamentales sont réalisées par l'échange de particules de spin entier dont les principales propriétés sont listées table 1.2. Bien que la gravitation soit hors du Modèle Standard, le graviton, son médiateur, fait l'objet de recherches. Les interactions électromagnétiques dépendent des photons, présents dans une théorie de l'électrodynamique quantique seule, ou dans l'unification électrofaible. L'interaction faible voit l'échange de trois bosons massifs : les bosons W^+ , W^- et le boson Z neutre. Les 8 gluons sont les médiateurs de l'interaction forte et porteurs de charge de couleur.

Interaction	Nom	Médiateur				Intensité relative	Portée [m]	Symétrie
		Masse [GeV]	Spin	Charge [e]	Temps de vie [s]			
Électromagnétique	Photon γ	0	1	0	Stable	10^{-3}	∞	$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
Faible	Boson W^+	80.4	1	+1	10^{-25}	10^{-2}	10^{-18}	
	Boson W^-			-1				
	Boson Z	91.2	1	0	10^{-25}			
Forte	Gluon ($\times 8$) g	0	1	0	Stable	1	10^{-22}	$SU(3)_C$

TABLE 1.2 – Propriétés des bosons de jauge des interactions forte et électrofaible. La petite portée de l'interaction forte est due au confinement, celle de l'interaction faible est due à la masse des bosons W et Z .

1.1.3 Les interactions fondamentales

La théorie quantique des champs décrit les interactions entre particules fondamentales. Une particule est représentée par un champ fonction des trois variables d'espace et du temps. Leur description mathématique dépend de leur spin. Propagation et interactions utilisent le formalisme lagrangien. La densité lagrangienne \mathcal{L} respectant les symétries d'un groupe de symétrie local, les termes relatifs aux médiateurs de l'interaction apparaissent naturellement, d'un nombre égal aux générateurs du groupe d'invariance.

En physique théorique, le concept d'interaction est indissociable de celui de symétrie. L'invariance par changement de système de coordonnées est le fondement de la relativité générale (en complément le principe d'équivalence). Le postulat est que les particules responsables des interactions apparaissent grâce aux symétries de jauge. Une conséquence directe de ces symétries est la conservation de quantités physiques selon le théorème de Noether. Les invariances par translation dans l'espace ou le temps, les rotations et transformations de Lorentz induisent la conservation de l'impulsion, de l'énergie et du moment angulaire.

Les paragraphes suivants appliquent ces principes à des symétries plus complexes que des changements de coordonnées. De plus, sont requises des invariances locales et non globales. Cela signifie que les variations d'un champ ψ dépendent

de leur position $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ et du temps⁴ $x_0 (= t)$:

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x) + \lambda(x)\psi(x)$$

Cette expression du premier ordre peut être réécrite :

$$\phi(x) \rightarrow e^{iA(x)}\psi(x),$$

avec A une matrice appartenant au groupe de symétrie considéré.

Trois cas seront traités dans les paragraphes suivants. L'électrodynamique quantique peut être décrite à l'aide d'un champ complexe invariant sous une transformation $U(1)$. Isomorphe au groupe des nombres complexes unitaires (muni des multiplications), il n'est paramétré que par un angle α (réel) de rotation dans le plan complexe. Cette simple contrainte, localement appliquée, fait naturellement apparaître une particule sans masse pouvant interagir avec le champ complexe. Elle permet une description des interactions entre leptons (non neutrinos) et photon alliant relativité (restreinte) et électrodynamique de Maxwell.

Le Modèle Standard s'est construit par l'unification des descriptions des interactions électromagnétique, faible et forte. Toutes trois sont liées aux groupes de symétrie :

- $U(1)_{em}$ comme déjà détaillé plus haut. L'indice em permet de marquer la symétrie de jauge $U(1)$ avec conservation du courant de densité de charge électromagnétique (forme locale du Théorème de Gauss) et permet la création du boson sans masse ;
- $U(1)_Y$ est une symétrie de même type que $U(1)_{em}$, mais la théorie électrofaible $SU(2) \times U(1)_Y$ regroupe la charge électrique et l'hypercharge forte (conservée) et permet de générer les quatre bosons de jauge ;
- $SU(2)_L$ pour la description de l'interaction électrofaible. $SU(2)$ est le groupe des matrices 2×2 unitaires ($U^\dagger U = 1$) à coefficients complexes. L'indice L indique que la transformation de jauge ne s'applique qu'aux particules gauchères et traite les particules droitières comme singlets ;
- $SU(3)_C$ pour l'interaction forte. Il s'agit du groupe des matrices 3×3 unitaires à coefficients complexes. Les transformations sont dans l'espace de couleur, de base (*red, green, blue*).

1.1.3.1 L'interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique est régie par l'électrodynamique quantique. Elle permet les interactions entre fermions⁵ ψ de masse m par l'intermédiaire de photons γ de masse nulle. Le Lagrangien sans interaction est donné par :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu - m)\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (1.3)$$

γ^μ , $\mu = 1, 2, 3, 4$, sont les matrices⁶ de Dirac. Cette densité lagrangienne est invariante sous une transformation de jauge globale $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$, avec α une phase réelle. Les théories de jauge reposent cependant sur des symétries locales, la phase α dépendant des coordonnées d'espace-temps x :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi} \end{aligned}$$

Le dernier terme est invariant sous cette transformation, la dérivée devient cependant :

$$\partial_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi + ie^{i\alpha(x)}\partial_\mu\alpha, \quad (1.4)$$

brisant l'invariance du Lagrangien. La définition d'une dérivée covariante D_μ satisfaisant aux mêmes transformations que les champs :

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi \quad (1.5)$$

4. Position et temps sont rassemblés dans le quadrivecteur position $x = (x_0 = t, \vec{x})$. Énergie et impulsion définissent le quadrivecteur impulsion $p = (p_0 = E, \vec{p})$. La signature utilisée pour la métrique de Lorentz est $(+, -, -, -)$.

5. Les fermions sont décrits par des spineurs ψ de quatre composantes : chaque élément du doublet d'isospin compte deux fonctions d'énergies positives et négatives correspondant respectivement aux particules et aux antiparticules.

6. Le terme m est laissé tel quel par convention, mais s'écrit comme une matrice diagonale.

impose l'introduction d'un champ de jauge vectoriel dont la transformation permet d'annuler le second terme de l'équation (1.4) :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.6)$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (1.7)$$

Il est immédiat de vérifier que D_μ satisfaisant à (1.5) et (1.3) devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \end{aligned} \quad (1.8)$$

Le champ A_μ est alors couplé au champ de Dirac ψ , de charge $-e$. Le nouveau champ A_μ , assimilé au photon, n'apparaît pas uniquement dans le terme d'interaction, mais doit avoir un terme d'énergie cinétique, analogue à $\frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi$ dans le Lagrangien \mathcal{L} . Ce dernier devant être invariant selon (1.7), il ne peut impliquer que le tenseur énergie-impulsion $F_{\mu\nu}$:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Finalement, le lagrangien minimal relatif à une invariance de jauge $U(1)$ est :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

L'ajout d'un terme de masse $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ est interdit par l'invariance de jauge, laissant le photon sans masse.

1.1.3.2 L'interaction forte

La démarche de description de l'interaction forte est analogue à celle employée pour l'interaction électromagnétique. Les quarks étant des fermions, le Lagrangien libre est le même que dans le paragraphe précédent :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j,$$

où $q_j = q_1, q_2, q_3$ représentent les trois couleurs des quarks. Pour simplifier les notations, seule une couleur apparaît dans les équations suivantes. Le groupe de symétrie $U(1)$ est remplacé par $SU(3)$:

$$q(x) \rightarrow Uq(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a}q(x),$$

U est une matrice 3×3 unitaire quelconque ($U^\dagger U = \mathbb{I}$), paramétrée par les facteurs $\alpha_a(x)$ ($a = 1, \dots, 8$) aux 8 générateurs⁷ T_a du groupe de symétrie. En suivant ce qui a été fait précédemment, imposer l'invariance de jauge locale $SU(3)$ au Lagrangien implique :

$$\begin{aligned} q(x) &\rightarrow (1 + i\alpha_a(x)T_a)q(x) \\ \partial_\mu q &\rightarrow (1 + i\alpha_a T_a)\partial_\mu q + iT_a q \partial_\mu \alpha_a \end{aligned}$$

À nouveau, le dernier terme de la dérivée interdit l'invariance. L'introduction de 8 nouveaux champs de jauge G_μ^a et d'une dérivée covariante définis par :

$$\begin{aligned} G_\mu^a &\rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a \\ D_\mu &= \partial_\mu + igT_a G_\mu^a \end{aligned}$$

permet de réécrire \mathcal{L} comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m)q \\ &= \bar{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a. \end{aligned} \quad (1.9)$$

7. L'ensemble des matrices unitaires de dimension 3×3 forme un espace vectoriel de dimension 8. Les 9 termes des matrices sont liés par la condition d'unitarité et 8 degrés de liberté suffisent donc à les définir. Les matrices T_a sont une base de cet espace. Elles sont alors linéairement indépendantes et de trace nulle. Plus généralement, un groupe de symétrie $SU(N)$ a $N^2 - 1$ générateurs.

Cette réécriture, similaire à l'équation (1.8) n'est cependant pas suffisante pour produire un Lagrangien invariant de jauge. Le terme d'interaction varie en effet selon :

$$\begin{aligned}\bar{q}\gamma^\mu T_a q &\rightarrow \bar{q}\gamma^\mu T_a q + i\alpha_b \bar{q}\gamma^\mu (T_a T_b - T_b T_a) q \\ &\rightarrow \bar{q}\gamma^\mu T_a q - f_{abc}\alpha_b (\bar{q}\gamma^\mu T_c q).\end{aligned}$$

La transformation de jauge n'étant pas de groupe abélien (non-commutation des générateurs), le terme $T_a T_b - T_b T_a$ ne s'annule pas. Le commutateur de deux générateurs du groupe $SU(3)$ a pour propriété :

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$$

où f_{abc} sont des constantes réelles appelées constantes de structure du groupe de symétrie. Finalement, l'invariance de jauge est possible en prenant en compte la non-commutation des générateurs :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c$$

À l'instar du champ A_μ introduit par l'invariance de jauge $U(1)$ locale, la définition d'un terme de masse pour chacun des 8 champs G_μ^a est incompatible avec l'invariance de jauge. La définition d'un terme cinétique est cependant possible et le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (1.10)$$

Les termes additionnels dus aux facteurs de structure non nuls complexifient cependant l'expression du terme cinétique, et $G_{\mu\nu}^a$ est défini comme :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.11)$$

L'équation (1.10) régit l'interaction de quarks colorés et des gluons vecteurs, avec un couplage g . La seule condition imposée au Lagrangien est l'invariance par le groupe $SU(3)$. Les 8 phases α sont cependant libres. Il n'est ainsi pas surprenant que les 8 champs de gluons G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) soient impliqués dans les interactions pour compenser les changements de phase.

À l'image de l'interaction électromagnétique, la symétrie de jauge $SU(3)$ globale (coefficients α constants) implique la conservation d'un courant de Noether et la conservation de la charge de couleur dans tout l'espace-temps. La présomption d'invariance locale, soit de conservation locale de la couleur, raisonnable au demeurant, est aussi confirmée par les observations de chromodynamique quantique.

Les représentations de $SU(3)$ permettent aussi de construire les modèles des baryons et mésons ainsi que de déterminer les quarks de valence de tous les hadrons. Il s'agit ici du groupe de rotations dans l'espace de saveurs des quarks (u, d, s) $SU(3)_F$ (F de l'anglais *flavour*) et non des couleurs. Un quark (antiquark) repose sur un triplet $\mathbf{3}$ (son conjugué complexe $\bar{\mathbf{3}}$) :

- la représentation fondamentale de $SU(3)$ est un triplet. Chaque quark a un spin de 1/2 et un nombre baryonique $B = 1/3$ ⁸. La relation de Gell-Mann–Nishijima donnant :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2},$$

deux triplets peuvent être construits et voient la définition des quarks et antiquarks, figure 1.2a.

- les mésons, $q\bar{q}$, de spin 0 et 1, ont une représentation :

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$$

et forment chacun un octet et un singlet, figure 1.2b.

- les baryons, qqq , de spin 1/2 ou 3/2 ont une représentation :

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1},$$

soit un décuplet, deux octets et un singlet. Seuls le décuplet et un octet correspondent à des résonances observables, figure 1.2c.

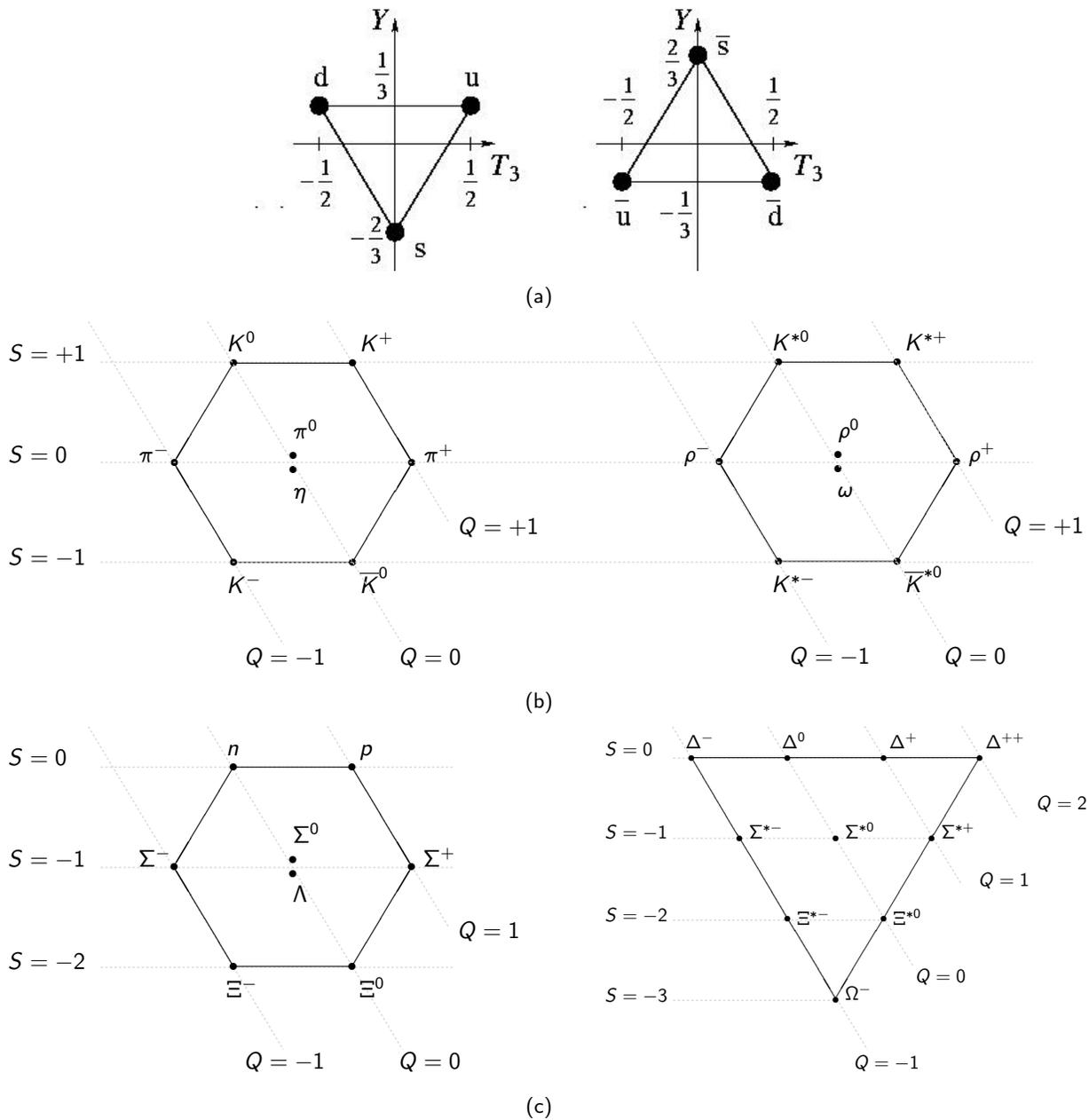


FIGURE 1.2 – Tripletts de quarks et antiquarks (a). Octets de mésons de spin 0 et 1 (resp. gauche et droite). Les singlets η' (spin 0) et ϕ (spin 1) n'apparaissent pas. Octet et décuplet de baryons observés (c).

Il est intéressant de noter que le terme cinétique $G_{\mu\nu}^a$ de l'équation (1.11) contient un terme d'auto interaction (interaction gluon-gluon). En outre, toutes les interactions des gluons sont résumées dans le Lagrangien de l'équation (1.10). Réécrit de manière plus symbolique :

$$\mathcal{L} = \text{"}\bar{q}q\text{"} + \text{"}G^2\text{"} + g\text{"}\bar{q}qG\text{"} + g\text{"}g^3\text{"} + g^2\text{"}G^4\text{"}, \quad (1.12)$$

Ces 5 vertex d'interaction des gluons avec fermions ou d'auto couplage sont illustrés, dans le même ordre, figure 1.3. Les interactions à trois et quatre gluons, inexistantes pour les photons, résultent du fait que les gluons sont porteurs

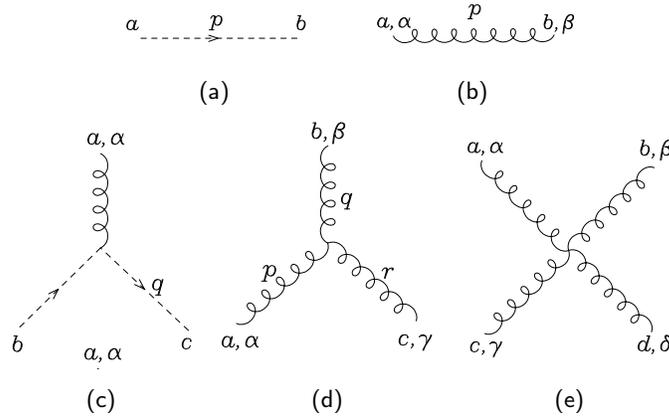


FIGURE 1.3 – Vertex relatifs aux couplages des gluons, dans l'ordre des termes de l'équation (1.12), $\mathcal{L}_{\text{int}} = a + b + c + d + e$.

de charges de couleur. Il est important de les considérer dans les calculs théoriques de section efficace et dans la définition de régions de signal dans l'analyse des données. Un gluon peut en effet en radier deux, ces derniers peuvent alors s'hadroniser et augmenter ainsi la multiplicité en jets attendue à l'ordre de l'arbre. Certains diagrammes ont été ignorés dans la liste donnée figure 1.3. Les développements mathématiques font en effet apparaître des champs sans masse, appelés fantômes de Faddeev-Popov, n'interagissant qu'avec les gluons et avec eux-mêmes. Ils ne font pas partie des particules du Modèle Standard. Les gluons énergétiques peuvent se convertir en une paire de quarks ou radier d'autres gluons, justifiant l'importance des régions à plus haute multiplicité de jets que le signal dans les comptages d'évènements.

Image de la couleur La construction du modèle d'interaction forte s'est initialement faite sans charge de couleur. La découverte d'une particule de spin $3/2$ et doublement chargée a motivé l'ajout de ce nombre quantique à la définition d'une particule. Le baryon Δ^{++} est une combinaison de trois quarks up de spins parallèles ($u \uparrow, u \uparrow, u \uparrow$), ne respectant apparemment pas le principe d'exclusion de Pauli. L'introduction d'un nouveau nombre quantique permet de lever cette limitation pour les quarks. En outre, le terme de couleur permet de conceptualiser les mélanges : la somme des couleurs primaires (rouge, vert, bleu) est le blanc, tandis qu'une couleur et une anti-couleur s'annulent. Baryons et mésons sont donc de couleur blanche.

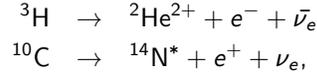
1.1.3.3 L'interaction faible

La première description de l'interaction faible n'est pas une théorie de jauge (objet du paragraphe suivant). Le modèle est initialement construit pour justifier le temps de vie des muons et pions chargés et expliquer la radioactivité β .

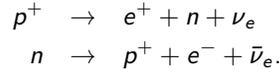
Les observations donnent des temps de vie du pion π^- et μ^- respectifs de $\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ et $\tau = 2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$. Les particules colorées ont un temps de vol de l'ordre de 10^{-23} s , et les interactions électromagnétiques sont de l'ordre de 10^{-16} s . Par exemple, le processus électromagnétique $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ voit le temps de vie du pion neutre de huit ordres de grandeur inférieur à la décroissance faible du π^- . Le temps de vie des particules est lié à l'inverse du couplage de la

8. Un baryon (antibaryon) $q_1 q_2 q_3$ ($\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3$) a ainsi un nombre baryonique de 1 (-1). Pour un méson $q_1 \bar{q}_2$, $B = +1/3 - 1/3 = 0$.

force impliquée. La faible constante de couplage observée donne son qualificatif à l'interaction. En outre, elle permet aussi la transformation d'un proton en neutron, ou l'inverse. Par exemple :



respectivement des radioactivités β^- et β^+ résumées par :



Bien sûr, la désintégration d'un proton libre en neutron est impossible, la masse du proton étant trop faible. La radioactivité β^+ n'est cependant pas interdite pour les atomes au rapport Z/N trop élevé. Le temps de vie du proton est estimé supérieur à 10^{30} s (soit 10^{13} fois plus que l'âge de l'univers pour un Big Bang daté de 14 milliards d'années).

En 1934, Fermi propose un formalisme basé sur la diffusion électron-proton de l'interaction électromagnétique $pe \rightarrow pe$:

$$\mathfrak{M} = \underbrace{(e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p)}_{\text{proton}} \underbrace{\left(-\frac{1}{q^2}\right)}_{\text{photon}} \underbrace{(-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e)}_{\text{électron}}$$

Le diagramme associé est donné figure 1.4a. Le proton, ici supposé élémentaire, porte un courant électromagnétique $e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p$ et échange un photon (d'impulsion q) avec un électron porteur du courant $-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e$. Fermi propose une interaction de contact, d'une intensité régie par une constante G_F de couplage faible, appelée constante de Fermi. L'amplitude correspondante est illustrée figure 1.4b et s'écrit :

$$\mathfrak{M} = (e\bar{u}_n\gamma^\mu u_p) \times G_F \times (e\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu u_e)$$

Les lignes fermioniques pe et $e^-\nu_e$ portent des courants de charge faible $e\bar{u}_n\gamma^\mu u_p$ et $e\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu u_e$. Il est observé en

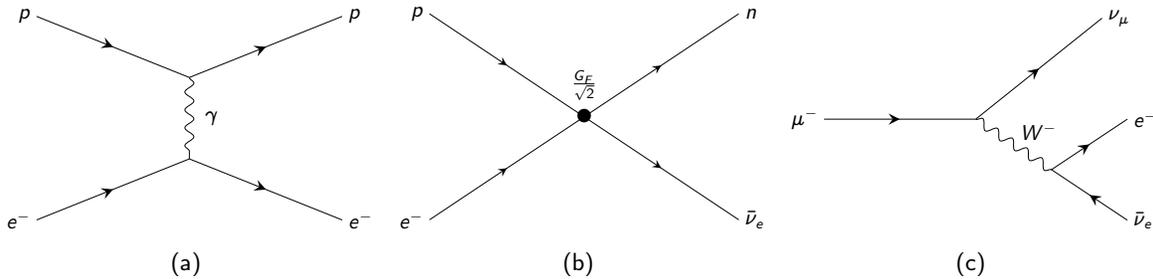


FIGURE 1.4 – Diffusion électron-proton par interaction électromagnétique (a), interaction de contact de Fermi pour la désintégration β^+ $p \rightarrow n e^+ \nu_e$ (b) et désintégration d'un muon $\mu^- \rightarrow W^- \nu_\mu$ avec $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ (c).

1956 que le kaon K^+ peut se désintégrer en 2 et 3 pions π [24], soit deux états finaux de parité différente. La violation de parité dans l'interaction faible est confirmée par d'autres expériences [25, 26]. L'inclusion de la violation de P n'implique qu'un remplacement des matrices de Dirac γ^μ par $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, avec $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Fondamentalement, cela implique un traitement différent pour les parties gauche et droite des fermions. Chaque champ fermionique est une somme de parties de chiralité différente, cette décomposition est appelée représentation de Weyl. Les opérateurs de projection et les composantes de chiralité droite et gauche sont définis comme :

$$\begin{aligned} P_{L/R} &= \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5) \\ \psi_{L/R} &= P_{L/R}\psi \end{aligned}$$

La parité P est violée et il en est de même pour la combinaison de charge C . La symétrie CP est cependant conservée *a priori*. L'observation des kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 a en effet, en 1964, mis en évidence une faible violation de CP

avec la combinaison $K_L = \sqrt{\frac{1}{2}}(K^0 - \bar{K}^0)$, dont la désintégration attendue se fait en 3 pions. Il est cependant aussi observé un rapport d'embranchement $\mathcal{B}(K_L \rightarrow 2\pi) \sim 10^{-3}$ [27].

Il manque à ce modèle, inspiré des diffusions électromagnétiques, une description du propagateur : e/q^2 pour le photon. Deux bosons vecteurs W^+ et W^- sont supposés être échangés au cours des interactions. Ils sont aussi supposés massifs, dans le cas contraire, ils pourraient être produits par simple désintégration faible et auraient une portée infinie comme le photon. L'élément de matrice correspondant à l'échange d'un boson W de masse M_W portant une impulsion q dans le changement de saveur d'un fermion du type $u_1 \rightarrow \nu_1 W \rightarrow \nu_1(u_2 n u_2)$ s'écrit :

$$\mathfrak{M} = \underbrace{\left(\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_1} \gamma^\mu P_R u_1 \right)}_{\text{lepton initial}} \underbrace{\frac{1}{M_W^2 - q^2}}_{\text{boson W}} \underbrace{\left(\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_2} \gamma_\mu P_R u_2 \right)}_{\text{lepton final}}.$$

Le diagramme de Feynman relatif à cet élément de matrice apparaît figure 1.4c ($\bullet_1 = \bullet_\mu$ et $\bullet_2 = \bullet_e$). Dans le cas où $q^2 \ll M_W^2$ (désintégration β et désintégration d'un muon par exemple) :

$$G_F/\sqrt{2} = g_W^2/8M_W^2,$$

et l'interaction est en effet assimilable à une interaction de contact.

1.1.4 Brisure de symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs

Les masses des bosons de jauge W^+ , W^- , et Z sont proches de 80 et 90 GeV, le photon est de masse nulle. Il a déjà été remarqué que l'introduction d'un terme de masse peut être incompatible avec l'invariance de jauge (photon et gluon notamment). Cela n'est cependant pas un frein à la formulation de l'électrodynamique quantique et de l'interaction forte, mais constitue un échec majeur de la théorie pour l'interaction faible. L'exploitation de la brisure spontanée de symétrie électrofaible permet d'apporter une solution avec l'introduction du mécanisme dit "de Higgs".

En 1964, Robert Brout et François Englert [1], Peter Higgs [2, 3], Carl Richard Hagen, Gerald Guralnik et Thomas Kibble [4], publient indépendamment et presque simultanément une théorie capable d'expliquer la masse des particules élémentaires. Cette théorie, impliquant la brisure de symétrie électrofaible, voit l'apparition d'une particule de masse non nulle, appelée boson de Higgs par la suite, dont le couplage avec les particules élémentaires leur confère une masse.

Pour illustrer ce qu'est une brisure de symétrie, on peut partir d'un exemple simple. Supposons un champ scalaire ϕ , de spin 0, décrit par le Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right). \quad (1.13)$$

μ et λ sont des constantes réelles. Le terme quadratique est effectivement homogène à un terme de masse, mais n'est pas affecté du bon signe. Cela tient au fait que les interactions sont des processus perturbatifs partant du niveau fondamental, $\phi = 0$. Dans l'équation (1.13), l'état d'énergie minimal n'est pas $\phi = 0$. En isolant les termes cinétique et potentiel :

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{U},$$

avec

$$\mathcal{U}(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4.$$

$\lambda > 0$, deux cas sont discutés pour μ . Si $\mu > 0$, il s'agit d'un champ scalaire de masse μ et l'état de vide correspond à $\phi = 0$. Si $\mu^2 < 0$, le terme de masse précédent n'est pas affecté du bon signe et le potentiel minimum est atteint pour

$$\phi = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}.$$

On peut alors développer \mathcal{L} autour du minimum en définissant $\phi = \eta \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ et le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \lambda v^2\eta^2 \mp \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 + \text{cte.} \quad (1.14)$$

Le terme $\mu^2\eta^2$ est à nouveau homogène à une masse, ici affecté d'un signe cohérent avec la formulation lagrangienne et les calculs de diagrammes de Feynman, $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$. Les équations (1.13) et (1.14) décrivent pourtant le même système, il n'y a eu qu'un travail de réécriture. Le Lagrangien originel, équation (1.13), est invariant de parité ($\phi \rightarrow -\phi$), mais sa reformulation (1.14) ne l'est pas, cette symétrie a alors été brisée. Cela est dû au fait que l'état de vide (de plus basse énergie) ne partage pas la symétrie du Lagrangien. La symétrie est brisée *spontanément* car ne nécessite aucun agent extérieur (par exemple la distinction haut-bas est due à l'action de la gravité).

La brisure de symétrie arrive quand l'état de vide d'une théorie n'est pas invariant sous certaines transformations du groupe de jauge. Il convient de fixer un état de vide parmi les états de plus basse énergie. Ces derniers peuvent être discrets, comme pour le champ scalaire, ou il peut s'agir d'un continuum comme dans les cas traités plus loin. Il est alors nécessaire de redéfinir les champs autour du vide nouvellement défini et si le Lagrangien réécrit ne présente plus ses propriétés d'invariance, la symétrie est brisée *spontanément*. Les lois de conservation sont cependant toujours valides, à l'inverse d'une brisure *brutale* de symétrie. Le théorème de Goldstone établit qu'une brisure spontanée de symétrie voit l'apparition d'une particule scalaire non massive (boson de Goldstone) pour chaque générateur brisé. La brisure de symétrie de jauge (locale) implique la création d'une masse des bosons de jauge par l'absorption des bosons de Goldstone.

Il est aisé de construire un Lagrangien avec brisure spontanée et continue de la symétrie. On peut l'illustrer par le fait de tenir un tube flexible et fin entre ses doigts (par les deux extrémités) et serrer la prise. Les deux extrémités du cylindre sont invariantes, mais l'on force le système à prendre une direction, et l'objet peut se courber dans toutes les directions. Pour deux champs scalaires, on peut écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 - \underbrace{\left(\frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^4 + \phi_2^4)\right)}_V. \quad (1.15)$$

Dans ce cas, le minimum est défini par le cercle d'équation :

$$\phi_{1,\min}^2 + \phi_{2,\min}^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}.$$

De même, en combinant deux champs scalaires réels ϕ_1 et ϕ_2 en un champ complexe ϕ :

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2,$$

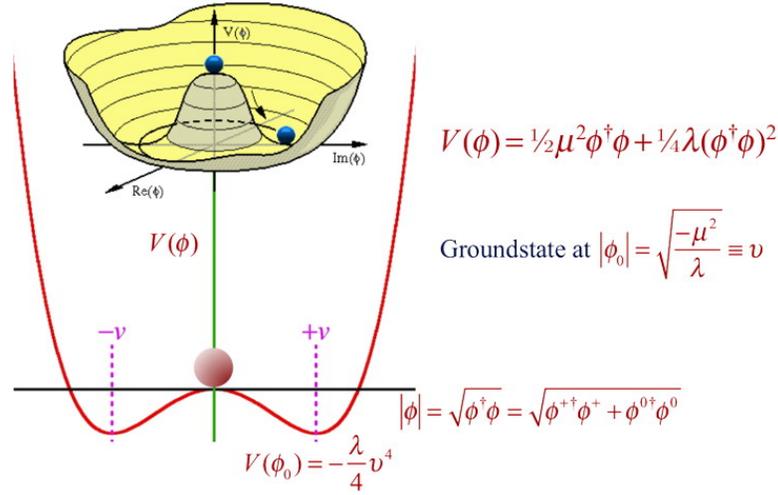
le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) + \underbrace{\left(\frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) + \frac{1}{4}\lambda(\phi^*\phi)^2\right)}_V. \quad (1.16)$$

Le potentiel V est illustré figure 1.5. La masse m_η du champ introduit par le développement autour de la valeur du vide est inchangée.

Théories de Yang-Mills

Masse des bosons Les développements pour une théorie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont plus techniques et ne sont que résumés ici. Il est en effet intéressant de comprendre certaines relations. On note χ_L la partie gauche des fermions


 FIGURE 1.5 – Potentiel de Higgs avec un nombre infini de configurations au potentiel minimum : $|\phi_0| = v$.

doublets d'isospin et ψ_R la partie droite, singlet d'isospin. Parties droite et gauche se transforment différemment à cause de $SU(2)_L$, appliqué au champs de chiralité gauche :

$$\begin{aligned}\chi_L &\rightarrow e^{i\alpha(x)\cdot\mathbf{T} + i\beta(x)Y} \chi_L \\ \psi_R &\rightarrow e^{i\beta(x)Y} \psi_R\end{aligned}$$

\mathbf{T} et Y sont les générateurs respectifs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Les interactions faibles font intervenir un triplet de courants faibles \mathbf{J}_μ couplé à trois vecteurs \mathbf{W}^μ . Ce ne sont pas les états propres de masse des bosons Z et W observés dans les expériences. La conservation du courant d'hypercharge fait intervenir un quatrième boson vecteur B^μ . Pour un doublet d'isospin électron et son neutrino associé

$$\begin{aligned}\chi_L &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \text{avec } T = 1/2, Y = -1 \\ \psi_R &= e_R^- \quad \text{avec } T = 0, Y = -2\end{aligned}$$

la dérivée covariante respectant la symétrie livre :

$$\mathcal{L} = \bar{\chi}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g \times \frac{1}{2} \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \times \left(-\frac{1}{2} \right) B_\mu \right] \chi_L \quad (1.17)$$

$$+ \bar{e}_R \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g'(-1)B_\mu \right] e_R - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.18)$$

g et g' sont les constantes de couplage associées aux symétries respectives $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Pour reformuler la théorie et faire apparaître une masse aux bosons W et Z , il faut introduire un champ de Higgs permettant de briser la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$L_{\text{Higgs}} = \left[\left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \times \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right]^\dagger \left[\left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}^\mu - g' \times \frac{Y}{2} B^\mu \right) \phi \right] - V(\phi). \quad (1.19)$$

Le choix le plus simple pour le champ de Higgs est un doublet d'isospin d'hypercharge $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \phi^+ &= (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 &= (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (1.20)$$

ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 sont des champs scalaires. Pour retrouver le potentiel illustré figure 1.5, on choisit une valeur dans le vide ϕ_0 :

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

v est la valeur attendue du potentiel de Higgs dans le vide (*Vacuum Expectation Value*, parfois abrégée *vev*) et est mesurée à 246 GeV. Le potentiel apparaissant équation (1.16) permet d'identifier la masse du boson de Higgs :

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v.$$

Toute forme de ϕ_0 brisant la symétrie générerait une masse pour les bosons de jauge. Ce choix de ϕ_0 , d'isospin $T = 1/2$, $T_3 = -1/2$ et d'hypercharge $Y = 1$ brise les deux symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Cependant, la relation de Gell-Mann–Nishijima donne $Q = 0$. ϕ_0 est donc invariant invariant de jauge $U(1)_{em}$:

$$\phi'_0 \rightarrow e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0.$$

Ce choix permet donc de conserver un photon sans masse. Les masses des autres bosons de jauge apparaissent en substituant $\phi(x)$ par ϕ_0 dans (1.19) :

$$\begin{aligned} \left| \left(-\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) \phi \right|^2 &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8}v^2g^2 \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right] + \frac{1}{8}v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3) (g'B_\mu - gW_\mu^3) \\ &= \left(\frac{1}{2}vg \right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{8}v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

Les bosons W^\pm sont définis comme $(W^\pm = W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ de masse donnée par le premier terme $M_W = \frac{1}{2}vg$. De même peut être extrait :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} && \text{avec } M_A = 0 \\ Z_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} && \text{avec } M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}. \end{aligned}$$

Avec la définition de l'angle de Weinberg, $\tan \theta_W = g/g'$, le modèle de Salam-Weinberg à un doublet de Higgs livre pour le rapport des forces des courants neutres et chargés :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (1.21)$$

Ce rapport est aussi valide après corrections radiatives, protégeant la relation (1.21) entre les masses des bosons W et Z . Avant de briser la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, le boson de Higgs a une symétrie initiale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ brisée en $SU(2)_V$. Cette symétrie réduite lie les champs de jauge et est appelée symétrie custodiale.

Masse des fermions Dans le secteur fermionique, la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est spontanément brisée et le champ de Higgs substitué est

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

h est l'unique champ du doublet de Higgs "survivant" à la brisure locale de symétrie $SU(2)$ et correspond au ϕ_3 de l'équation (1.20). Le Lagrangien pour un électron devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{électron}} &= -G_e \left[(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi^-, \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right] \\ &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h \\ &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v \left(\bar{e}e - \frac{1}{v}\bar{e}eh \right) \end{aligned}$$

La constante G_e est arbitraire, mais la masse de l'électron apparaissant dans les termes d'interaction, on définit :

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}.$$

Il en est de même pour les autres leptons chargés. Pour générer les masses des deux quarks de chaque doublet, le doublet de Higgs doit être défini comme $\phi_c = -i\tau_2\phi^*$, que la brisure de symétrie $SU(2)$ transforme en :

$$\phi_c = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le Lagrangien du secteur des quarks donne :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{quarks}} &= -G_d^{ij} (\bar{u}_i, \bar{d}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} - G_u^{ij} (\bar{u}'_i, \bar{d}'_i)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_{jR} + \text{conjugué hermitien} \\ &= -m_d^i \bar{d}_i d_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) - m_u^i \bar{u}_i u_i \left(1 + \frac{h}{v}\right) \end{aligned}$$

Ces interactions, dans le secteur de Yukawa, peuvent être résumées par 3 Lagrangiens pour les leptons chargés, les quarks de type *up* et les quarks de type *down* :

$$\begin{cases} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{lep}} = i \frac{v+h}{v} (m_e e \bar{e} + m_\mu \mu \bar{\mu} + m_\tau \tau \bar{\tau}) \\ \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^u = i \frac{v+h}{v} (m_u u \bar{u} + m_c c \bar{c} + m_t t \bar{t}) \\ \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^d = i \frac{v+h}{v} (m_d d \bar{d} + m_s s \bar{s} + m_b b \bar{b}) \end{cases} \quad \text{avec les masses} \quad \begin{cases} \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ii}^{\text{lep}} = (m_e, m_\mu, m_\tau) \\ \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ii}^u = (m_u, m_c, m_t) \\ \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ii}^d = (m_d, m_s, m_b) \end{cases} \quad (1.22)$$

Les couplages du boson de Higgs aux fermions sont alors proportionnels à la masse de ces derniers. Ainsi, le quark top, du fait de sa grande masse ($m_t \simeq 173 \text{ GeV}$), est le plus fortement couplé au boson de Higgs,

$$y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v} \sim 1.$$

La mesure de ce paramètre est au cœur de nombre d'analyses dans les expériences ATLAS et CMS. L'étude d'un canal de désintégration du processus $t\bar{t}H$ est détaillée chapitre 5 en vue de la mesure directe de y_t apparaissant figure 1.6.

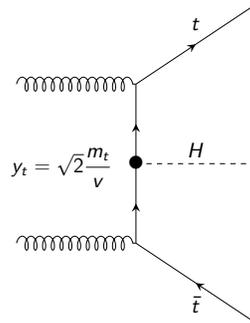


FIGURE 1.6 – Création du boson de Higgs en association avec une paire de quarks $t\bar{t}$. Le vertex d'interaction n'est sensible qu'au couplage entre le boson de Higgs et le quark top et peut ainsi être mesuré directement. Il a été observé en 2018 par les expériences ATLAS [28] et CMS [29].

Finalement le Lagrangien du Modèle Standard peut être réécrit en terme de champs observables et aux masses mesurables :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes cinétiques et} \\ \text{d'auto-interaction des} \\ \text{bosons } W^\pm, Z \text{ et } \gamma. \end{array} \right. \\
 & + \bar{L}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) L & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes cinétiques des} \\ \text{quarks et leptons ainsi} \\ \text{que leurs interactions avec} \\ \text{les bosons } W^\pm, Z \text{ et } \gamma. \end{array} \right. \\
 & + \bar{R}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) R & \\
 & + \left| \left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) & \left\{ \begin{array}{l} \text{Valeurs des masses et} \\ \text{couplages du boson de} \\ \text{Higgs et des } W^\pm, Z \text{ et } \gamma. \\ \text{Auto-couplage du Higgs.} \end{array} \right. \\
 & - (G_1\bar{L}\phi R + G_2\bar{L}\phi_c R + \text{conjugué hermitien}) & \left\{ \begin{array}{l} \text{Masses des quarks et} \\ \text{leptons et couplages} \\ \text{au boson de Higgs.} \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

L et R désignent respectivement des quarks ou leptons gauches (doublets) et droits (singlets).

1.1.5 Limites du Modèle Standard

Les succès prédictifs du Modèle Standard ont largement été cités dans ce chapitre. Demeurent pourtant des comportements non décrits, ou non confirmés par l'expérience. Fort d'une description quasi complète du monde électrofaible, aucune observation ne permet pourtant de réellement l'infirmer à cette échelle d'énergie. Au-delà des faiblesses développées plus loin, la non-description de la gravitation au sein du Modèle Standard est un manque fondamental dans la théorie.

Problème de la gravitation

Le regroupement des quatre interactions fondamentales dans une théorie commune est un problème toujours ouvert en physique théorique. L'unification de la mécanique quantique et la relativité générale reste en suspens. La théorie des cordes et la gravitation quantique à boucle en sont deux théories candidates. Aucune d'elles ne permet pourtant l'observation des phénomènes hors Modèle Standard observables à l'échelle d'énergie électrofaible. Une théorie quantique de la gravitation (n'incluant pas les autres interactions) existe dans la description de phénomènes de hautes masses pour des distances microscopiques, principalement dans la description des trous noirs et des premiers instants de l'univers. Les développements d'une théorie du tout sont actuellement insuffisants et n'offrent aucune possibilité d'observation expérimentale aux échelles d'énergies actuellement atteignables. Le Modèle Standard est ainsi considéré comme théorie effective de basse énergie (à l'ordre du TeV, exploré au LHC).

Paramètres libres

Le Modèle Standard permet une description qualitative des interactions, voire une quantification relative des masses des particules ou valeurs de leurs couplages. Ces valeurs n'ont pourtant aucun fondement théorique et découlent de paramètres arbitrairement fixés, ou dont la structure repose un modèle plus vaste. 19 paramètres sont laissés libres par la théorie et contraints par l'expérience. Parmi eux, 11 sont liés au boson de Higgs, soulignant l'importance des recherches dans ce domaine. Les masses des quarks et leptons chargés (9 termes) sont la conséquence de leur couplage de Yukawa au boson de Higgs (fondamentalement les paramètres libres sont y_{ij}). La valeur minimale du potentiel de Higgs (différente de 0), caractéristique de l'échelle électrofaible n'est pas justifiée par la théorie, il en est de même pour sa masse (ou le facteur λ), dont la valeur n'a pu qu'être inférée de son observation. Les angles de

mélange entre les états propres de couleur des quarks font l'objet de mesures expérimentales uniquement, la phase δ de violation de CP est aussi laissée libre. Les constantes de couplages des trois interactions sont libres⁹. L'angle du vide QCD est aussi compté dans les paramètres libres. Sept paramètres sont à ajouter dans le cas de neutrinos massifs : les masses des trois types de neutrinos, les trois angles de mélange de la matrice PMNS (définie plus loin) et la phase de violation de CP . En outre, le nombre de familles de particules n'a pas de justification.

Problèmes de hiérarchie

Le Modèle Standard souffre non seulement de l'imprévisibilité de la valeur de nombre de ses paramètres, mais lorsqu'elles peuvent être connues, les différences entre leurs ordres de grandeur sont injustifiables. Ces différences d'échelle remettent en question la naturalité¹⁰ du Modèle Standard. Un premier exemple réside dans la différence d'intensité entre la force faible et la force gravitationnelle (10^{-24} fois moins intense). Bien que le Modèle Standard n'inclut pas la gravitation, il est utilisé pour mesurer la constante de Fermi, directement liée à l'intensité de la force faible. Celle-ci est mesurée bien plus grande que la constante G et seuls les modèles au-delà du Modèle Standard peuvent apporter des éléments de réponse (potentiels).

Au sein du Modèle Standard, les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs proviennent du terme d'auto-interaction, des boucles de bosons de jauge et des boucles de fermions, dominées par le quark top. Ces boucles sont quadratiquement divergentes et évoluent comme $\int d^4k (k^2 - m^2)^{-1} \sim \Lambda^2$, avec Λ l'échelle de coupure (*cut-off*) pour la renormalisation (borne supérieure de l'intégrale). La masse m_H du boson de Higgs est donc sensible aux échelles de Nouvelle Physique, avec les termes relatifs aux nouvelles particules, pour lesquelles les corrections sont très largement supérieures à m_H . La hiérarchie $\delta m_H^2 \gg m_H^2$ nécessite un ajustement très fin (*fine tuning*) de certains paramètres du modèle pour s'affranchir de ces corrections. La gravitation permet cependant de définir l'échelle de Planck ($M_P = 2.2 \times 10^{-8} \text{ kg} \sim 10^{19} \text{ GeV}$), pour laquelle les corrections sont si élevées, que leur annulation pour conserver une masse m_H à l'échelle électrofaible est inenvisageable.

Un autre problème de hiérarchie est lié aux différences d'échelle des masses des fermions chargés, variant de celle du quark top, de l'ordre de grandeur de l'échelle électrofaible ($M_t = 175 \text{ GeV}$), jusqu'à celle de l'électron de 511 keV. Rien dans le modèle actuel ne permet de justifier cela. Les masses des quarks sont hiérarchisées : $m_u \ll m_c \ll m_t$ et $m_b \ll m_s \ll m_b$. Avec $m_u < m_d$, la masse du proton (uud) est supérieure à celle du neutron (udd), protège le proton de la désintégration et conditionne ainsi tout ce qui existe. Au-delà de l'incomplétude de la théorie, rien ne permet de comprendre l'origine de la différence d'échelles entre le monde électrofaible (inférieure au TeV) et l'échelle de Planck (de l'ordre de 10^{19} GeV), supposée unifier les quatre interactions fondamentales.

Oscillation des neutrinos

En 1957, Pontecorvo prédit qu'un neutrino créé avec une certaine saveur (électronique, muonique ou tauique) pouvait être mesuré avec différentes saveurs au cours du temps. Ce phénomène a, depuis lors, été observé dans de nombreuses expériences et a justifié l'attribution du prix Nobel de physique de 2015. Il permet d'expliquer le déficit en neutrinos détecté dans les expériences comme Super-Kamiokande (1998). Les expériences de détection de neutrinos n'étaient alors sensibles qu'aux neutrinos électroniques. Le nombre d'impacts mesuré correspondait alors au tiers du nombre attendu en provenance du Soleil. Ceci s'explique par les oscillations des neutrinos au cours du trajet Soleil-Terre. Ils se répartissent en trois saveurs et deux d'entre elles n'interagissaient pas avec les détecteurs.

Le Modèle Standard ne prévoit pas de masse pour les neutrinos et aucune expérience ne donne de mesure directe, ou manquent de sensibilité. L'ajout d'un terme de masse "à la main" impliquerait en effet des masses similaires pour les neutrinos de chiralités gauche et droite. Un tel terme est exclu, les neutrinos de chiralité droite n'ayant jamais été observés. Pourtant, le modèle électrofaible prédit des oscillations de saveur des neutrinos s'ils ont une masse non nulle. Leurs observations constituent une limite du modèle aujourd'hui défini. En outre, une masse non nulle implique effectivement l'existence de neutrinos de chiralité droite, mais ceux-ci ne sont pas concernés par l'interaction faible et ne peuvent pas être décrits par le Modèle Standard.

9. Les masses des bosons W et Z dépendent des deux constantes de couplage électrofaibles. m_W et m_Z sont liées par le rapport ρ , mais cette définition n'est que relative.

10. La naturalité d'une théorie est le fait d'avoir des rapports de l'ordre de 1 entre grandeurs adimensionnées et impliquerait, dans le Modèle Standard, des interactions d'intensités similaires et des écarts de masses bien plus faibles.

Le passage d'un état de masse à un état d'interaction est régi par un phénomène similaire au changement de saveur des quarks et la matrice CKM, la matrice PMNS (Matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata). Un mécanisme dit "de balançoire" (*see-saw*) apparaît dans certaines théories unifiées et permet d'expliquer le phénomène d'oscillation en introduisant des neutrinos stériles, très massifs et conférant des masses très faibles aux neutrinos légers, de l'ordre de quelques eV. Ce mécanisme peut justifier des neutrinos de chiralité gauche très légers, mais implique que les neutrinos stériles soient de chiralité droite, que le Modèle Standard ne peut pas décrire. Ils seraient alors uniquement sensibles à la gravitation.

Matière et énergie noire

La seconde loi de Newton permet de décrire le mouvement de rotation de corps massifs soumis uniquement à leur attraction gravitationnelle. Elle décrit avec succès le mouvement de rotation de la Terre autour du Soleil par exemple mais est incompatible avec les observations de rotations de galaxies. Il est attendu par la mécanique newtonienne que la vitesse de rotation des étoiles diminue avec la distance au centre de la galaxie. Il a pourtant été observé que les étoiles à la périphérie de la galaxie d'Andromède¹¹ allaient trop vite, mais aussi que la vitesse de rotation, au lieu de décroître avec la distance, semble constante. Une justification possible repose sur l'existence d'un halo de matière invisible dans lequel baigne la galaxie et représentant jusqu'à 90% de sa masse. Le Modèle Standard ne propose cependant aucun candidat à la constitution de ces halos, comptant pour 27% de la masse totale de l'univers (la matière visible n'en représente que 5%). Des candidats non baryoniques sont à l'étude, comme les neutrinos stériles, massifs, et soumis uniquement à l'interaction gravitationnelle, ou les WIMP (*Weekly Interacting Massive Particle*), interagissant faiblement avec la matière. Parmi les WIMP comptent les candidats neutralinos, partenaires supersymétriques des neutrinos. Aucune observation n'a été faite à ce jour.

Une autre observation cosmologique potentiellement hors Modèle Standard est l'expansion de l'univers et la présence d'énergie noire, nécessaire pour surmonter la force de gravitation. Les mesures des vitesses d'éloignement de supernovæ montrent que l'univers a tendance à se dilater et que plus un objet est éloigné, plus il est accéléré. Cette énergie, comptant pour 68% de la densité d'énergie totale de l'univers, se comporte comme une force gravitationnelle répulsive et semble corroborer une constante cosmologique non nulle. Cela reste cependant un problème ouvert. Un champ scalaire hypothétique, de même nature que le boson de Higgs, pourrait être responsable de l'inflation cosmique. Dans certaines théories, le boson de Higgs est un candidat pour cet inflaton.

Asymétrie matière-antimatière

Il est supposé que le Big Bang a engendré autant de matière que d'antimatière, aucun type de particules n'étant privilégié et rien n'indique que les évolutions de quantité de matière et antimatière devraient être différentes. Pourtant, il est clair que l'univers visible est peuplé de particules et non d'antiparticules. Annihilation et conversion en photons lors du contact particule-antiparticule interdisent la formation de structures. On peut supposer que l'univers est scindé en régions de matière et antimatière, cependant aucune radiation caractéristique des annihilations n'indique la présence d'une telle frontière. La présence de dipôles électrostatiques dans chaque particule fondamentale permettrait la violation de la parité P et de l'inversion du temps T autorisant particules et antiparticules à décroître à différentes vitesses. Sakharov a proposé trois conditions nécessaires pour des taux différents de productions entre baryons et anti-baryons : violation du nombre baryonique B (positif pour les particules, négatif pour les antiparticules), symétrie par conjugaison de charge C mais asymétrie charge-parité CP . En outre, les interactions doivent s'opérer hors-équilibre [30]. Le dernier point implique que le processus asymétrique entre baryons et anti-baryons est moins rapide que l'expansion de l'univers. L'asymétrie charge-parité apparaît déjà dans la phase complexe δ de la matrice de mélange des quarks, et celle des neutrinos (hors Modèle Standard). L'amplitude de violation de CP est cependant trop faible dans le Modèle Standard pour expliquer une telle dominance de la matière.

Violation forte de CP

À l'inverse, un second problème est lié à la symétrie charge-parité dans l'interaction forte. Cette dernière n'est pas brisée par la chromodynamique quantique, ce qui constitue un problème ouvert. La brisure de symétrie chirale (partie axiale de $U(1)$) de l'interaction forte modifie l'état de vide et une réécriture du Lagrangien de QCD fait apparaître une phase θ autorisant le terme de masse à violer la symétrie CP . Il est montré que cela impliquerait un moment électrique

11. De nombreuses autres observations ont été faites depuis.

dipolaire au neutron, dont les limites fixées par l'expérience sont largement inférieures à celles inférées par la théorie. Aucune expérience n'a ainsi mis en évidence une violation de CP dans le domaine de l'interaction forte. L'angle θ est mesuré proche de 0, mais sa valeur ne dépend pas du Modèle Standard. Une potentielle explication est apportée par Peccei et Quinn [31] avec la brisure spontanée de symétrie $U(1)$ globale et la création d'axions, pseudo-bosons de Goldstone. Des effets non triviaux de QCD donnent une faible masse à ces bosons créés lors de la brisure de symétrie. Ces axions sont ainsi de potentiels candidats à la matière noire, mais n'ont pas été mis en évidence à ce jour.

1.1.6 Au delà du Modèle Standard

Des modèles alternatifs ou plus étendus sont développés pour palier aux limites listées au paragraphe précédent. Certaines théories permettent l'unification des trois interactions (faible, forte et électromagnétique) au sein d'un même groupe de symétrie, certaines, plus larges, développent un formalisme commun pour les quatre interactions fondamentales. Enfin, d'autres remplacent un élément du Modèle Standard, par exemple en ajoutant un doublet de Higgs dans la brisure de symétrie électrofaible.

1.1.6.1 Supersymétrie

Parmi ces modèles, celui ayant motivé le plus de recherches expérimentales est la supersymétrie. Elle permet l'unification des constantes de couplage à l'ordre de 10^{15} GeV, *c.f.* figure 1.7, où la hiérarchie entre intensité des forces fondamentales disparaît. Elle permet en outre de résoudre les problèmes de divergence de masse du boson de Higgs et livre des candidats potentiels à la matière noire (*LSP, Lightest Supersymmetric Particle*). La théorie étend l'algèbre de Poincaré aux fermions et base la quantification sur l'anticommutation (au lieu de la commutation pour les bosons). La conséquence est l'existence pour chaque boson d'un partenaire supersymétrique fermionique, et à chaque fermion, est associé un superpartenaire bosonique. Cette théorie a suscité un fort intérêt expérimental, prévoyant les masses des partenaires supersymétriques les plus légers à l'ordre du TeV. Aucun n'a été mise en évidence jusqu'alors [32, 33, 34, 35, 36, 37]. Les théories permettant l'unification des forces fondamentales hors gravitation sont regroupées dans

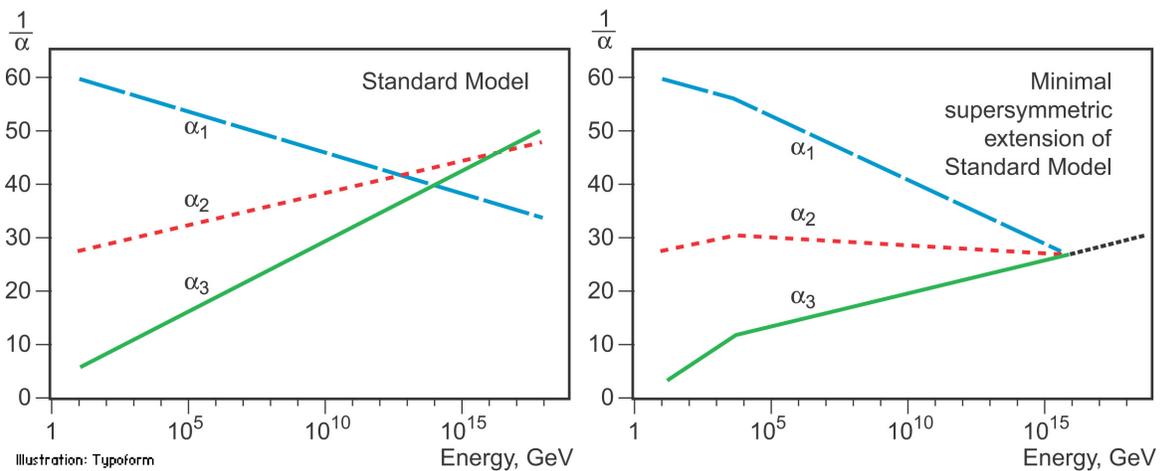


FIGURE 1.7 – Évolution des constantes de couplage des trois interactions considérées (forte : α_1 , électromagnétique α_2 et faible α_3) dans le cadre du Modèle Standard (gauche) ou du modèle minimal de supersymétrie (*MSSM, Minimal SuperSymetric Model*).

les théories de grande unification (*GUT, Grand Unification Theories*).

1.1.6.2 Théories du tout

Parmi les théories "du tout", permettant une description commune de la relativité générale et la théorie quantique des champs, les plus développées sont la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucle. Aucune ne propose

cependant de confirmation expérimentale à des échelles d'énergie atteignables par les accélérateurs. L'unification des quatre interactions fondamentales est en effet attendue à l'échelle de Planck.

Théorie des cordes Elle propose une description des particules non pas ponctuelle, mais sous la forme d'objets à une dimension, semblables à des cordes se propageant dans l'espace et le temps et pouvant interagir entre elles. Les propriétés quantiques des particules (masse, charge. . .) sont déterminées par des états vibrationnels de ces cordes dans des dimensions supplémentaires. La recherche consiste en une formulation d'une théorie quantique des champs gravitationnels. Des formulations complexes de théories de cordes supersymétriques (supercordes) existent et sont unifiées sous la théorie M.

Théorie de la gravitation à boucles La démarche fondamentale est inverse à la théorie des cordes avec une quantification de l'espace et du temps, au même titre que l'énergie. Les unités indivisibles d'espace et de temps, respectivement appelées espace et temps de Planck, sont de l'ordre de 10^{-35} m et 10^{-44} s. Cette théorie est plus orientée vers la description de phénomènes cosmologiques et des premiers instants de l'Univers.

1.1.6.3 Modifications ou extensions du Modèle Standard

Aux manques de la théorie effective, sont développées des extensions "locales" au secteur considéré. Par exemple, un modèle à deux, ou plus, doublets de Higgs, complexifie la définition des masses des particules et définit de nouveaux couplages, mais ne change pas fondamentalement le modèle. Une formulation avec deux doublets de Higgs est suffisante pour autoriser les changements de saveur avec émission d'un courant neutre. Une recherche de processus $t \rightarrow Hq$, $q = u, c$ est décrite au chapitre 6 et une brève description des modèles les permettant est donnée au paragraphe suivant. De même, le mécanisme de balançoire (*seesaw*) permettant la définition d'une masse aux neutrinos est une extension du secteur des neutrinos.

1.1.6.4 Changement de saveur du quark top avec émission d'un courant neutre

Le changement de saveur de quarks est autorisé dans le Modèle Standard, *c.f.* la matrice CKM, équation (1.2). Il n'est permis qu'entre un quark de type *up* (u, c, t) et un quark de type *down* (d, s, b). La différence de charge implique l'émission d'un boson W^\pm . Des changements de saveur de type $up \rightarrow up$ ou $down \rightarrow down$, soit avec émission d'un courant neutre (γ, Z^0 , ou H) sont interdits à l'ordre de l'arbre et fortement supprimés dans les boucles par le mécanisme GIM (Glashow–Iliopoulos–Maiani). Le Lagrangien correspondant à ces processus, appelés FCNC (*Flavour Changing Neutral Current*), peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{\text{FCNC}} = \lambda_{tHu} \bar{t}Hu + \lambda_{tHc} \bar{t}Hc + \text{conjugué hermitique.}$$

Les limites aux rapports d'embranchement ¹² $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ sont posées (attendues) par l'expérience ATLAS à respectivement 0.19 % (0.15 %) et 0.16 % (0.15 %) [38]. Ces mesures font l'objet du chapitre 6, où plus de détails sont donnés.

1.2 Phénoménologie du boson de Higgs, observation et premières mesures

Il a été montré section 1.1.4 que le mécanisme de Higgs était à l'origine de la masse des particules élémentaires.

12. Les limites des paramètres de couplage $|\lambda_{tHu}|$ et $|\lambda_{tHc}|$ sont liées aux rapports d'embranchement.

1.2.1 Modes de production

Le boson de Higgs peut être produit au sein des collisionneurs et étudié de la même façon que les autres particules. Au LHC, les modes de production du Higgs principaux sont (par section efficace décroissante) :

- la fusion de gluons (*Gluon Fusion* (ggF))
- la fusion de bosons de jauge (*Vector Boson Fusion* (VBF))
- le *Higgs-strahlung* (HS), ou production associée avec un boson vecteur (WH ou ZH)
- la production associée avec une paire de quarks top ($t\bar{t}H$)

Des exemples de diagrammes dominants en sont donnés figure 1.8. Le détail des sections efficaces pour des collisions proton-proton à 8 et 13 TeV est donné table 1.3, leur évolution en fonction de \sqrt{s} , pour un boson de Higgs de 125 GeV, apparaît figure 1.9.

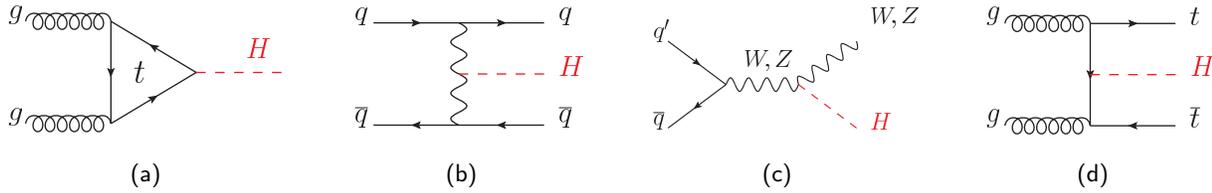


FIGURE 1.8 – Exemples de diagrammes de Feynman pour les quatre principaux modes de production du boson de Higgs au LHC, par section efficace décroissante : fusion de gluons ggF , fusion de bosons vecteurs VBF , production associée avec un boson vecteur (émission par rayonnement de freinage, *Higgs-strahlung*) et production associée avec une paire de quarks top $t\bar{t}$ ($t\bar{t}H$).

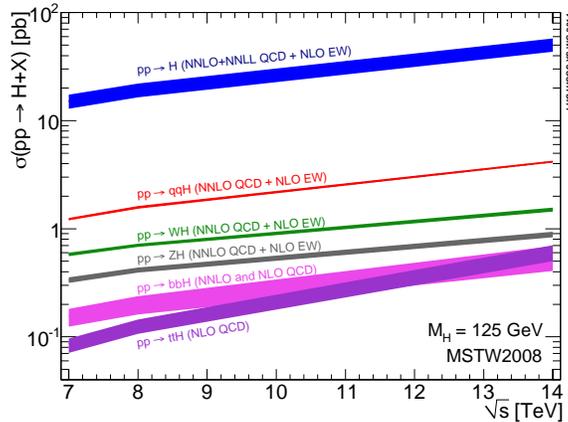


FIGURE 1.9 – Section efficace de production pour un boson de Higgs de 125 GeV en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} pour des collisions proton-proton [39].

Processus	ggF	VBF	WH	ZH	$t\bar{t}H$
Ordre	N^3LO	NNLO QCD & NLO EW			NLO (QCD + EW)
σ_H pour $\sqrt{8}$ TeV [pb]	21.39 ^{+5.9%} _{-8.0%}	1.60 ^{+2.2%} _{-2.2%}	0.701 ^{+2.1%} _{-2.2%}	0.420 ^{+3.3%} _{-2.9%}	0.133 ^{+5.9%} _{-10%}
σ_H pour $\sqrt{13}$ TeV [pb]	48.51 ^{+5.6%} _{-7.4%}	3.78 ^{+2.1%} _{-2.1%}	1.37 ^{+2.0%} _{-2.0%}	0.882 ^{+4.1%} _{-3.4%}	0.507 ^{+6.8%} _{-9.9%}

TABLE 1.3 – Sections efficaces de production théoriques du boson de Higgs dans des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 et 13 TeV [39]. Le boson de Higgs est fixé à une masse de 125.09 GeV.

Fusion de gluons

La fusion de gluons, notée ggF , est le mode principal de production du boson de Higgs au LHC (près de 90 %) par des processus $gg \rightarrow H(+X)$. Le boson de Higgs n'étant pas couplé directement aux gluons non massifs, l'interaction fait intervenir une boucle d'échange dominée par le quark top, le fermion le plus massif. Il a en effet été montré, équation (1.22), que le couplage des fermions au boson de Higgs est proportionnel à leur masse et la boucle est sensible au carré du couplage. Il est à noter que les bosons de l'interaction électrofaible ne sont pas couplés aux gluons. Plus généralement, aucune particule insensible à l'interaction forte ne peut contribuer. Le calcul de la section efficace théorique de production du processus ggF livre [40, 41, 39], pour $m_H = 125$ GeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV lors des collisions proton-proton :

$$\sigma_{ggF}^{N^3LO} = 48.6 \text{ pb} \begin{matrix} +2.2 \text{ pb} (+4.6\%) \\ -3.3 \text{ pb} (+6.7\%) \end{matrix} (\text{théorie}) \pm 1.6 \text{ pb} (3.2\%) (\text{PDF} + \alpha_S).$$

La notation N^3LO indique que le calcul s'est fait au troisième ordre des perturbations.

Fusion de bosons vecteur

Le second mode de production du boson de Higgs au LHC est par fusion de bosons W ou Z radiés par deux quarks : $qq \rightarrow qqH$. La collision (inélastique) entre deux (anti)quarks avec un échange d'un boson W ou Z (dans la représentation t ou u des variables de Mandelstam) peut entraîner la radiation de ce dernier en boson de Higgs. La collision voit une grande part de son énergie emportée par les deux quarks dont l'hadronisation crée deux jets énergétiques vers les directions avant et arrière du détecteur (selon la direction des protons incidents). Cette signature caractéristique est utilisée à l'avantage des expériences ATLAS et CMS dans la définition de régions de signal comptant deux jets opposés dans l'état final ainsi que des particules candidates à la décroissance du boson de Higgs.

Higgs-strahlung

Ce rayonnement sous forme de boson de Higgs peut se produire lors de la collision d'un quark et d'un anti-quark avec création d'un boson W ou Z pouvant radier un boson de Higgs s'il est suffisamment énergétique. Ce processus, noté VH ($VH = WH + ZH$), est sous-dominant au LHC car nécessite quarks et anti-quarks de la mer. Il était cependant le mode de production dominant au LEP (collisionneur électron-positron). Les modes de désintégration leptonique des bosons W et Z , $pp \rightarrow WH \rightarrow \nu_\ell \ell H$ et $pp \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+ \ell^- H$ offrent des états finaux favorables à l'étude du mode de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow b\bar{b}$.

Production associée avec une paire de quarks top

Il s'agit du processus ayant la section efficace de production la plus faible¹³ (de deux ordres de grandeur inférieure à la fusion de gluons). Il implique majoritairement la collision de deux gluons, chacun converti en une paire top-antitop. Parmi ces quarks, un top et antitop de chaque paire peut fusionner et donner un boson de Higgs. La section efficace de ce processus est proportionnelle au carré du couplage du Higgs au top, y_t . Ce mode de production est au cœur des chapitres 5 et 6.

1.2.2 Modes de désintégration

Interagissant avec toutes les particules massives du Modèle Standard, le boson de Higgs ($m_H = 125$ GeV) a beaucoup de désintégrations possibles. La probabilité qu'il se désintègre d'une certaine manière est caractérisée par son rapport d'embranchement : la fraction de temps nécessaire à la particule pour décroître en un état final. Mathématiquement, cela se traduit par le rapport entre la largeur¹⁴ du processus menant à l'état final considéré et la somme des largeurs

13. Parmi les quatre modes de production cités.

14. Les résonances caractérisent des états intermédiaires dans la chaîne de désintégration dont le temps de vie, trop court, ne permet pas que de détecter les produits de désintégration de la particule. La largeur de la résonance est liée au temps de vie moyen τ d'une particule par la relation $\Gamma = \hbar/\tau$.

Désintégration	$H \rightarrow \gamma\gamma$	$H \rightarrow ZZ$	$H \rightarrow WW$	$H \rightarrow \tau\tau$	$H \rightarrow bb$	$H \rightarrow Z\gamma$	$H \rightarrow \mu\mu$	$H \rightarrow gg$
Rapport d'embranchement	$2.27 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-2}$	$2.15 \cdot 10^{-1}$	$6.26 \cdot 10^{-2}$	0.581	$1.54 \cdot 10^{-3}$	$2.17 \cdot 10^{-4}$	$8.57 \cdot 10^{-2}$
Erreurs relatives	+5% -4.9%	+4.3% -4.1%	+4.3% -4.2%	$\pm 5.7\%$	+3.2% -3.3%	+9% -8.9%	+6% -5.9%	+10.2% -10.0%

TABLE 1.4 – Rapports d'embranchement de la décroissance du boson de Higgs pour $m_H = 125.09$ GeV [39], illustrés figure 1.10.

menant à tous les états finaux existants, par exemple :

$$BR(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{\Gamma(H \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(H \rightarrow b\bar{b}) + \Gamma(H \rightarrow c\bar{c}) \dots}$$

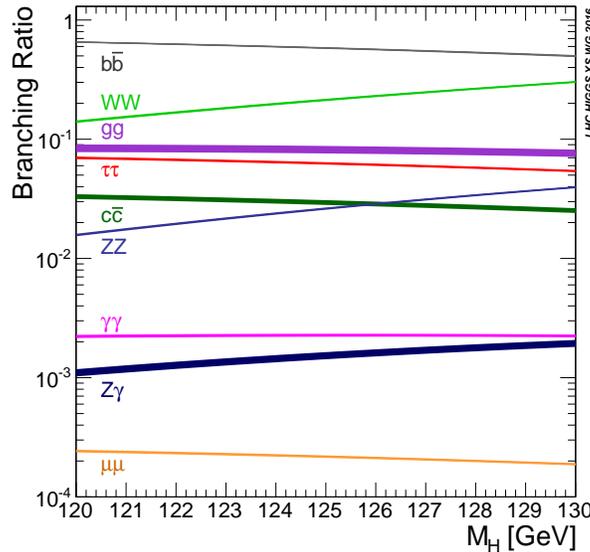


FIGURE 1.10 – Rapports d'embranchement de la décroissance du boson de Higgs en fonction de sa masse [39]. Les valeurs et incertitudes associées sont détaillées table 1.4 pour un boson de Higgs de 125 GeV.

Les rapports d'embranchement du Higgs sont présentés figure 1.10. Pour un Higgs de 125 GeV, la désintégration est plus probable vers $b\bar{b}$ (58.1 %). Le rapport d'embranchement est de 21.5 % pour $H \rightarrow WW$, 6.3 % pour $H \rightarrow \tau\tau$ et 2.6 % pour $H \rightarrow ZZ$. Ces trois décroissances sont largement utilisées dans les chapitres 5 et 6.

1.2.3 Recherche et observation

La recherche directe du boson de Higgs au LHC a débuté en 2010, avec les collisions proton-proton d'une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV et l'observation est déclarée en juin 2012 et de manière indépendante par les expériences ATLAS [22] et CMS [23]. Les recherches sont menées dans tous les modes de désintégration exploitables¹⁵ du boson de Higgs ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans un premier temps, puis $H \rightarrow WW^{(*)}$, $b\bar{b}$, $\tau\tau$). La figure 1.11 présente les graphes de référence quant à l'observation du boson de Higgs par l'expérience ATLAS.

La distribution de masse invariante de quatre leptons (4ℓ), figure 1.11a, dans les événements $H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow 4\ell$ présente un excès d'évènements pour des masses d'environ 125 GeV. Il en est de même dans la distribution de masse invariante de paires de photons, figure 1.11b. Ces excès correspondent à une particule, alors compatible avec l'hypothétique boson de Higgs, de masse ~ 125 GeV, avec une signification statistique supérieure à 5σ , soit 99.9999 %.

15. Pourvu que le rapport signal-sur-bruit soit suffisant. Par exemple le mode $H \rightarrow gg$ ($c\bar{c}$), troisième (cinquième) mode de désintégration pour $M_H = 125$ GeV, induit la présence de deux jets. Le signal est alors trop faible face au bruit hadronique.

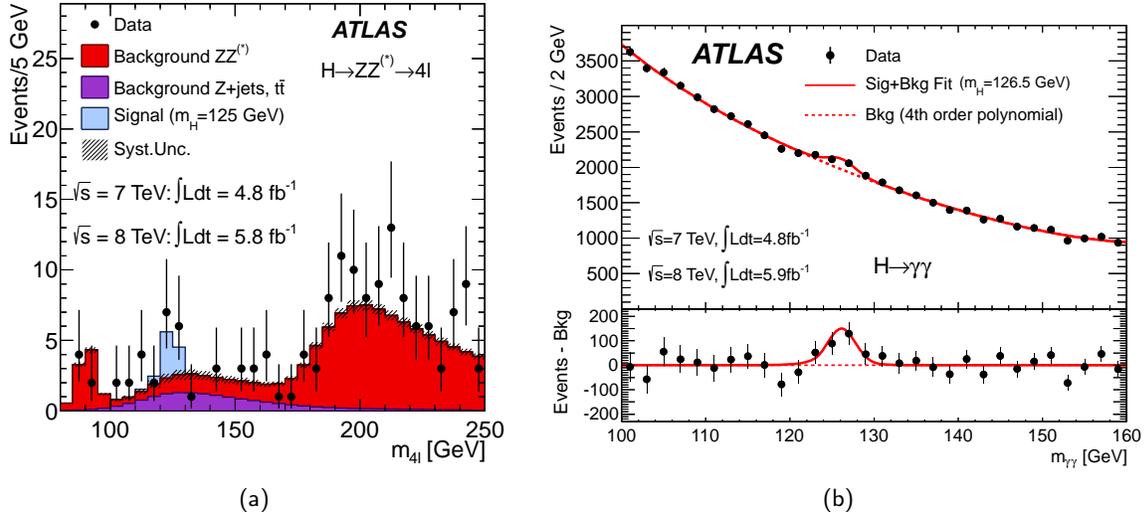


FIGURE 1.11 – Distributions de masse invariante à quatre leptons 4ℓ (a) et deux photons $\gamma\gamma$ (b) pour l'ensemble des données collectées par l'expérience ATLAS au cours de l'année 2011 et au début de l'année 2012 [22], soit 4.8 fb^{-1} et 5.9 fb^{-1} de collisions proton-proton avec des énergies dans le centre de masse respectives de 7 et 8 TeV. Les données sont superposées à la somme des prédictions comptant les bruits de fond et la distribution de signal modélisée pour la production du boson de Higgs. Les excès observés autour de 125 GeV excluent des fluctuations statistiques avec une signification supérieure à 5σ . Ils correspondent à une particule dont les propriétés sont similaires à celles du boson de Higgs.

À la fin du Run 1, la production du boson de Higgs par fusion de gluons est observée (signification statistique de 5σ ou plus) ainsi que les modes de désintégration en ZZ^* , WW^* et $\gamma\gamma$ par les expériences ATLAS et CMS. La combinaison des résultats des deux expériences permet aussi l'observation du mode de production VBF et du mode de désintégration $H \rightarrow \tau\tau$ [42].

1.2.4 Mesures de propriétés

Le CERN confirme le 15 mars 2013 que la particule observée en 2012 est bien le boson de Higgs. Les données du Run 1 et premiers résultats du Run 2 permettent alors d'étudier ses propriétés. Les résultats montrés dans cette section sont en grande majorité produits par l'expérience ATLAS. L'expérience CMS obtient des résultats très similaires.

1.2.4.1 Masse

La masse du boson de Higgs est un paramètre libre dans le Modèle Standard et sa détermination est nécessaire à la prédiction des sections efficaces de production au LHC et de ses rapports d'embranchements. La mesure se fait dans les canaux de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, offrant la meilleure résolution. À l'issue du Run 1, la combinaison des résultats des expériences ATLAS et CMS [43] livrait une masse :

$$m_H = 125.09 \pm 0.24 \text{ GeV} = 125.09 \pm 0.21 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}.$$

Les résultats de l'expérience ATLAS avec 36.1 fb^{-1} de données collectées en 2015 et 2016 [44] sont donnés figure 1.12. Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ est largement dominé par le manque de statistique mais présente la plus grande pureté et peu d'erreurs systématiques. À l'inverse, le canal de désintégration en deux photons est maintenant dominé par les systématiques.

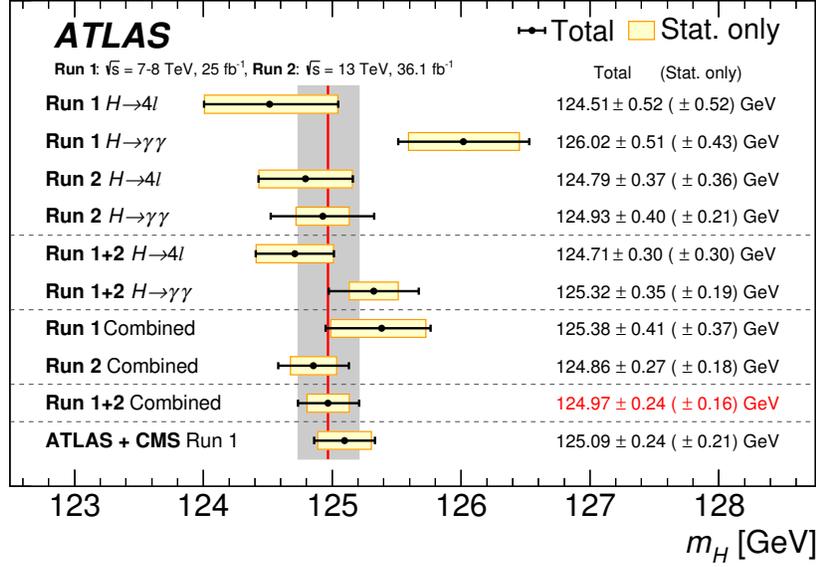


FIGURE 1.12 – Mesures de la masse du boson de Higgs menées au LHC par l'expérience ATLAS dans les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ [44]. Les erreurs statistiques et totales sont respectivement matérialisées par les boîtes jaunes et les barres d'incertitude noires. La ligne verticale rouge représente la valeur centrale, combinaison des mesures des Runs 1 et 2 par l'expérience ATLAS, et les incertitudes associées sont données par la bande grise.

1.2.4.2 Spin-parité

Le boson de Higgs du Modèle Standard est prédit en tant que particule scalaire, de spin 0, de charge nulle et invariant des opérateurs de parité P , conjugaison de charge C , et CP ¹⁶, soit $J^{CP} = 0^{++}$. D'autres particules similaires au boson de Higgs sont prédites par des modèles autres que le Modèle Standard. L'ambiguïté peut être levée par la mesure du spin et de la parité de la particule observée. Celles-ci sont faites grâce aux propriétés cinématiques des désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, notamment grâce à l'angle θ de production des leptons, dépendant de J^P . Les modèles alternatifs, aux particules de spin-parité $J^P = 1^+, 1^-$ et $J^P = 0^-, 2^+$ sont exclus avec des niveaux de confiance supérieurs à 99.9% [45, 46] en utilisant les données collectées par l'expérience ATLAS avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV et 8 TeV.

1.2.4.3 Largeur et temps de vie

Pour une masse de 125.09 GeV, la largeur prédite pour la résonance du boson de Higgs est $\Gamma_H = 4.10 \pm 0.06$ MeV [39]. La valeur de Γ_H peut augmenter avec l'existence de particules massives hors du Modèle Standard. Cette valeur est cependant trop faible pour une mesure directe, limitée par la résolution en masse. À titre de comparaison, les largeurs respectives Γ_W et Γ_Z des bosons W et Z sont de 2 et 2.5 GeV.

La largeur Γ_H intervient dans les sections efficaces de production du boson de Higgs sur ou hors de sa couche de masse (*on/off shell*). Pour la production par fusion de gluons, dominante au LHC :

$$\frac{d\sigma_{gg \rightarrow H \rightarrow ZZ}}{dm_{ZZ}^2} \sim \frac{g_{ggH}^2 g_{HZZ}^2}{(m_{ZZ}^2 - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2}.$$

La section efficace de production $gg \rightarrow H^* \rightarrow VV$ est indépendante de la largeur du boson de Higgs et ne dépend que des constantes de modification de couplage κ (définies au paragraphe suivant) pour la production $gg \rightarrow H^*$ et

¹⁶. L'opérateur parité P est aussi appelé inversion de l'espace : $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. L'opérateur de conjugaison de charge C est l'inversion de charge : $Q \rightarrow -Q$.

la désintégration du boson de Higgs en deux bosons vecteurs ($V = W, Z$). Pour un Higgs sur sa couche de masse, $\sigma_{\text{on-shell}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV}$ dépend de Γ_H :

$$\begin{aligned}\mu_{\text{off-shell}} &= \frac{\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow VV}}{\sigma_{\text{off-shell, MS}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow VV}} = \kappa_{g, \text{off-shell}}^2 \cdot \kappa_{V, \text{off-shell}}^2 \\ \mu_{\text{on-shell}} &= \frac{\sigma_{\text{on-shell}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV}}{\sigma_{\text{on-shell, MS}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV}} = \frac{\kappa_{g, \text{on-shell}}^2 \cdot \kappa_{V, \text{on-shell}}^2}{\Gamma_H / \Gamma_H^{\text{MS}}}\end{aligned}$$

En supposant les constantes de modification de couplage identiques pour les productions sur et hors de la couche de masse du boson de Higgs, le rapport $\mu_{\text{off-shell}}/\mu_{\text{on-shell}}$ livre directement $\Gamma_H/\Gamma_H^{\text{MS}}$. L'expérience ATLAS, en combinant les canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ et $H \rightarrow ZZ$ fixe (attend) des limites de $\Gamma_H < 22.7$ (33.0) GeV pour la largeur du boson de Higgs avec un niveau de confiance de 95 % [47].

Le temps de vol du boson de Higgs peut être calculé à partir de la mesure de sa largeur : $\tau_H = \hbar/\Gamma_H = 1.6 \times 10^{-22}$ s. La mesure de τ_H est dérivée de celle de la distance de vol dans le détecteur. L'expérience CMS fixe une limite supérieure, avec un niveau de confiance de 95 %, de $\tau_H < 1.9 \times 10^{-13}$ s, soit une limite inférieure de la largeur de $\Gamma_H > 3.5 \times 10^{-9}$ MeV [48].

1.2.4.4 Couplages

Le boson de Higgs est couplé aux quarks, leptons (non neutrinos) et bosons de jauge (H compris). Ces interactions peuvent être résumées par le Lagrangien :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -g_{Hff}\bar{f}fH + \frac{g_{HHH}}{6}H^3 + \frac{g_{HHHH}}{24}H^4 \\ &\quad + \delta_V V_\mu V^\mu \left(g_{HVV}H + \frac{g_{HHVV}}{2}H^2 \right)\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}g_{H\bar{f}f} &= \frac{m_F}{2}, & g_{HVV} &= \frac{2m_V^2}{v}, & g_{HHVV} &= \frac{2m_V^2}{v^2} \\ g_{HHH} &= \frac{3m_H^2}{v}, & g_{HHHH} &= \frac{3m_H^2}{v^2}\end{aligned}$$

V représente un boson vecteur W^\pm ($\delta_W=1$) ou Z ($\delta_Z = 1/2$). Les couplages du boson de Higgs aux autres particules dépendent de leur masse. Le couplage aux fermions est proportionnel à la masse de ceux-ci et le couplage aux bosons croît selon le carré de leur masse. Ainsi, les mécanismes de production et désintégration dominants du boson de Higgs impliquent des saveurs lourdes (quarks t et b). La masse du quark top étant bien supérieure à celle des autres quarks, son couplage au boson de Higgs est élevé. Le couplage aux gluons, impossible à l'ordre de l'arbre, passe par une boucle dont la contribution dominante est le couplage à une paire de quarks top virtuelle. De même, le couplage au photon fait intervenir une boucle dominée par la contribution de la paire virtuelle WW . La désintégration du boson de Higgs se fait en majorité en une paire $b\bar{b}$ (c.f. table 1.4). Une désintégration de type $H \rightarrow t\bar{t}$ est impossible pour $m_H = 125$ GeV et $m_t = 173$ GeV, d'où la dominance du second candidat le plus massif, le quark bottom, avec $b\bar{b}$ ($m_b \sim 4$ GeV).

Le formalisme κ [49] est né des mesures des couplages du boson de Higgs aux autres particules fondamentales. Il permet une interprétation simple des forces de signal mesurées dans les divers canaux à l'étude et est utilisé dans la recherche de nouvelles particules contribuant à des modes de production ou désintégration du boson de Higgs, ou pour la mise en évidence de symétries dans le Modèle Standard comme la symétrie custodiale.

Un Lagrangien effectif est construit par linéarisation de la symétrie locale $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [50]. Cette démarche suppose que les degrés de liberté de Nouvelle Physique peuvent être ajoutés "à la main" et permettent des interactions avec les particules légères du Modèle Standard. Par exemple, pour une simple famille de fermions, 59

opérateurs sont définis pour couvrir l'ensemble des déformations du modèle. Les termes relatifs aux couplages du boson de Higgs peuvent être regroupés sous le Lagrangien :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \kappa_3 \frac{m_H^2}{2v} H^3 + \kappa_Z \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu H + \kappa_W W_\mu W^\mu H \\
 & + \kappa_g \frac{\alpha_S}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} H + \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A^{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H \\
 & + \kappa_{VV} \frac{\alpha}{2\pi v} (\cos^2 \theta_W Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + 2W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}) H \\
 & - \left(\kappa_t \sum_{f=u,c,t} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_b \sum_{f=d,s,b} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_\tau \sum_{f=e,\mu,\tau} \frac{m_f}{v} f \bar{f} \right) H
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Une description plus complète du formalisme de Lagrangien effectif et les paramétrisations des couplages du boson de Higgs en fonction des coefficients κ sont données dans les refs. [49, 51]. Dans le Modèle Standard, le boson de Higgs n'est pas couplé aux particules sans masse (hors boucle, comme il a déjà été mentionné pour gluons et photons) : $\kappa_g = \kappa_\gamma = 0$ ¹⁷. Les opérateurs de contact sont générés par les processus perturbatifs des boucles, conférant des valeurs non nulles à κ_g et κ_γ . Dans un modèle sans contribution de Nouvelle Physique et un boson de Higgs de masse $m_H = 125.09$ GeV :

$$\begin{aligned}
 \kappa_g^2(\kappa_t, \kappa_b) &= 1.06\kappa_t^2 - 0.07\kappa_t\kappa_b + 0.01\kappa_b^2 \\
 \kappa_\gamma^2(\kappa_t, \kappa_W) &= 1.59\kappa_W^2 - 0.66\kappa_W\kappa_t + 0.07\kappa_t^2
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

Si les sections efficaces diffèrent entre WWH et ZZH , les valeurs des forces de signal de production du boson de Higgs sont paramétrées par :

$$\begin{aligned}
 \mu_{\text{VBF}}^2(\kappa_W, \kappa_Z) &= \frac{\kappa_W^2 \sigma_{WWH} + \kappa_Z^2 \sigma_{ZZH}}{\sigma_{WWH} + \sigma_{ZZH}} \\
 \mu_{t\bar{t}H}^2 &= \kappa_t^2 \\
 \mu_{ggF} &= 1.06\kappa_t^2 - 0.07\kappa_t\kappa_b + 0.01\kappa_b^2 \\
 \mu_{VH} &= 0.74\kappa_W^2 + 0.26\kappa_Z^2.
 \end{aligned}$$

Le modèle peut être simplifié en supposant des valeurs communes aux constantes de modification de couplage des bosons vecteur : $\kappa_W = \kappa_Z = \kappa_V$ et des fermions : $\kappa_t = \kappa_b = \dots = \kappa_\tau = \kappa_F$. Des contributions de Nouvelle Physique peuvent être ajoutées, sommant toutes les décroissances hors Modèle Standard participant à la largeur du boson de Higgs. Les deux paramètres (κ_V, κ_F) sont ajustés par les expériences ATLAS et CMS dans les cinq modes de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma, WW^*, ZZ^*, \tau\tau, b\bar{b}$ (en faisant l'hypothèse qu'il n'y a aucune contribution de Nouvelle Physique). Seul le mode de décroissance en di-photons est sensible au signe de κ_F avec l'interférence des boucles de W et t due au terme $\kappa_V\kappa_F$ (alors égal à $\kappa_W\kappa_t$), équation (1.24). En supposant une contribution nulle des processus de Nouvelle Physique à la largeur du Higgs, la combinaison des résultats des deux expériences [42] livre des valeurs de :

$$\begin{aligned}
 \kappa_V &= 1.04 \pm 0.05 \\
 \kappa_F &= 0.98_{-0.10}^{+0.11}.
 \end{aligned}$$

Les contours de mesure à 68 % et 95 % de niveau de confiance apparaissent figure 1.13. Les valeurs effectives des couplages, équation (1.23), sont mesurées pour les particules les plus lourdes :

- muons μ et leptons τ ;
- quarks b et t ;
- bosons W et Z .

Dans l'hypothèse de facteurs modificatifs pour fermions et bosons, les valeurs de $\kappa_F m_f/v$ et $\sqrt{\kappa_V} m_V/v$ sont présentées figure 1.14.

¹⁷. Il existe une troisième paramétrisation, utilisée uniquement par l'expérience ATLAS : $\kappa_{Z\gamma}$. Celle-ci n'est pas développée dans cette partie.

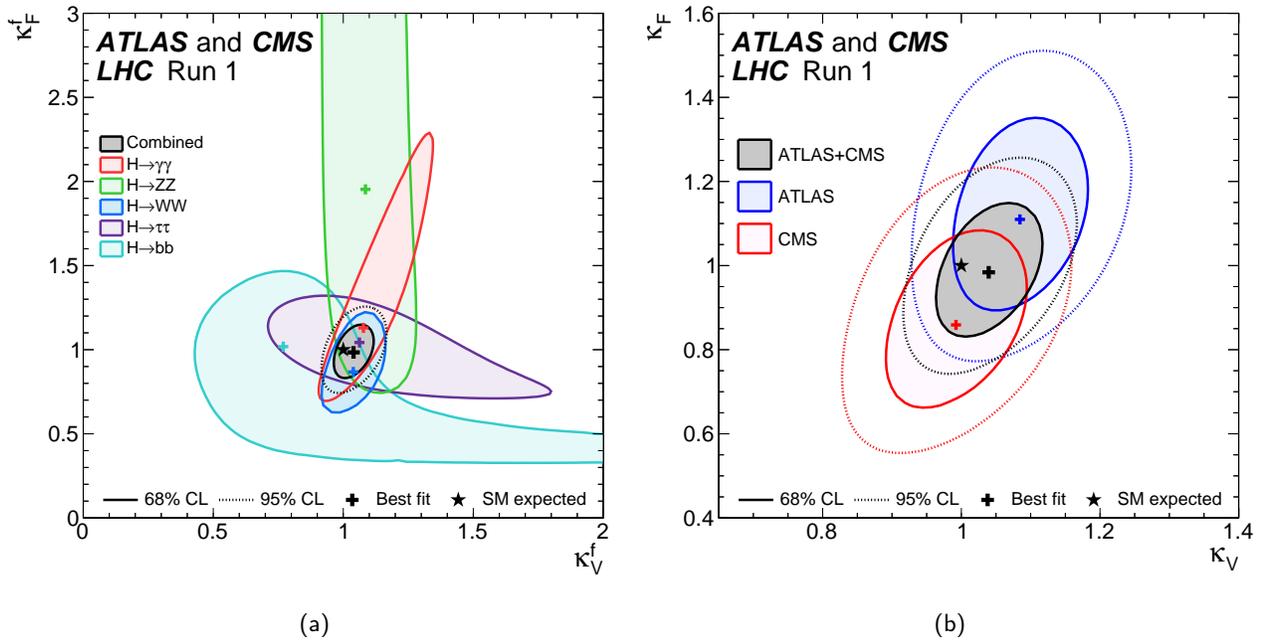


FIGURE 1.13 – Contours de mesure à 68 % et 95 % de niveau de confiance dans le plan (κ_F, κ_V) pour la combinaison des résultats des expériences ATLAS et CMS avec l'ensemble des données du Run 1 du LHC dans les principaux modes de désintégration du boson de Higgs (a). Résultats des deux expériences dans la combinaison des tous les canaux étudiés (b) [42].

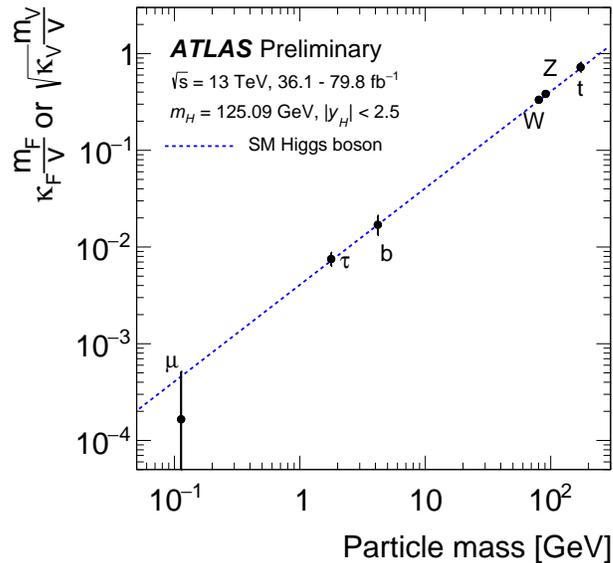


FIGURE 1.14 – Valeurs des coefficients $\kappa_F m_f/v$ et $\sqrt{\kappa_V} m_V/v$ pour les particules les plus lourdes mesurés par l'expérience ATLAS avec jusqu'à 79.8 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [52]. La ligne bleue discontinue correspond aux prédictions pour le boson de Higgs du Modèle Standard.

Les mesures sont en accord avec le Modèle Standard. Au Run 1, l'expérience ATLAS mesure $\kappa_t = 0.87 \pm 0.15$ [53] dans les processus de fusion de gluons, avec hypothèse de non contribution de nouvelle physique dans les boucles. Au Run 2, la valeur $\kappa_t = 0$ (soit $y_t = 0$) est exclue avec une signification statistique supérieure à 5σ par les expériences ATLAS en CMS. Le chapitre 5 contribue à cette observation du couplage entre le boson de Higgs et le quark top par l'étude des états finaux comptant deux leptons légers (e et μ) dans la production $t\bar{t}H$.

2

L'expérience ATLAS au LHC

2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

Le LHC, acronyme de l'anglais *Large Hadron Collider*, Grand Collisionneur de Hadrons [54, 55], est le plus grand accélérateur de particules au monde, permettant d'atteindre les plus hautes énergies dans le centre de masse (\sqrt{s}). Situé près de Genève, au CERN (*European Organization for Nuclear Research*), il s'agit d'un accélérateur circulaire d'une circonférence de 27 km, dans le tunnel creusé pour le LEP (*Large Electron Positron collider* [56], Grand collisionneur Électron-Positron), à près de 100m de profondeur. Construit pour faire se collisionner des protons jusqu'à une énergie de 7 TeV par faisceau ($\sqrt{s} = 14$ TeV), il peut aussi faire se collisionner des ions lourds (comme *Pb-Pb*) ou faire des collisions mixtes de type *p-Pb*. Ce manuscrit ne considère cependant que les collisions proton-proton. Mis en route pour la première fois le 10 septembre 2008, les premières acquisitions de données ont eu lieu au cours des années 2010 et 2011, avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV et au cours de l'année 2012 avec $\sqrt{s} = 8$ TeV¹. Cette première période de fonctionnement est couramment appelée Run 1. L'énergie au centre de masse a été augmentée à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour le démarrage du Run 2, en juin 2015, pour une durée de 4 ans. Cette augmentation d'énergie dans le centre de masse est justifiée par l'augmentation de la section efficace de production de particules lourdes, comme le boson de Higgs, découvert en 2012 par les expériences ATLAS et CMS, ou des particules hypothétiques de supersymétrie. Des lots de données plus petits ont été acquis avec des énergies de 2.76 TeV et 5.02 TeV par nucléon.

Les faisceaux de protons sont courbés par 1232 dipôles magnétiques supraconducteurs de 15 mètres de long et d'une intensité de 8.3 T. Chaque aimant est maintenu à une température de 1.9 K grâce à de l'hélium superfluide et est soumis à une intensité nominale de 11700 A (pour $\sqrt{s} = 14$ TeV). La focalisation des faisceaux est assurée par 392 quadrupôles magnétiques, d'une longueur de 3 à 7 mètres. Environ 22 km de l'anneau sont courbés pour guider les faisceaux de protons accélérés par des cavités radiofréquence, les 5 km restants sont composés de 8 sections droites au niveau des points d'interaction, d'injection ou d'extraction des faisceaux.

Les deux faisceaux sont accélérés dans des directions opposées dans deux tubes maintenus sous vide. Ce doublement des tubes est propre aux collisionneurs de particules de même charge électrique et ne serait pas nécessaire pour des collisions proton-antiproton comme au Tévatron par exemple. Le choix de telles collisions a cependant été écarté, le taux de production d'antiprotons étant trop faible pour le LHC.

2.1.1 Complexe d'accélération

L'accélération des faisceaux de protons à leur énergie finale de collision s'articule en plusieurs étapes. Avant injection dans le LHC, les hadrons sont accélérés par une chaîne d'accélérateurs linéaires et circulaires. Ce complexe d'accélération est illustré figure 2.1. En premier lieu, les électrons de valence sont arrachés à des atomes d'hydrogène par application d'un champ électrique puissant. Les protons ainsi libérés sont accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV par l'accélérateur linéaire LINAC 2 (*LINear ACcelerator*). Le faisceau est injecté dans le *Proton Synchrotron Booster (PSB)* portant son énergie à 1.4 GeV. Deux injections successives dans le *Proton Synchrotron (PS)* et le *Super Proton Synchrotron (SPS)*

1. Au cours de l'année 2009 des données furent acquises à une énergie d'environ 900 GeV.

permettent d'augmenter l'énergie de chaque faisceau jusqu'à 25 puis 450 GeV. Les paquets de protons, comptant 1.1×10^{11} particules et espacés de 25 ns, sont alors injectés dans les deux tubes du LHC. Cette étape dure plusieurs minutes, et environ 15 minutes sont nécessaires pour atteindre l'énergie nominale. Ils sont accélérés jusqu'à l'énergie de collision par 16 cavités radiofréquence (RF) supraconductrices, soumises à une tension de 2 MV et oscillant à une fréquence de 400 MHz.

CERN's Accelerator Complex

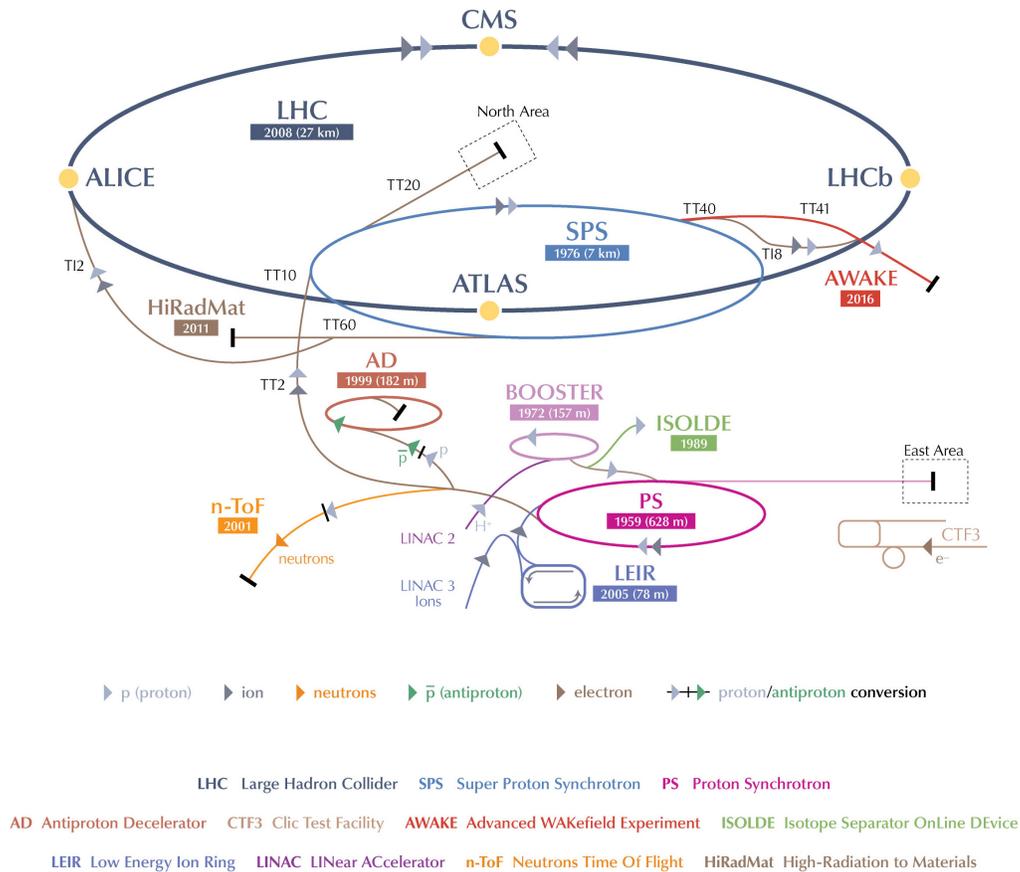


FIGURE 2.1 – Schéma du complexe d'accélération du CERN [57].

Les faisceaux entrent en collision en quatre points de section droite de l'anneau où sont situés les quatre détecteurs principaux des expériences ATLAS [58], CMS [59], LHCb [60] et ALICE [61]. Les deux premières : *A Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS) et *Compact Muon Solenoid* (CMS) sont des expériences généralistes recherchant à comprendre le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible et des signes de Nouvelle Physique. *Large Hadron Collider beauty experiment* (LHCb) recherche des signes indirects de Nouvelle Physique grâce aux propriétés des mésons beaux (comptant un quark b) et à mieux comprendre l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers. *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) étudie l'interaction forte au sein du plasma de quarks et de gluons.

2.1.2 Luminosité

La quantité de données récoltée est définie par la luminosité \mathcal{L} , d'unité inverse de section efficace. Le nombre N d'événements pour un processus se calcule alors simplement par le produit de sa section efficace de production σ par

la luminosité. La mesure de la luminosité intégrée \mathcal{L} sur les périodes d'acquisition des données est présentée, pour l'expérience ATLAS, au paragraphe 2.2.8. Le nombre d'évènements avec production d'une particule X s'écrit :

$$N(pp \rightarrow X) = \int L(t) \times \sigma dt = \mathcal{L} \times \sigma.$$

L , la luminosité instantanée, dépend des paramètres de faisceaux et s'exprime comme suit :

$$L = \frac{N_p^2 \times n_b \times f_{\text{rev}}}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \times F(\theta_c, \sigma_{x,y}, \sigma_s).$$

N_p est le nombre de protons par paquet, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} désigne la fréquence de révolution des particules accélérées², σ_x et σ_y sont les déviations standards des largeurs transverses des faisceaux au niveau du point d'interaction et $2\pi\sigma_x\sigma_y$ représente ainsi la surface transverse effective de collisions (sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne des faisceaux). F est le facteur de réduction de luminosité dû à la géométrie des faisceaux au point d'interaction. F dépend de l'angle θ_c de croisement, de la taille des faisceaux et de la longueur des paquets σ_s en moyenne quadratique. La taille des faisceaux peut être exprimée en fonction de l'émitance transverse normalisée ε_n et de la fonction β^* . Comme $\sigma_{x,y} = \sqrt{\varepsilon_n \beta_{x,y} / \gamma_r}$, avec γ_r le facteur relativiste (E/m_{proton}), la luminosité instantanée peut alors s'exprimer comme :

$$L = \frac{N_p^2 \times n_b \times f_{\text{rev}} \times \gamma_r}{2\pi\varepsilon_n\beta^*} \times F.$$

Dans une approximation gaussienne, le facteur de réduction F est défini comme [62] :

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_s}{2\sigma_x \sigma_y} \right)^2 \right)^{-1/2}.$$

La luminosité intégrée, $\mathcal{L} = \int L dt$ s'exprime en barns inverses (1 barn = 1b = 10^{-28} m²). Les mesures de luminosité sont cruciales pour les mesures de précision.

Les évènements d'intérêt au LHC proviennent des collisions proton-proton. À chaque croisement de paquets, un certain nombre de collisions pp inélastiques se produisent et sont appelées *in-time pileup* (empilement), noté μ . En tant que distribution Poissonienne, sa valeur moyenne peut s'écrire :

$$\mu = \frac{L \times \sigma_{\text{inel}}}{n_b \times f_{\text{rev}}}.$$

σ_{inel} est la section efficace inélastique totale, estimée par PYTHIA à 73 mb pour $\sqrt{s} = 8$ TeV et 78.4 mb pour $\sqrt{s} = 13$ TeV.

La table 2.1 résume les paramètres opérationnels du LHC pour chaque période d'acquisition des données.

2.2 Le détecteur ATLAS

Les collisions proton-proton à haute énergie permettent la production de nombreuses particules. Nombre d'entre elles ont un temps de vie trop court pour être directement détectées et se désintègrent avant d'atteindre le détecteur. Ce dernier est organisé en couches concentriques, et les particules filles interagissent différemment avec ces sous-parties en fonction de leur nature. Cette interaction se traduit par une perte d'énergie des particules et une excitation des modules des sous-détecteurs. Cette énergie est convertie en un signal électronique enregistré et pouvant être analysé. Ces interactions successives permettent de mesurer l'énergie-impulsion des particules filles.

L'expérience ATLAS [58] est une des quatre expériences principales se tenant au LHC. Elle a pour but de tirer parti de l'énergie atteinte par le collisionneur pour observer des phénomènes de haute énergie impliquant des particules

2. La fréquence de révolution est le simple rapport de la vitesse des protons dans les tubes et de la circonférence du LHC, soit 11 kHz.

Paramètre	Run 1		Run 2	
	2010-2011	2012	2015	2016
Énergie au centre de masse (\sqrt{s}) [TeV]	7	8	13	13
Espacement des paquets [ns]	50	50	50-25	25
Nombre maximal de paquets	1380	1380	2244	2200
Nombre de protons par paquet [$\times 10^{11}$]	1.45	1.6	1.15	1.15
Pic de luminosité [$\times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	3.7	7.7	5.0	13.6
Luminosité intégrée [$1 \text{ fb}^{-1} = 10^{39} \text{ cm}^{-2}$]	5.5	22.8	4.2	38.5
Empilement moyen	9	21	14	24

TABLE 2.1 – Paramètres opérationnels du LHC pour chaque période de prise de données [63, 64].

massives ne pouvant être produites par les autres accélérateurs (ou en quantité insuffisante). Née en 1992 de la fusion de deux collaborations : EAGLE (*Experiment for Accurate Gamma, Lepton and Energy Measurements*) et ASCOT (*Apparatus with Super Conducting Toroids*), elle est officialisée en 1995 et est rejointe par des laboratoires et universités du monde entier. À partir de 2001, le détecteur se construit pièce par pièce à travers toute la planète et chaque partie est acheminée au CERN jusqu'en 2008. Le 10 septembre de cette année, les premiers événements sont détectés, grâce à un unique faisceau et le 23 novembre 2009 commencent les premières collisions proton-proton, à l'énergie d'injection (450 GeV par proton).

Désignée comme expérience généraliste, l'expérience ATLAS peut couvrir une large variété de phénomènes physiques de haute énergie. Le détecteur est conçu pour détecter des phénomènes de chromodynamique quantique, faire des mesures de précision dans le domaine électrofaible, et le domaine du quark top. L'expérience rayonne en 2012 avec la découverte du boson de Higgs, conjointe avec CMS. La recherche est aujourd'hui orientée vers les mesures de précision dans le domaine électrofaible (mesures dans le secteur du Higgs et du top par exemple) et la recherche directe de Nouvelle Physique, telle la supersymétrie.

Le détecteur a une symétrie cylindrique par rapport aux faisceaux de protons et est centré autour du point d'interaction. Avec 44 m de long et 25 m de large et de hauteur (immeuble de 9 étages) pour un poids d'environ 7000 tonnes, il s'agit du détecteur de particules le plus volumineux jamais créé autour d'un accélérateur. Un schéma en est donné figure 2.2. La description suivante du détecteur se fait du cœur vers l'extérieur. On y trouve trois grands sous-détecteurs : le trajectographe, le calorimètre et le spectromètre à muons, capables de couvrir la quasi-totalité des 4π d'angle solide. Ces différents types de détecteurs sont agencés de sorte que les particules sont stoppées progressivement selon leur type. Ainsi, à la fin de la chaîne de détection, seuls les muons demeurent (les neutrinos, eux, ne sont pas détectés). La reconstruction de tous les objets est détaillée au chapitre 3.

2.2.1 Système de coordonnées et définition des variables

L'origine du repère est définie par le point de collisions des deux faisceaux. L'axe des x pointe vers le centre du LHC, et l'axe z correspond à celui des faisceaux. Le dernier, l'axe y , défini par orthogonalité avec les deux précédents pour obtenir une base directe, a une direction verticale et est orienté vers le haut. Deux angles, θ et ϕ , permettent de définir la direction des particules dans un système de coordonnées sphériques. L'angle θ est défini dans le plan (x, y) avec $\phi = 0$ et ϕ s'inscrit dans le plan et (x, z) ³. Pour un boost le long de l'axe z , l'angle azimutal ϕ est un invariant de Lorentz et est donc conservé dans le système de coordonnées utilisé par ATLAS. θ , angle entre faisceau et la trajectoire, ne respecte cependant pas cette symétrie et est remplacé par la rapidité y ou la pseudo-rapidité η dans le cas de particules ultra-relativistes ($E \gg mc^2$, limite dans laquelle $\eta \rightarrow y$). La rapidité y est définie en termes d'énergies par :

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

3. θ et alors l'angle entre le vecteur unitaire \vec{z} et l'impulsion \vec{p} et ϕ l'angle entre la position \vec{x} et l'impulsion transverse \vec{p}_T

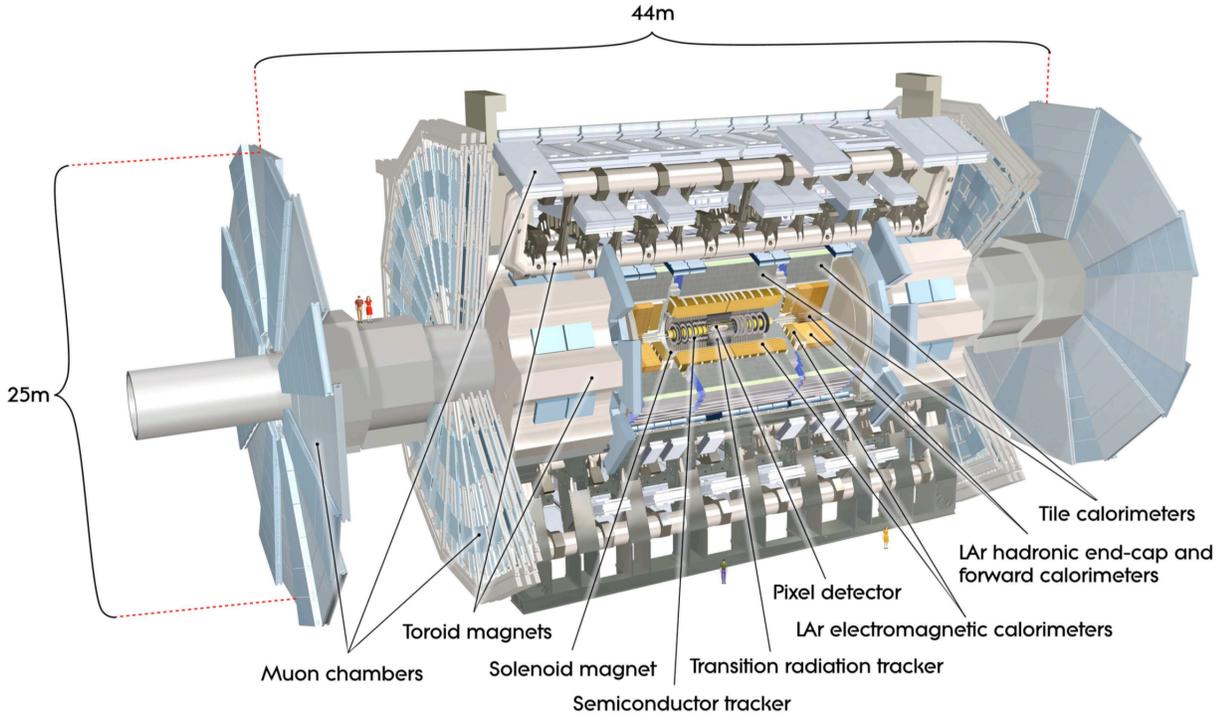


FIGURE 2.2 – Schéma du détecteur ATLAS [65].

E est l'énergie de la particule. La pseudo-rapidité η peut aussi être définie en termes d'angles dans le détecteur :

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

Pour $\theta = 0$ (sur le faisceau), $\eta = \infty$ et pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ (à la verticale du point d'interaction), $\eta = 0$. Les angles η et ϕ permettent de définir la distance ΔR séparant deux particules par $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$.

La géométrie cylindrique du détecteur le long de l'axe z le rend sensible à l'impulsion transverse p_T mesurée dans le plan (x, y) . Il est possible d'obtenir l'information sur les composantes cartésiennes de l'impulsion des particules par les relations :

$$\begin{cases} p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ \eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \end{cases} \iff \begin{cases} p_x = p_T \cos(\phi) \\ p_y = p_T \sin(\phi) \\ p_z = p_T \sinh(\eta) \\ p = p_T \cosh(\eta) \end{cases}.$$

Les protons des faisceaux ne portent aucune impulsion transverse dans ce système de coordonnées. La somme vectorielle des impulsions transverses de tous les objets devrait alors être nulle. Ce n'est cependant pas le cas pour la somme de tous les objets détectés. Une partie cette impulsion transverse peut en effet être emportée par des neutrinos traversant le détecteur sans interaction. Cette différence vectorielle est notée p_T^{miss} et son amplitude définit l'énergie transverse manquante $E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(p_x^{\text{miss}})^2 + (p_y^{\text{miss}})^2}$. Le détecteur ATLAS a une acceptation jusqu'à $|\eta| < 4.9$, ce qui correspond à un angle polaire $\theta = 0.85^\circ (0.015 \text{ rad})$. Cela assure une excellente hermité du détecteur, cruciale pour la mesure de E_T^{miss} .

2.2.2 Le trajectographe

Au plus près des collisions, se trouve le trajectographe, aussi appelé détecteur interne (*Inner Detector (ID)*) [65, 66], livrant une reconstruction précise des trajectoires des particules chargées. Il est entouré par un aimant solénoïdal fournissant un champ magnétique de 2T et courbant les trajectoires. Il se compose de trois sous-systèmes : le détecteur à pixels, le trajectographe à semi-conducteurs (*Silicon Micro strip (SCT)*) et le trajectographe à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker (TRT)*). Des coupes transverses en sont données figure 2.3.

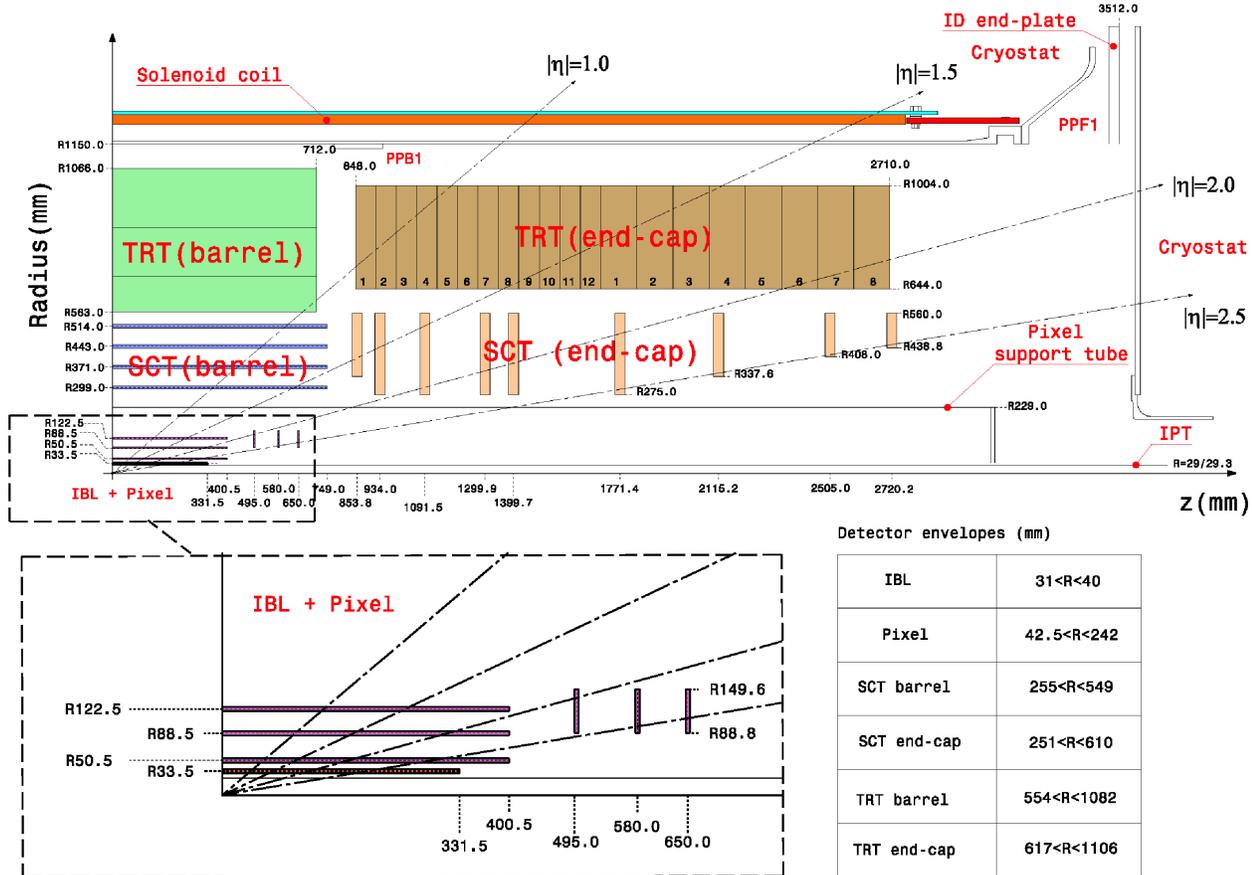


FIGURE 2.3 – Vue du détecteur interne dans le plan (r, z) détaillant les dimensions et enveloppes de chaque élément majeur [67].

Détecteur à pixels

Ce détecteur se compose de quatre couches de pixels semi-conducteurs et trois disques dans chaque bouchon. La première couche, *Insertable B-Layer (IBL)* est la plus proche du point d'interaction. Elle fut installée durant la coupure entre les Run 1 et Run 2 du LHC et permet d'améliorer l'identification des hadrons beaux [67]. Cette opération a nécessité le retrait du détecteur à pixels et l'installation d'un nouveau tube pour les faisceaux sur lequel l'IBL est montée, réduisant la distance de première couche de détection de 5 à 3.3 cm. Il s'agit d'un détecteur à pixels semi-conducteurs de haute résolution, d'une couverture de $|\eta| < 2.9$ et permettant la reconstruction des vertex déplacés caractéristiques du temps de vol des quarks b . Il offre aussi une meilleure détermination des paramètres de trace. Cette proximité au point d'interaction nécessite cependant une grande robustesse aux radiations.

L'IBL est entourée de trois autres couches de pixels semi-conducteurs dans la région tonneau et trois disques dans les bouchons, avec des cellules de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. D'une couverture s'étendant jusqu'à $|\eta| < 2.5$, elles comptent 80 millions de pixels sur une surface de 1.7 m^2 à une distance au point d'interaction de 5 à 12 cm. La haute granularité

de ce détecteur et de la couche IBL permet une reconstruction précise des vertex primaires et secondaires. Chaque couche a une résolution de $10 \mu\text{m}$ dans la direction azimutale et $115 \mu\text{m}$ dans les disques.

Trajectographe à semi-conducteurs

Le trajectographe à semi-conducteurs (*SCT, Semi-Conducteur Tracker*) [68] se compose de quatre couches dans le tonneau (distantes du faisceau de 299, 371, 443 et 514 mm) et deux dans les bouchons (de 9 disques chacun). Situé de 29.9 à 51.4 cm du point d'interaction, il se compose de 4088 microbandes de silicium et offre une couverture de $|\eta| < 2.5$. Chaque microbande est une jonction p/n large de $80 \mu\text{m}$ et longue de 12 cm dans la partie tonneau, et d'une section trapézoïdale de largeur variant entre 56.9 à $94.2 \mu\text{m}$ dans les bouchons. Chaque couche compte jusqu'à quatre capteurs séparés d'un angle de 40 mrad pour obtenir une mesure en trois dimensions (information sur la coordonnée z dans le tonneau, sur la distance radiale dans les bouchons) par stéréoscopie. Chaque couche a une résolution de $17 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale.

Trajectographe à rayonnement de transition

La partie externe du détecteur interne est le trajectographe à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker (TRT)*) [69], constitué de 350848 micro-tubes remplis de xénon, dioxyde de carbone et dioxygène (70, 27 et 3%) et offrant une couverture jusqu'à $|\eta| < 2.0$ pour un éloignement au faisceau jusqu'à 108 cm. Chaque tube a un diamètre de 4 mm, une longueur de 144 cm (37 cm dans les bouchons) et est muni d'une anode (fil de tungstène) enrobée d'or de $31 \mu\text{m}$ de diamètre, l'espace entre ces tubes étant comblé par du polypropylène. Ils sont disposés parallèlement aux faisceaux dans la partie tonneau et verticalement dans les bouchons en 73 et 160 couches, respectivement. Les particules chargées traversant le matériau diélectrique émettent un rayonnement de transition absorbé par le gaz dont l'ionisation fournit des informations sur le passage de la particule. La quantité de rayonnement de transition dépendant du facteur relativiste γ de la particule incidente, le nombre de points d'ionisation importante, plus élevé pour les électrons que les muons grâce à leur masse plus faible, permet son identification. Le signal laissé par particules légères étant plus important que pour les particules lourdes, un seuil de détection de l'électronique *front-end* permet la discrimination des traces laissées par des électrons ou des hadrons. La faible résolution spatiale de $130 \mu\text{m}$ se voit compensée par le grand nombre de points laissés par une trace (en moyenne 36). La longueur des traces permet en effet une bonne résolution de l'impulsion transverse grâce à un effet de levier important.

Une représentation de l'organisation du détecteur interne est donnée figure 2.4. Il permet un *tracking* (pistage) précis des particules, ainsi qu'une reconstruction précise des vertex primaires et secondaires. Ce dernier point est crucial pour l'identification des hadrons beaux. La résolution typique en impulsion transverse est de $\sigma_{p_T}/p_T = (0.05\% \times p_T [\text{GeV}] \oplus 1\%)$ [65].

Distribution du matériel dans le détecteur interne

La quantité de matière dans le détecteur interne impacte directement les performances de reconstruction des particules chargées. Les électrons, particules légères, ont une forte probabilité d'interaction avec le matériel et perdent de l'énergie sous forme de rayonnement de freinage. Les photons, quoique neutres, peuvent aussi interagir avec cette matière additionnelle et se convertir en paires électron-positron. Cet effet est particulièrement visible dans les procédures de reconstruction et identification des électrons comme étudié au chapitre 4. La connaissance de la distribution de matériel en amont du calorimètre est par conséquent cruciale. Une représentation en est donnée figure 2.5. Cette distribution peut être établie notamment par l'étude des vertex d'interaction au sein même du détecteur.

Les distributions de matériel ont légèrement augmenté entre le Run 1 et le Run 2 avec l'inclusion de l'IBL. Sa contribution est cependant négligeable jusqu'à $|\eta| = 3$ (c.f. figure 2.5a). La contribution du solénoïde n'apparaît pas figure 2.5a (mais apparaît figure 2.5b) et est estimée à $\sim 0.66 X_0$. La matière traversée par une particule en amont du pré-échantillonneur (figure 2.5b) compte celle des éléments branchés au détecteur interne, le pré-échantillonneur lui-même et le cryostat.

2.2.3 Les calorimètres

La calorimétrie du détecteur ATLAS repose sur deux sous-systèmes. Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des électrons et photons grâce à leurs interactions avec la matière. Le calorimètre hadronique permet

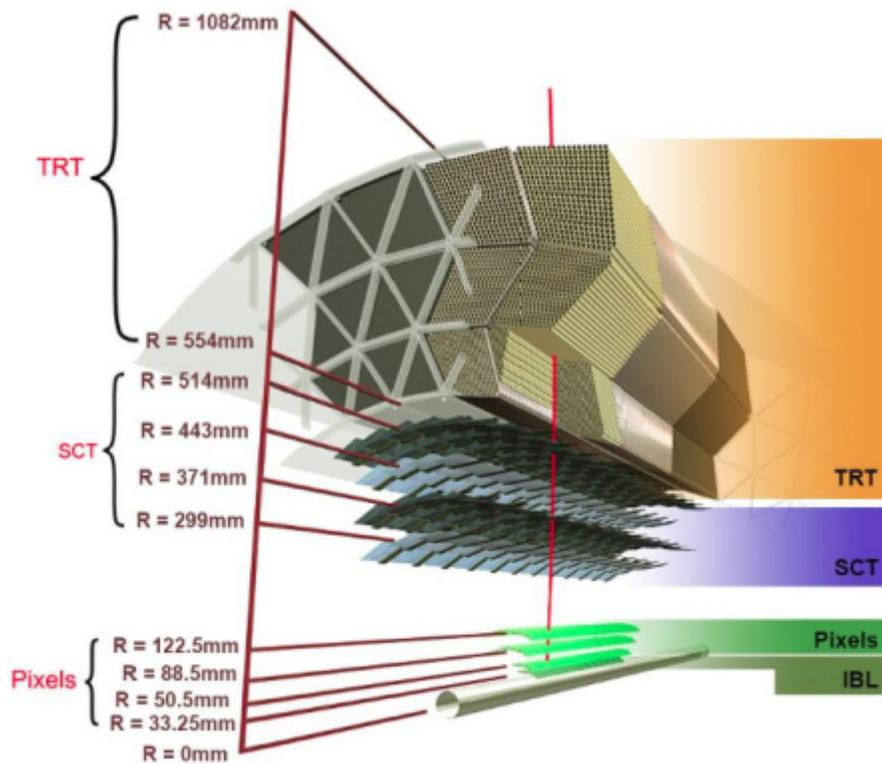


FIGURE 2.4 – Schéma du détecteur interne traversé par une particule chargée d'impulsion transverse de 10 GeV dans la partie tonneau ($\eta = 0.3$). Elle traverse successivement le tube en beryllium des faisceaux, les 1+3 couches de pixels (avec IBL), les quatre double couches du SCT et environ 36 micro-tubes du trajectographe à rayonnement de transition [67].

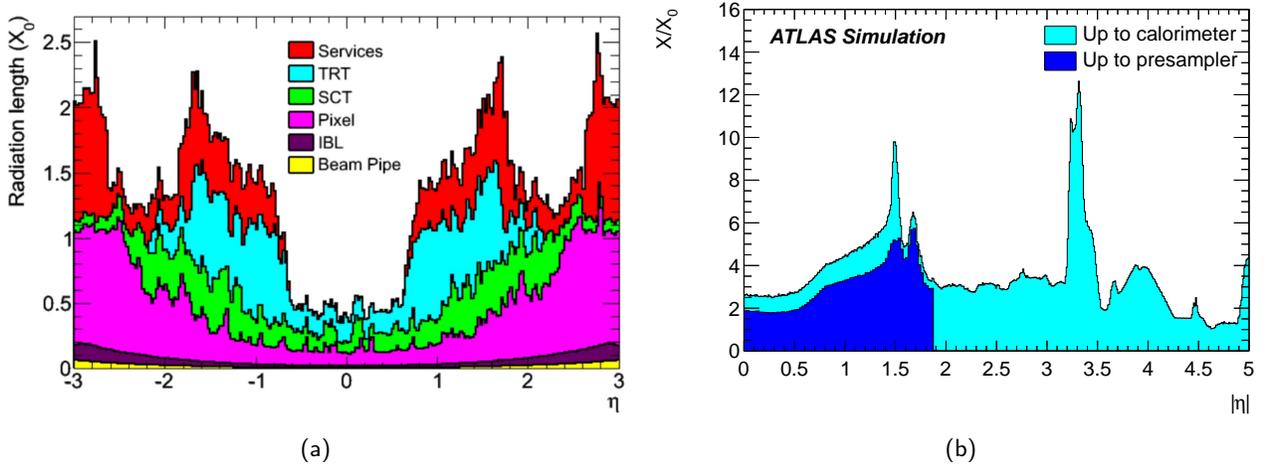


FIGURE 2.5 – Quantité de matière traversée par une particule exprimée en unité de longueur de radiation X/X_0 au passage au travers du détecteur interne en fonction de la pseudo-rapacité $|\eta|$ (a), jusqu'au pré-échantillonneur (*Pre-Sampler PS*) [70] et au calorimètre électromagnétique *EM* (b) [71]. *IBL* non inclus en (b).

d'échantillonner l'énergie des hadrons grâce à leurs interactions avec les noyaux d'un milieu absorbant. Ils permettent d'arrêter toutes les particules à l'exception des muons et neutrinos.

2.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS, illustré figure 2.6a, est un calorimètre à échantillonnage. Le milieu actif, ici de l'argon liquide (*Liquid Argon, LAr*), permet d'échantillonner le signal, mais n'est pas assez dense pour arrêter les particules. Il faut intercaler des bandes de milieu absorbant, ici du plomb. Milieux actif et absorbant sont disposés en couches successives, agencées en accordéon pour assurer une couverture maximale : symétrie en ϕ sans espace vide dans la direction azimutale. Les particules électromagnétiques (électrons/positrons et photons) interagissent avec les noyaux atomiques du plomb, créant des cascades d'électrons et photons d'énergie de plus en plus faible, jusqu'à atteindre l'énergie d'ionisation de l'argon. Les électrons issus de ces ionisations dérivent vers des électrodes. Le signal reçu est proportionnel au nombre d'électrons atteignant l'électrode et donc à l'énergie initiale.

Le calorimètre électromagnétique se compose de trois ensembles :

- la partie tonneau (appelée *EMB, B* pour *barrel*) : $|\eta| < 1.475$, composée de 16 modules couvrant chacun une région $\Delta\phi = 22.5^\circ$. Le tonneau est long de 6.8 m pour des rayons interne et externe de 1.15 m et 2.25 m ;
- deux bouchons⁴ permettent de fermer ce cylindre (*EMEC, EC* pour *end-cap*) : $1.375 < |\eta| < 3.2$. Chaque bouchon est composé d'une roue externe, couvrant $1.375 < |\eta| < 2.5$ et une roue interne, avec $2.5 < |\eta| < 3.2$;
- une partie avant (*forward*) permettant la couverture de la région $3.1 < |\eta| < 4.9$.

La partie centrale permet des mesures de précision ($|\eta| < 2.5$). Elle est composée d'un pré-échantillonneur, couvrant la région $|\eta| < 1.8$, permettant de mesurer les pertes d'énergie en amont du calorimètre, et de trois couches de granularités différentes comme illustré figure 2.6b. La partie tonneau a une granularité réduite dans la région de transition avec les parties bouchons. La première couche a une segmentation latérale (selon $|\eta|$) très fine avec des cellules de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/8 \times 0.1$ (dans la partie tonneau) et couvre une région $|\eta| < 1.4$ et $1.5 < |\eta| < 2.4$. Le détail de toutes les granularités et couvertures en η est donné table 2.2 pour les parties tonneau et bouchons. Ces cellules sont appelées des "bandes" ("*strips*") par leur segmentation en $|\eta|$ et permettent de distinguer des particules proches à l'entrée du calorimètre, comme deux photons issus de la désintégration d'un pion neutre π^0 . La seconde couche a des cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ et permet avec une longueur de $11X_0$ de mesurer la majeure partie de l'énergie des gerbes. Elle est aussi utilisée pour les décisions de déclenchement d'acquisition des événements avec la combinaison de 4×4 tours de déclenchement (*trigger towers*), intégrées sur les trois couches et le pré-échantillonneur. La troisième couche voit encore sa granularité diminuer : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$.

La résolution relative sur la mesure de l'énergie d'un électron ou d'un photon peut être paramétrée comme [72] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (2.1)$$

Les paramètres a , b et c dépendent de η : a est le terme d'échantillonnage, b le terme de bruit et c le terme constant. Le terme d'échantillonnage contribue principalement à basse énergie et s'exprime comme $10\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$. a augmente à plus haut $|\eta|$ avec l'augmentation de quantité de matière devant le calorimètre (*c.f.* figure 2.5). Le terme de bruit est approximé par $350 \times \cosh(\eta) [\text{MeV}]$ [72] pour un amas de cellules dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique et un taux d'empilement moyen $\langle\mu\rangle = 20$. À haut $|\eta|$, b est dominé par le bruit d'empilement. Pour des hautes énergies, l'importance relative des termes a et b diminue et devient asymptotiquement nulle. c détermine alors la résolution et, est par construction, de l'ordre du pourcent [72]. L'uniformité du terme constant c est impactée par les espacements entre les plaques de plomb, par des non-uniformités de calibration, de la reconstruction du signal, de l'électronique. . .

2.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure la position et l'énergie des jets de hadrons issus de la fragmentation et hadronisation des quarks et gluons.

Il se compose de trois sections :

4. Le Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) en fut le maître d'œuvre.

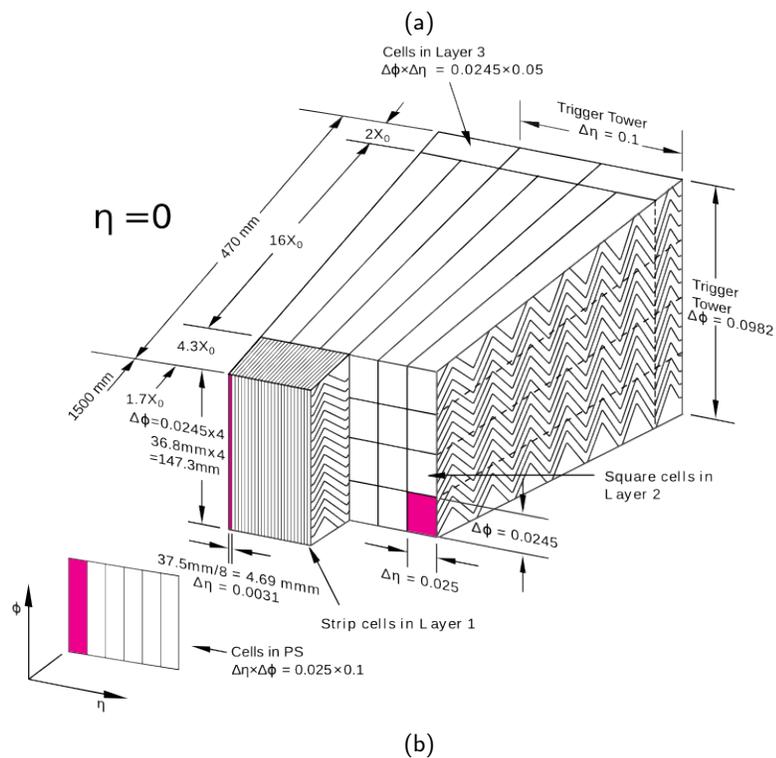
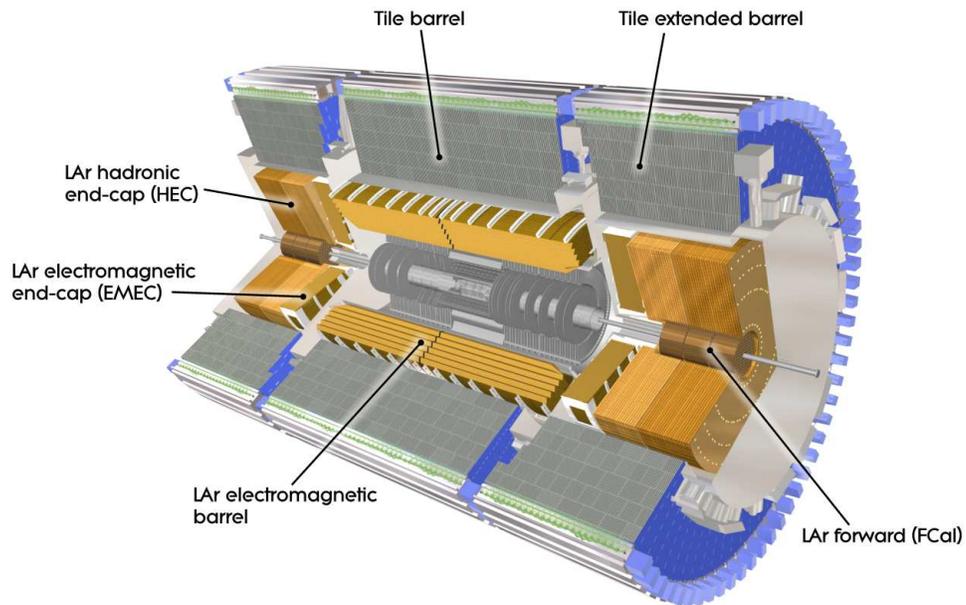


FIGURE 2.6 – Coupe latérale du calorimètre électromagnétique (a) et segmentation dans la région centrale (b) [65].

Couche	Tonneau		Bouchons	
	Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	Couverture en $ \eta $	Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	Couverture en $ \eta $
Pré-échantillonneur	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
1	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
2	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
3	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Nombre de canaux de lecture				
Pré-échantillonneur	7808		1536	
Calorimètre	101760		62208	

TABLE 2.2 – Paramètres principaux du calorimètre électromagnétique [65].

- une partie tonneau, assurant une couverture jusqu'à $|\eta| < 1.7$;
- deux bouchons (*HEC*) couvrant les régions $1.5 < |\eta| < 3.2$;
- une partie avant (*FCal*) pour $3.1 < |\eta| < 4.9$.

Les hadrons sont stoppés par interactions successives avec la matière absorbante du détecteur et génèrent des gerbes hadroniques. L'intensité du signal renseigne sur l'énergie des particules incidentes. Ces collisions hadroniques voient une augmentation du terme stochastique a et une dégradation de la résolution d'un facteur de 5 à 10. Le terme stochastique de la résolution en énergie, expression (2.1), est de l'ordre de $50\% \text{ GeV}^{1/2}$ ($100\% \text{ GeV}^{1/2}$ pour la partie avant) avec un terme constant c d'environ 3% (10%) [65]. Les paramètres de couverture et granularité sont résumés table 2.3

La partie tonneau est constituée de calorimètres en tuiles (*tile*) couvrant les régions $|\eta| < 1.0$ (tonneau *tile*) entourés de deux tonneaux étendus pour les régions $0.8 < |\eta| < 1.7$. Ils consistent en un assemblage de tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur et séparées par des plaques absorbantes d'acier épaisses de 15 mm. Trois couches se superposent. Les gerbes hadroniques émettent de la lumière à travers les scintillateurs. Cette lumière est collectée par des fibres optiques et est convertie en signal électrique par des photomultiplicateurs. La segmentation est moins fine que pour le calorimètre électromagnétique avec une taille de cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premières couches, 0.1×0.2 pour la dernière, pour un total de 9852 canaux de lecture. 64 modules du type présenté figure 2.7 sont disposés selon la direction azimutale. Le signal des tuiles scintillantes est capté par des fibre optiques à décalage de longueur d'onde (absorption de photons de haute fréquence et émissions à plus basse fréquence) et dirigé vers des photomultiplicateurs convertissant cette lumière en impulsions électriques.

Les bouchons (*HEC*) se composent de deux roues indépendantes de cuivre d'un rayon de 2030 mm permettant de stopper les particules. Des électrons sont créés par ionisations successives et à intervalles réguliers de l'argon liquide pour échantillonner le signal. D'une couverture de $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $2.5 < |\eta| < 3.2$, la première région voit des cellules de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et la seconde, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$, pour un total de 5632 canaux de lecture.

La partie avant est composée de deux bouchons de trois modules chacun, dont le milieu actif est de l'argon liquide. Le premier module utilise du cuivre comme milieu absorbeur pour la précision des dépôts électromagnétiques (reconstruction des électrons) et du tungstène pour les deux autres dont les propriétés sont plus adaptées aux interactions hadroniques.

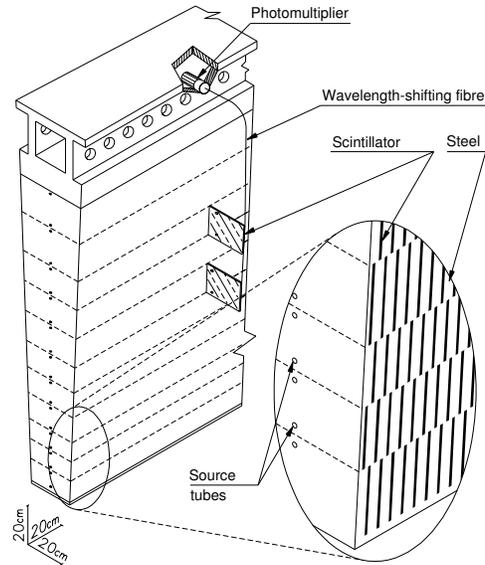


FIGURE 2.7 – Schéma d'un module de la partie tonneau du calorimètre hadronique [65].

		Bouchons	
Bouchon du calorimètre hadronique			
Couverture en $ \eta $		$1.5 < \eta < 3.2$	
Nombre de couches		4	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$	
	0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$	
Canaux de lecture		5632	
Calorimètre avant			
Couverture en $ \eta $		$3.1 < \eta < 4.9$	
Nombre de couches		3	
Granularité $\Delta x \times \Delta y$ (cm)	FCal1 : 3.0×2.6	$3.15 < \eta < 4.30$	
	FCal1 : \sim quatre fois plus fin	$3.10 < \eta < 3.15$	
		$4.30 < \eta < 4.83$	
	FCal2 : 3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4.50$	
	FCal2 : \sim quatre fois plus fin	$3.20 < \eta < 3.24$	
		$4.50 < \eta < 4.81$	
	FCal3 : 5.4×4.7	$3.32 < \eta < 4.60$	
	FCal3 : \sim quatre fois plus fin	$3.29 < \eta < 3.32$	
		$4.60 < \eta < 4.75$	
Canaux de lecture		3524	
		Tonneau	Tonneau étendu
Tuiles scintillantes (Tile)			
Couverture en $ \eta $	$ \eta < 1.0$	$0.8 < \eta < 1.7$	
Nombre de couches	3	3	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1	0.1×0.1	
Dernière couche	0.2×0.1	0.2×0.1	
Canaux de lecture	5760	4092	

TABLE 2.3 – Paramètres principaux du calorimètre hadronique [65].

2.2.4 Le spectromètre à muons

L'identification des muons et la mesure de leur impulsion est faite dans un spectromètre baigné dans un champ magnétique toroïdal généré par 8 bobines supraconductrices. En tant que couche externe du détecteur ATLAS, seules les particules non stoppées par les calorimètres y sont reconstruites. La grande majorité des hadrons, photons et électrons étant arrêtée en amont, l'identification des muons peut être faite précisément. Cette couche est la plus volumineuse du détecteur et s'étend de 4 à 20 m de distance au point d'interaction et s'agence aussi en une partie tonneau fermée de deux bouchons. Des coupes transverse et longitudinale sont données figure 2.8.

La partie centrale, assurant une couverture jusqu'à $|\eta| < 1.4$, se compose de trois couches de rayons 5, 7 et 10 m constituées de tubes à dérive (*Monitors Drift Tubes, MDT*). Les bouchons étendent la couverture angulaire à $|\eta| < 2.7$ et comptent trois roues prolongeant les couches de la partie centrale. Quatre chambres y sont situées perpendiculairement à l'axe z, à 7.4, 10.8, 14 et 21.5 m autour du point d'interaction. Les tubes à dérive assurent alors une couverture jusqu'à $|\eta| < 2.7$ (à l'exception de la première couche des bouchons, limitée à $|\eta| < 2.0$) et sont accompagnées de chambres à bandes cathodiques (*Cathode Strip Chambers, CSCs*) dans la région $2.0 < |\eta| < 2.7$ pour la première couche. Les structures de support du détecteur laissent cependant une partie non instrumentée pour $\eta \sim 0$. La table 2.4 détaille les paramètres des sous-systèmes du détecteur de muons.

Les tubes à dérive permettent une reconstruction précise de la trajectoire des muons. D'un diamètre de $30 \mu\text{m}$, ils sont constitués d'aluminium et remplis d'un mélange d'argon et dioxyde de carbone (93/7%). 350000 de ces tubes, disposés en 3 à 8 couches rectangulaires, forment 8 chambres à dérive, chacune permettant une résolution de $35 \mu\text{m}$. Les chambres à tubes cathodiques, dans la partie interne de la première roue, soumises à un flux important de particules, utilisent des chambres proportionnelles multifils (*Multi-Wire Proportional Chambers, MWPC*) pour assurer un comptage rapide et une meilleure résolution temporelle.

Ces chambres de précision sont complétées par un système de déclenchement rapide permettant de donner l'information sur le passage d'une particule en quelques dizaines de nanosecondes. Dans la partie tonneau, pour $|\eta| < 1.05$, des chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers, RPC*) sont utilisées, les bouchons utilisent eux des chambres à gap étroit (*Thin Gap Chambers, TGC*).

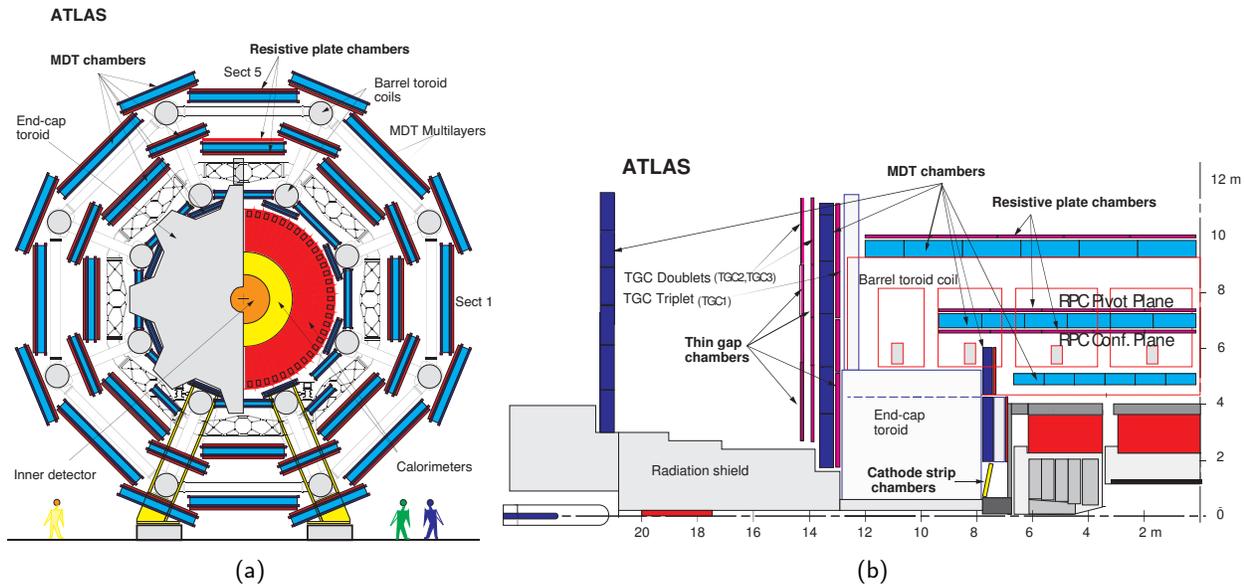


FIGURE 2.8 – Coupe transverse (a) et longitudinale (b) des chambres à muons [73].

2.2.5 Le système d'aimants

Quatre systèmes d'aimants supraconducteurs, dont les paramètres principaux sont donnés table 2.5, permettent de courber les trajectoires des particules chargées dans le détecteur interne et les chambres à muons :

Type	Fonction	Résolution			Mesure/trace		Nombre de	
		z/R	ϕ	Temps	Tonneau	Bouchons	chambres	canaux
MDT	Précision	$35 \mu\text{m} (z)$	-	-	20	20	1088	339k
CSC		$40 \mu\text{m} (R)$	5 mm	7 ns	-	4	32	30.7k
RPC	Déclenchement	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	-	544	359k
TGC		2-6 mm (R)	3-7 mm	4 ns	-	9	3588	318k

TABLE 2.4 – Paramètres principaux du spectromètre à muons [65].

Propriété	Toroïde partie tonneau	Toroïdes des bouchons	Solénoïde central
Longueur [m]	25.3	5.0	5.3
Diamètre externe [m]	20.1	10.7	2.4
Nombre de bobines	8	8	-
Énergie	1.08 GJ	0.35 GJ (par bobine)	38 MJ
Poids total (tonnes)	830	240	5
Intensité du champ magnétique [T]	4	4	2
Type d'aimant	56 km Al/NbTi/Cu	13 km Al/NbTi/Cu (par bobine)	9 km de fil supra conducteur
Courant nominal	20.5 kA	20.5 kA	7.73 kA
Température	4.7 K	4.7 K	-

TABLE 2.5 – Paramètres principaux des aimants [65].

- le solénoïde central, d'un diamètre de 2.5 m et d'une longueur de 5.3 m, générant un champ magnétique de 2 T. Placé en périphérie du détecteur interne, il permet l'identification de la charge et la mesure de l'impulsion des particules grâce à l'orientation et la courbure des trajectoires. Situé en amont du calorimètre électromagnétique, la quantité de matière transverse doit être minimale. Les 9 km de câbles supraconducteurs sont enroulés sur 19 cm d'épaisseur et refroidis par de l'hélium liquide ;
- un toroïde dans la partie tonneau ($|\eta| < 1.4$), d'un diamètre de 22 m et d'une longueur de 25 m composé de 8 bobines ;
- deux autres toroïdes ferment le cylindre ($1.6 < |\eta| < 2.7$). L'ensemble tonneau-bouchons génère un champ magnétique de 0.2 à 4 T dans les chambres à muons.

2.2.6 Le système de déclenchement

Le détecteur voit se produire des événements à une fréquence de 40 MHz. Les capacités de détection et d'enregistrement ne permettent pas de traiter un tel lot d'information (~ 1 MB par événement), et nombre de ces collisions ne présentent pas d'intérêt pour les analyses menées dans l'expérience ATLAS. Le système de déclenchement permet de sélectionner uniquement les événements d'intérêt en-ligne (au moment de leur détection) et avoir une fréquence d'enregistrement de l'ordre de 1 kHz. Trois niveaux de sélection se succèdent : le niveau 1 (*Level-1*, $L1$), le niveau 2 (*Level-2*, $L2$) et le filtre d'événements. Le niveau 1 repose sur des sélections faites sur l'électronique (*hardware*). Au Run 2 [74], niveau 2 et filtre d'événements sont combinés et constituent le système de déclenchement de haut niveau (*High Level Trigger*, *HLT*), avec un traitement informatique (*software*) de l'information filtrée par le premier niveau.

- Le niveau 1 recherche des signatures de haute énergie. Sont utilisées les informations des chambres à plaques résistives (*RPC*) et chambres à gap étroit (*TGC*) pour les muons, et tous les sous-systèmes des calorimètres (avec une granularité réduite à 0.1×0.1) pour électrons, photons, τ , jets et E_T^{miss} . Le niveau 1 accepte une fréquence d'événements de 85 kHz et a un temps de décision de $2.5 \mu\text{s}$;
- le système de haut niveau utilise les informations de régions d'intérêt (*Regions of Interest*, *RoI*) définies au niveau 1, telles les coordonnées, énergies et type de signatures. Sont ainsi reconstruites les traces dans le détecteur interne et le spectromètre à muons. De même, des algorithmes de regroupement des amas de cellules permettent la reconstruction des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Une analyse complète des événements est effectuée avec des procédures de reconstruction proches des analyses hors-ligne (*c.f.* chapitre suivant). Cela permet de réduire la fréquence d'événements à moins de 1 kHz, avec un temps de traitement de

quelques secondes.

2.2.7 Contrôle de la qualité des données

Les données utilisées dans les diverses analyses sont filtrées avant constitution des lots, appelés *GRL*, *Good Run List*. En période de prise de données (environ 100 jours par an), les collisions sont enregistrées chaque jour (en l'absence d'incident). Le fonctionnement du détecteur et la qualité de la réponse des sous-systèmes listés précédemment sont alors quotidiennement contrôlés [75]. Des "tours de garde" (*shifts*) sont organisés pour chaque élément du détecteur et les participants sont chargés de rapports journaliers et hebdomadaires.

J'ai participé au contrôle de la réponse du calorimètre électromagnétique au cours des années 2017 et 2018. Cette tâche consiste principalement au contrôle hors-ligne du bruit mesuré dans les cellules ayant accumulé suffisamment d'énergie. Certaines cellules sont alors ignorées et leur énergie est estimée en moyennant celle des plus proches voisins, d'autres sont marquées comme suspectes. Ce masquage peut se faire sur une certaine période de l'acquisition (ensemble de blocs d'une minute) ou sur toute sa durée (*run* entier). De même, des fenêtres de temps peuvent être ignorées (*time veto*). L'ensemble de la procédure est détaillée en ref. [76].

2.2.8 Mesures de luminosité

Les analyses décrites aux chapitres 5 et 6 utilisent les données collectées par l'expérience ATLAS au cours des années 2015 et 2016 avec une luminosité instantanée maximum de $L = 1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La luminosité intégrée correspond à 36.1 fb^{-1} après application des critères de qualité des faisceaux et des données. Cela correspond au second plateau de luminosité figure 2.9a. Les paquets de protons sont espacés de 25 ns avec 13.7 et 24.9 interaction en moyenne par croisement des paquets en 2015 et 2016, *c.f.* figure 2.9b (soit 24 en pondérant la moyenne des deux années par luminosité intégrée). La mesure de luminosité est faite par un détecteur à effet Cherenkov (*LUCID*, *LUMinosity measurement using Cherenkov Integrating Detector*) situé à l'avant du détecteur. La procédure de mesure et calibration est décrite ref. [77] pour le Run 1.

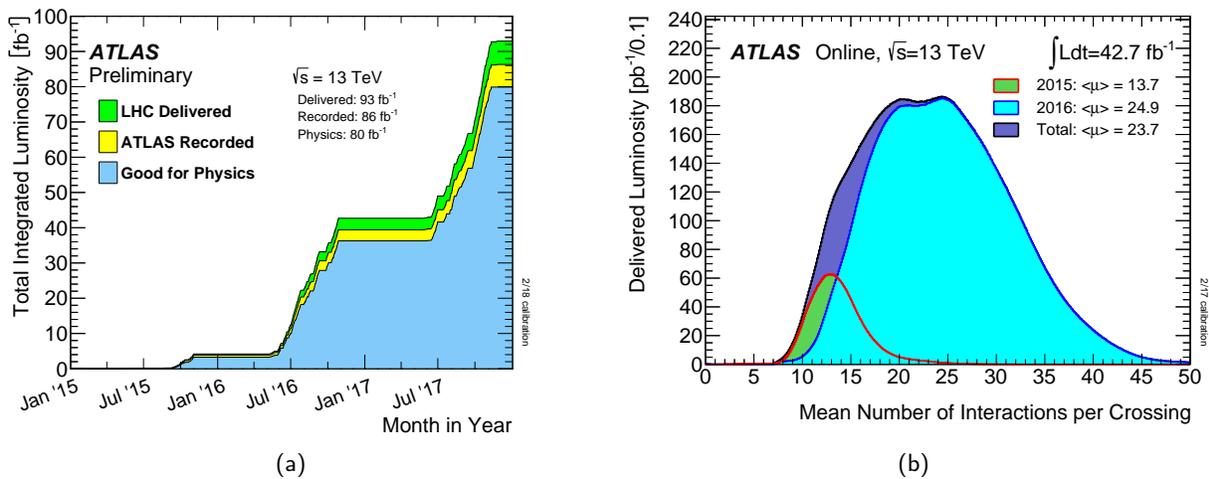


FIGURE 2.9 – Évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC au cours des années 2015 à 2017 (vert) et enregistrée par l'expérience ATLAS (jaune) durant les périodes de faisceaux stables pour les collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (a). La luminosité intégrée des lots satisfaisant aux critères de qualité de faisceaux et données apparaît en bleu. Nombre d'interactions par croisement des paquets de protons pour les données acquises au cours des années 2015 et 2016 (b).

3

Reconstruction des objets

Chaque évènement enregistré à l'issue de la procédure détaillée au chapitre précédent contient les informations primaires de détection : points dans le détecteur interne, dans le spectromètre à muons et dépôts d'énergie dans les calorimètres. La combinaison des réponses des différentes parties du détecteur avec l'alignement entre traces et dépôts d'énergie permet d'identifier la nature des particules issues des désintégrations successives et mesurer leur énergie-impulsion. Le passage de la réponse digitale des sous-systèmes à la construction de particules candidates est appelée reconstruction.

Ce chapitre décrit les procédures de reconstruction et d'identification des différents objets. Ces derniers sont tous utilisés dans les analyses des chapitres 5 et 6. Une attention particulière est accordée aux électrons, dont la mesure de l'efficacité de reconstruction fait l'objet du chapitre suivant. La procédure est initiée par la reconstruction des traces et vertex primaires, décrite section 3.1. Les électrons et photons font l'objet de la section 3.2. Muons, leptons tau et jets sont reconstruits selon les méthodes décrites en 3.3, 3.4 et 3.5. L'estimation de l'énergie transverse manquante est présentée section 3.6.

3.1 Traces et vertex primaires

Deux algorithmes permettent la reconstruction des traces (*tracking*) et des vertex (*vertexing*), ils utilisent les informations du détecteur interne (paragraphe 2.2.2). Les ionisations successives des particules chargées permettent la reconstruction de leurs trajectoires, courbées par un champ magnétique, grâce à l'alignement des points (selon une courbe dont l'orientation dépend de la charge de la particule incidente). L'extrapolation de ces traces vers le point d'interaction permet la reconstruction des vertex primaires.

Ces trajectoires hélicoïdales sont décrites par 5 paramètres, illustrés figure 3.1, exploitant la géométrie cylindrique du détecteur et les propriétés des particules chargées :

- le paramètre d'impact longitudinal d_0 : distance de la trace au plus proche du faisceau ;
- le paramètre d'impact transverse z_0 : périgée de la trace selon z ;
- l'angle polaire θ de la trace \vec{p} à son périgée et l'axe z ;
- l'angle azimutal ϕ de l'impulsion transverse \vec{p}_T de la trace à son périgée et l'axe x ;
- le rapport Q/p_T entre la charge électrique et l'impulsion transverse définissant l'orientation et la courbure de l'hélice.

Les composantes de l'impulsion sont ajustées par minimisation de χ^2 (*ATLAS Global χ^2 Track Fitter* [79]).

Trois points dans des couches différentes du détecteur à pixels ou du *SCT* (ou $2 + 1$) suffisent à définir une trace si son impulsion transverse est supérieure à 400 MeV [80]. Un très grand nombre de traces sont ainsi reconstruites, quoique subsiste une proportion non-négligeable de fausses traces. Seules celles issues des meilleurs ajustements (test du χ^2) sont conservées. En cas de partage de plusieurs points, l'ambiguïté est levée par réseaux de neurones [81] où sont combinées les informations sur la forme de l'amas de pixels et les corrélations entre les différentes couches. Sont distinguées les vraies des fausses traces, ou traces de particules suffisamment proches pour être confondues par manque de résolution. Les traces satisfaisant à ces critères peuvent alors être étendues dans le détecteur à rayonnement de transition (*TRT*). Cet algorithme est qualifié d'*inside-out* : des premières couches de pixels au *TRT*.

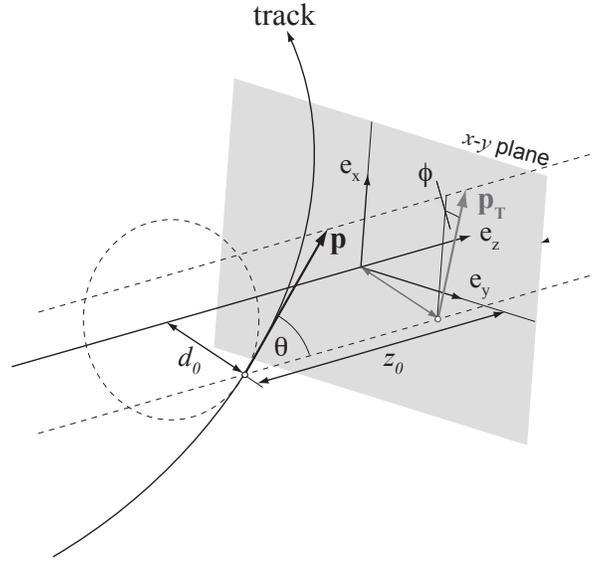


FIGURE 3.1 – Illustration des paramètres de trace [78].

Par opposition à l'appellation *inside-out*, un algorithme *outside-in* permet de reconstruire les traces issues de vertex déplacés caractéristiques des particules à long temps de vie (Λ ou K_S par exemple), des conversions de photons ou des interactions avec la matière du détecteur. Après reconstruction du vertex primaire, cet algorithme étend les traces du *TRT* vers le détecteur à pixels.

Une trace complète compte au total 7 points de mesure dans les détecteurs à silicium. La reconstruction des électrons, dont la mesure d'efficacité fait l'objet du chapitre 4, dépend largement de l'efficacité de reconstruction de ces traces. Les pertes d'efficacité dues au rayonnement de freinage sont réduites par un algorithme (*Gaussian Sum Filter*, *GSF* [82]) réajustant les trajectoires.

L'extrapolation des traces vers le centre des collisions permet de reconstruire la position des vertex d'interaction. Les traces distantes de plus de 7σ d'un vertex ne comptent pas pour celui-ci. Pour chacun d'eux, les impulsions transverses des traces sont sommées. Le vertex primaire est alors celui de plus haut $\sum p_T^2$, les autres sont considérés comme vertex d'empilement. Ceux dont la position extrapolée ne coïncide pas avec la zone d'interaction sont définis comme vertex déplacés ou secondaires.

3.2 Électrons et photons

Comme souligné dans la partie introductive, les leptons sont des marqueurs de choix pour les processus d'intérêt dans l'environnement hadronique des collisions proton-proton. Les photons sont aussi cruciaux pour sonder la physique à l'échelle électrofaible, notamment grâce au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, ayant permis la découverte du boson de Higgs en 2012. Impliqués dans des recherches de Nouvelle Physique ou des mesures de précision, leurs performances associées sont cruciales.

3.2.1 Reconstruction

Reconstruction des électrons et photons sont étroitement liées [83] et partagent la même procédure.

Reconstruction des dépôts d'énergie

Elle repose sur la recherche de dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et leur association aux traces

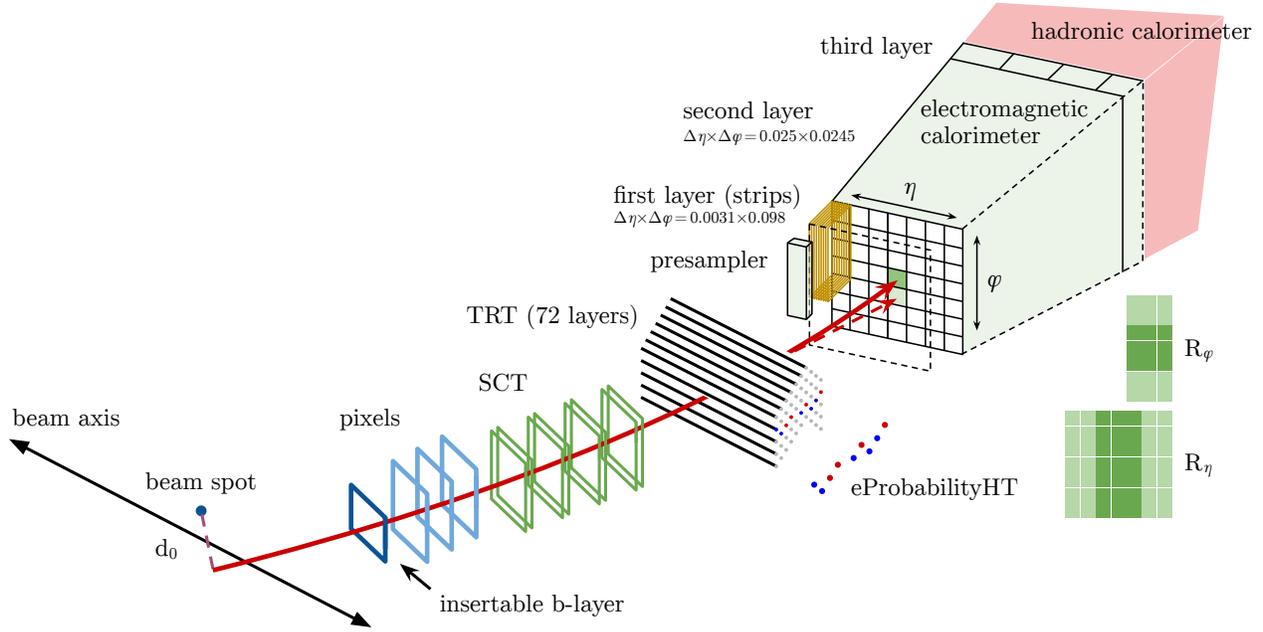


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la reconstruction et l'identification d'un électron [84].

dans le détecteur interne. L'espace $\eta \times \phi$, de 200×256 tours de 3×5 cellules, soit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$, est parcouru par un algorithme dit "de fenêtre glissante" (*sliding window*) [85] maximisant l'énergie collectée dans les trois couches du calorimètre (et du pré-échantillonneur dans la région $|\eta| < 1.8$). Des pré-amas sont agrégés dans un bloc de 3×5 tours (intégrant les trois couches de granularité différente) en $\eta \times \phi$ si leur énergie collectée est supérieure à 2.5 GeV. En cas de chevauchement d'amas dans une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 5×9 tours, celui dont la somme des énergies est la plus haute est conservé. La fenêtre 3×3 d'origine de la particule incidente est associée au barycentre des énergies transverses des cellules de l'amas. Dans les simulations, l'efficacité de reconstruction d'un amas de cellules varie de 95% à $E_T = 7$ GeV jusqu'à être supérieure à 99% pour $E_T \geq 15$ GeV [84].

Association à une trace

L'association d'un amas de 3×5 tours à une trace aux paramètres ajustés et la détermination de sa taille finale (*c.f.* paragraphe suivant) achève la procédure de reconstruction. Les trois points de mesure dans le détecteur interne initient la reconstruction d'une trace. Un algorithme tente d'identifier les points suivants de la trajectoire selon une structure similaire aux pertes d'énergie de pions par interaction dans le détecteur. Cette hypothèse de pion est celle d'une trace simple, la masse élevée des pions réduisant fortement les pertes radiatives. Les électrons, plus légers, peuvent émettre un rayonnement de freinage important. Ces pertes d'énergie réduisent le rayon de courbure des trajectoires et altèrent la procédure de reconstruction de trace. Un second algorithme est alors utilisé si l'extension à au moins sept points de mesure est impossible pour une trace d'impulsion transverse d'au moins 1 GeV et si elle pointe vers une région d'intérêt au tour de l'amas d'énergie électromagnétique. Celui-ci autorise 30% de pertes radiatives à chaque impact dans le détecteur interne. Les paramètres de traces sont ajustés par l'algorithme *ATLAS Global χ^2 Track Fitter* [79]. L'algorithme *Gaussian Sum Filter* [82] est utilisé pour les traces comptant au moins 4 impacts dans le trajectographe à silicium et associées à un amas de cellules dans un cône $\Delta\eta \times \Delta\phi$ défini par :

$$\begin{aligned}
 |\eta_{\text{amas}} - \eta_{\text{trace}}| &< 0.05 \\
 -0.20 &< \text{sign}(q) \times [\phi_{\text{amas}} - \phi_{\text{trace}}] < 0.05
 \end{aligned}$$

Les variables d'indice \bullet_{trace} et \bullet_{amas} correspondent respectivement à l'extrapolation de la trajectoire des traces et des positions des barycentres des amas mesurés dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique. L'algorithme *GSF* est basé sur une généralisation des filtres de Kalman [86] et prend en compte les effets non-linéaires du rayonnement de freinage.

La distinction entre candidats électrons et photons repose sur l'existence d'une trace associée à l'amas de cellules du calorimètre électromagnétique et satisfaisant à des critères de qualité. Un amas candidat devient candidat électron s'il satisfait aux conditions :

- trace comptant au moins quatre points de mesure dans le trajectographe à silicium. Sélectionner une trace primaire est crucial pour la reconstruction d'un électron, cette contrainte permet d'éliminer les associations aléatoires de traces issues de *bremsstrahlung*. Si deux traces au même nombre de points de mesure peuvent être associées au même amas de cellules, la moins distante est conservée (distance $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$);
- sans association à un vertex de conversion de photon (géométrie particulière par conservation de la quantité d'impulsion transverse de $\gamma^* \rightarrow ee$). L'appariement caractéristique de vertex de conversion repose sur des contraintes angulaires [87].

Un amas n'étant associé à aucune trace ou dont la trace, sans impact dans le détecteur à silicium, pointe vers un vertex secondaire est considéré comme candidat photon. Il en est de même pour les amas associés à un vertex compatible avec une conversion.

Extension des amas de cellules

Les amas de 3×5 tours en $\eta \times \phi$ sont étendus à 3×7 tours dans la partie tonneau ($|\eta| < 1.37$) et 5×5 dans les parties bouchon ($1.52 < |\eta| < 2.47$) par accréation d'une ligne de cellules de part et d'autre de l'amas initial dans les directions ϕ et η . Cette extension permet de contenir une éventuelle quantité d'énergie emportée par rayonnement de freinage hors de l'amas initial.

Calibration

La mesure de l'énergie collectée dans l'amas reconstruit diffère de l'énergie emportée par la particule originelle à cause de pertes d'énergie en amont (à cause des câbles ou du cryostat par exemple) ou latérales. Une calibration est effectuée par méthodes multivariées [72] basées sur les simulations, différemment pour électrons et photons, selon une procédure détaillée figure 3.3.

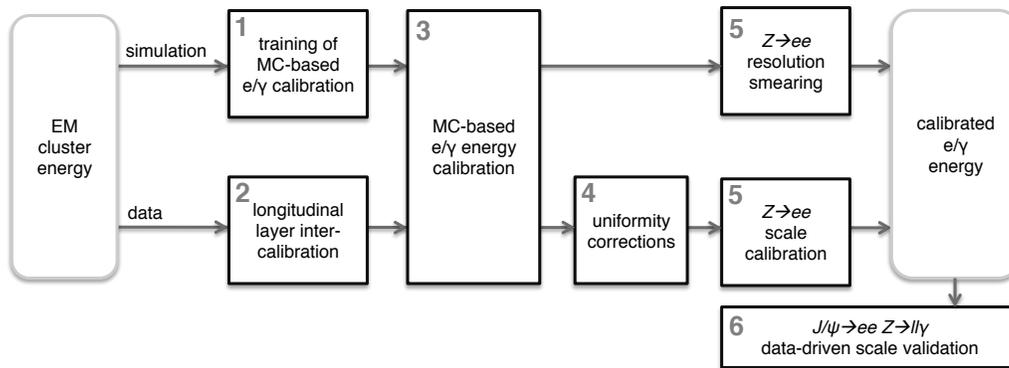


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de la procédure de calibration des énergies des électrons et photons [72].

La quantité de matériel en amont de la reconstruction de l'amas est estimée de manière indirecte grâce au rapport des énergies contenues dans les première et deuxième couches du calorimètre électromagnétique ($E_{1/2}$). La réponse de la méthode multivariée entraînée dans les simulations à une particule est appliquée aux amas de cellules reconstruits dans les données et simulations. Sont alors apportées aux réponses dans les données des corrections prenant en compte des effets non-simulés comme des variations dans la tension appliquée aux cellules, des effets géométriques ou biais dans la calibration de l'électronique. Les énergies mesurées dans les données sont alors calibrées aux simulations à partir de facteurs correctifs mesurés dans le canal $Z \rightarrow ee$. Ces facteurs correctifs sont appliqués aux données et validés dans des lots enrichis en événements $J/\psi \rightarrow ee$. La validation de ces mêmes facteurs pour les photons est faite dans le canal $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$.

Efficacité de reconstruction des électrons

La méthode de mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons est détaillée au chapitre suivant. Avec les données

collectées au cours des années 2015 et 2016, soit 36.1 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, l'efficacité d'association d'un amas de cellules du calorimètre électromagnétique à une trace de qualité suffisante varie de 96% à 99% pour $p_T > 15 \text{ GeV}$. Les erreurs, dominées par les incertitudes systématiques, sont de l'ordre de 1% pour $15 < E_T < 20 \text{ GeV}$ et du pour mille à plus haute énergie. Les efficacités de reconstruction des électrons, notamment en fonction de p_T et η apparaissent au chapitre suivant, figure 4.11.

3.2.2 Identification

L'établissement de critères d'identification des électrons et des photons permet de discriminer les dépôts laissés par les autres particules, notamment les hadrons, largement dominants au LHC. Plusieurs menus de sélections d'exigence croissante sont définis : trois pour l'identification des électrons, deux pour les photons. Les premiers sont construits par analyses multivariées entraînées sur les variables listées table 3.1. Les photons voient leurs critères d'identification définis par des sélections rectangulaires sur les mêmes variables. Elles sont relatives aux paramètres de trace et au développement des gerbes dans le calorimètre électromagnétique.

3.2.2.1 Identification des électrons

Les critères d'identification des électrons permettent de discriminer le signal de leptons prompts des bruits de fond constitués de :

- hadrons légers arrêtés dans le calorimètre électromagnétique ayant une signature similaire au signal ;
- électrons issus de conversion de photons ;
- électrons non-prompts produits par la décroissance de hadrons de saveur lourde.

Ils reposent sur la construction d'un discriminant combinant les fonctions de vraisemblance :

$$L_{S(B)}(\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^n P_{S(B),i}(\theta_i), \quad (3.1)$$

pour signal et bruits de fond. $P_{S(B),i}$ désigne le nombre d'évènements de la i -ème quantité, dans les n variables listées table 3.1, pour lequel la variable i prend la valeur θ_i pour le signal (bruit de fond). Trois points de fonctionnement sont définis pour satisfaire aux différents seuils de rejection de bruit de fond requis par les analyses de l'expérience ATLAS. Selon une rejection croissante de bruit de fond : *loose*, *medium* et *tight*, ils voient, naturellement, diminuer l'efficacité de sélection du signal (reconstruction + identification), de 93% à 88% pour $E_T = 40 \text{ GeV}$ avec les points *loose* et *medium*, et 80% avec la sélection *tight* [88]. Ces résultats prennent en compte uniquement les données collectées en 2016, soit 33.9 fb^{-1} et sont illustrés au chapitre suivant, figure 4.17.

Les efficacités d'identification des électrons sont mesurées dans des lots de données enrichis en évènements $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$. Quatre mesures sont effectuées, deux méthodes par canal :

- $Z \rightarrow ee$:
 - reconstruction de la masse invariante de paires de candidats électrons ;
 - reconstruction de leur isolation dans le calorimètre ;
- $J/\psi \rightarrow ee$:
 - séparation des J/ψ prompts et non-prompts par temps de vol ;
 - ajustement des distributions de J/ψ prompts et non-prompts.

L'étude du canal $J/\psi \rightarrow ee$ permet d'avoir des mesures d'efficacités dans la région $4.5 < E_T < 15 \text{ GeV}$. La combinaison des efficacités d'identification, mesurées dans les deux canaux, et de reconstruction est donnée (au chapitre suivant) figure 4.17 pour les critères *loose*, *medium* et *tight*. Le point de fonctionnement *loose* (*tight*) voit l'efficacité de reconstruction + identification varier de 92% (58%) à $E_T = 4.5 \text{ GeV}$ à 96% (91%) à $E_T = 100 \text{ GeV}$. Les incertitudes associées pour le critère *loose* (*tight*) varient de 8% (10%) à $E_T = 4.5 \text{ GeV}$ à 0.4% (0.6%) à $E_T = 40 \text{ GeV}$ [88].

Type	Description	Nom
Fuites hadroniques	Rapport de l'énergie transverse E_T collectée dans la première couche du calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique (pour $ \eta < 0.8$ ou $ \eta > 1.37$)	R_{Had1}
	Rapport de l'énergie transverse E_T collectée dans le calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique (pour $0.8 < \eta < 1.37$)	R_{had}
Dernière couche du calorimètre électromagnétique	Rapport de l'énergie collectée dans la troisième couche et dans l'ensemble du calorimètre électromagnétique	f_3
Deuxième couche calorimètre électromagnétique	Extension latérale de la gerbe, $\sqrt{(\sum E_i \eta_i^2)/(\sum E_i) - ((\sum E_i \eta_i)/(\sum E_i))^2}$, où E_i est l'énergie et η_i la pseudorapacité de la cellule i . La somme est faite sur une région de 3×5 cellules	W_{η^2}
	Rapport de l'énergie collectée dans des blocs de 3×3 et 3×7 en $\eta \times \phi$	R_ϕ
	Rapport de l'énergie collectée dans des blocs de 3×7 et 7×7 en $\eta \times \phi$	R_η
Première couche calorimètre électromagnétique	Largeur de la gerbe, $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2)/(\sum E_i)}$, où i parcourt la région $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.0625 \times 0.2$, soit 20 bandes en η , i_{max} est l'indice de la bande ayant collecté le plus d'énergie	ω_{stot}
	Rapport entre la différence et la somme des énergies collectées dans les deux régions ayant collecté le plus d'énergie dans l'amas	E_{ratio}
	Rapport de l'énergie collectée dans la première couche et dans l'ensemble du calorimètre électromagnétique	f_1
Qualité de trace	Nombre d'impacts enregistrés dans l' <i>IBL</i>	n_{Blayer}
	Nombre d'impacts enregistrés dans le détecteur à pixels	n_{Pixel}
	Nombre d'impacts enregistrés dans le détecteur à silicium	n_{Si}
	Paramètre d'impact transverse	d_0
	Rapport du paramètre d'impact transverse et son incertitude	$ d_0/\sigma_{d_0} $
	Rapport de l'impulsion perdue par la trace entre son péricée et son dernier point de mesure et l'impulsion initiale	$\Delta p/p$
<i>TRT</i>	Fonction de vraisemblance de radiation de transition dans le <i>TRT</i>	eProbabilityHT
Association trace-amas	Différence $\Delta\eta$ entre les positions de l'amas de cellules dans la première couche du calorimètre électromagnétique et la position extrapolée de la trace	$\Delta\eta_1$
	Différence $\Delta\phi$ entre les positions de l'amas de cellule dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique et la position extrapolée de la trace. L'impulsion de la trace est normalisée à celle mesurée dans l'amas de cellules, et ce, avant extrapolation jusqu'à la deuxième couche	$\Delta\phi_{\text{res}}$
	Rapport de l'énergie mesurée dans le calorimètre et de l'impulsion portée par la trace	E/p

TABLE 3.1 – Définition des variables utilisées dans l'identification des électrons.

3.2.2.2 Identification des photons

Les photons sont différenciés des jets [89] grâce à deux sélections, *tight* et *loose* définies à partir de variables discriminantes sur la forme des gerbes reconstruites dans le calorimètre électromagnétique. Ces variables sont listées table 3.2.

Les photons issus de désintégrations de hadrons neutres (π^0) sont créés par paires et proches l'un de l'autre. Ils peuvent, dans une certaine mesure, être résolus par la première couche du calorimètre électromagnétique. Les hadrons reconstruits comme photons déposent, quant à eux, une quantité significative d'énergie dans le calorimètre hadronique (variables de fuites hadroniques). La sélection *loose* repose sur les variables de fuites hadroniques et n'exploite que la granularité de la deuxième couche du calorimètre électromagnétique. Cette couche, la plus large, permet de rassembler des informations sur la largeur des gerbes, plus grande pour les jets. Ce lot de coupures est principalement utilisé pour l'établissement des critères de déclenchement et estimation de bruits de fond. La sélection *tight* pose des conditions plus strictes sur les variables précédentes et ajoute les informations sur la couche de plus fine granularité du calorimètre électromagnétique.

Pour des photons d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, l'efficacité d'identification de la sélection *tight* varie de 84 % à 94 % (85 % à 98 %) pour des photons non-convertis (convertis) [90].

Catégorie	Description	Nom	<i>tight</i>	<i>loose</i>
Acceptance	$ \eta < 2.37$, région $1.37 < \eta < 1.52$ exclue	-	✓	✓
Fuites hadroniques	Rapport de l'énergie transverse E_T collectée dans la première couche du calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique (pour $ \eta < 0.8$ ou $ \eta > 1.37$)	R_{had_1}	✓	✓
	Rapport de l'énergie transverse E_T collectée dans le calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique (pour $ \eta < 0.8$ ou $ \eta > 1.37$)	R_{had}	✓	✓
Deuxième couche du calorimètre électromagnétique	Rapport de l'énergie collectée dans des blocs de 3×7 et 7×7 en $\eta \times \phi$	R_η	✓	✓
	Extension latérale de la gerbe (c.f. table 3.1)	ω_{η_2}	✓	✓
	Rapport de l'énergie collectée dans des blocs de 3×3 et 3×7 en $\eta \times \phi$	R_ϕ	✓	
Première couche du calorimètre électromagnétique	Largeur de la gerbe calculée à partir de 3 bandes autour de la bande de dépôt d'énergie maximal	ω_{s3}	✓	
	Largeur latérale de la gerbe (c.f. table 3.1)	ω_{stot}	✓	
	Énergie contenue dans les sept bandes (trois bandes centrales exclues) divisée par l'énergie collectée par les trois bandes centrales	F_{side}	✓	
	Différence entre l'énergie associée au second minimum dans les bandes de silicium et l'énergie reconstruite dans ces bandes avec la valeur la moins élevée des premier et deuxième maxima	ΔE	✓	
	Rapport entre la différence des énergies associées aux deux plus gros dépôts et leur somme	E_{ratio}	✓	

TABLE 3.2 – Liste des variables discriminantes utilisées pour la définition des critères d'identification *tight* et *loose* des photons [89].

3.2.3 Isolation

Une large proportion de candidats électrons et photons reconstruits proviennent de l'activité hadronique du LHC. Le bruit de fond, constitué de décroissances semileptoniques de saveurs lourdes, de hadrons identifiés comme électrons ou photons ou de paires d'électrons de conversion de photons, est caractérisé par une activité importante autour des

particules cibles. L'énergie collectée dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi$ autour d'un candidat permet de définir de nouvelles variables discriminantes, dites d'isolation. Deux types d'isolation sont considérés selon le sous-système associé :

- l'isolation calorimétrique, $E_T^{\text{cône}}$, somme des énergies transverses collectées par des cellules dans un cône $\Delta R = 0.2, 0.3, 0.4$ autour de la direction du candidat et excluant l'énergie du candidat lui-même, avec corrections relatives à l'empilement et aux fuites d'énergie. Cette variable est néanmoins sensible au bruit d'empilement et les modélisations ne reproduisent pas les comportements observés dans les données. L'utilisation d'amas de cellules topologiques permet cependant de limiter ces effets [91]. Ces amas sont agrégés autour de cellules dont l'énergie collectée est au moins quatre fois supérieure au bruit (électronique et d'empilement). L'amas s'étend dans les trois directions sur les cellules dont l'énergie mesurée est supérieure au double du bruit de fond. Une dernière couche entourant les premières cellules agrégées complète l'amas topologique ;
- l'isolation de la trace, $p_T^{\text{cône}}$, somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône centré sur le candidat, à l'exception de la trace du candidat. Pour minimiser les effets d'empilement, des conditions sont posées sur le paramètre d'impact longitudinal z_0 . Les particules boostées de haute impulsion transverse peuvent cependant se désintégrer en paires électron-positron collimatées. La granularité fine du détecteur interne permettant la construction de cônes de rayon ΔR plus faible, des cônes de taille variables sont construits en fonction de l'impulsion transverse des candidats. Ainsi, l'isolation de trace est souvent définie dans un cône

$$\Delta R = \min \left(\frac{10 \text{ GeV}}{p_T [\text{GeV}]}, R_{\text{max}} \right)$$

autour du candidat ¹. R_{max} est la largeur maximale du cône, 0.2 ou 0.4 selon les analyses. Pour une particule incidente de 100 GeV, le cône a un rayon $\Delta R = 0.1$.

3.3 Muons

Leur faible section efficace d'interaction avec la matière permet aux muons d'atteindre les parties externes du détecteur. En tant que particules chargées, leur passage est essentiellement détecté dans le trajectographe et les spectromètres externes. Les candidats muons sont répartis en quatre catégories selon les sous-détecteurs impliqués :

- **combinés** : traces dans détecteur interne compatibles avec celles des chambres à muons. Elles sont associées et ajustées de manière globale. Les points de mesure dans le spectromètre sont associés en segments, lesquels sont ajustés pour reconstruire des traces. La majorité des muons sont reconstruits ainsi et cette catégorie est la moins sensible aux bruits de fond ;
- **étiquetés à partir de segments** : seule une couche des chambres à muons enregistre des impacts : *MDT* ou *CSC*. L'association du segment avec une trace dans le détecteur interne permet la reconstruction. Ces candidats sont principalement des muons de basse impulsion transverse ou détectés dans des régions moins instrumentées ;
- **étiquetés à partir des calorimètres** : association d'un amas de cellules du calorimètre dont l'énergie déposée est compatible avec l'impulsion portée par une trace de faible ionisation dans le détecteur interne. Cette catégorie est soumise à un bruit de fond important et est principalement utilisée dans la région $|\eta| < 0.1$ non couverte par les chambres à muons ;
- **extrapolés ou standalone** : extrapolation vers le vertex primaire des traces reconstruites dans le spectromètre à muons n'étant pas associée à des impacts dans le détecteur interne. Cette catégorie est largement peuplée par des candidats dans la région $2.5 < |\eta| < 2.7$ où le détecteur interne est absent.

Ces catégories sont construites indépendamment et certains candidats peuvent appartenir à plusieurs d'entre elles. Si deux candidats partagent la même trace, sont conservés par ordre de priorité : les muons combinés, étiquetés par segments et étiquetés grâce au calorimètre. Deux traces candidates à la reconstruction par extrapolation voient leurs qualités d'ajustement comparées.

Échelle et résolution en impulsion sont étudiées dans les canaux de désintégration $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ [92]. La résolution relative de la masse invariante de la paire de muons permet de déduire celle en impulsion. Dans le canal $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ ($Z \rightarrow \mu\mu$), $\sigma_{p_\mu}/p_\mu = 1.7\%$ (2.3%) dans la partie centrale du détecteur et 2.3% (2.9%) dans les

1. La valeur de 10 GeV choisie est le fruit de l'optimisation du rejet de bruit de fond, simulé par des lots de paires $t\bar{t}$.

bouchons. L'échelle en impulsion des muons est connue avec des incertitudes variant de 0.05 % dans la partie tonneau à 0.2 % pour les muons de bas p_T à $|\eta| > 2.2$.

Des critères d'identification de muons prompts permettent de discriminer les "faux muons", créés lors de la décroissance en vol d'un pion ou kaon chargé. Trois critères d'exigence croissante sont définis : *loose*, *medium*, *tight*, et complétés d'un quatrième spécifique, construit pour maximiser la résolution des muons de haute impulsion transverse $p_T > 100$ GeV (*high- p_T*) :

- *medium* : muons combinés ou extrapolés. Au moins trois impacts sont requis pour les muons combinés (un impact et au plus un trou) dans au moins deux chambres à muons de la région $|\eta| > 0.1$ ($|\eta| < 0.1$). Les muons extrapolés ne participent que dans la région $2.5 < |\eta| < 2.7$;
- *loose* : candidats *medium* et muons étiquetés à partir de segments ou grâce au calorimètre dans la région $|\eta| < 0.1$;
- *tight* : menu *medium* avec critères de qualité de trace supplémentaires ;
- *high- p_T* : muons combinés du menu *medium*, dont la reconstruction se fait dans les régions de haute résolution des spectromètres.

L'efficacité de reconstruction des muons *medium*, mesurée dans les 3.2 fb^{-1} de données collectées en 2015, et illustrée figure 3.4, est proche de 99% dans quasiment tout l'espace considéré ($|\eta| < 2.5$ et $5 < p_T < 100$ GeV) [92]. L'efficacité d'isolation varie de 93% à 99% en fonction du menu d'identification et de l'impulsion transverse des candidats.

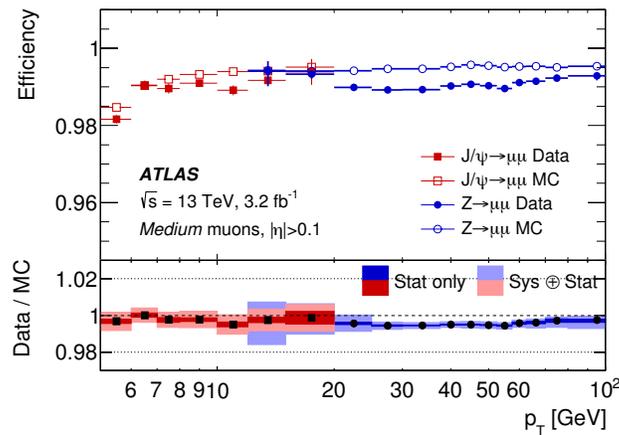


FIGURE 3.4 – Efficacité de reconstruction des muons *medium* en fonction de l'impulsion transverse p_T des candidats dans la région $0.1 < |\eta| < 2.5$ mesurée dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et $J/\psi \rightarrow \mu\mu$. Les barres d'erreur sur les efficacités matérialisent les erreurs statistiques et la partie basse montre le rapport des efficacités mesurées dans les données et simulations affecté des incertitudes totales [92].

3.4 Taus

Près de 65% des désintégrations de leptons tau sont de nature hadronique (pions neutres ou chargés) [93]. Ils sont notés τ_{had} ². Celles-ci entraînent des désintégrations en cascade, à l'instar des hadronisations de quarks ou de gluons. Leur reconstruction combine donc celle de leptons légers et de jets. Les gerbes sont cependant plus étroites que pour des jets de quarks ou de gluons. La signature caractéristique des leptons τ_{had} associe une ou plusieurs traces à un dépôt d'énergie étroit dans le calorimètre. Ainsi, des sélections optimisées pour la discrimination des jets en faveur des gerbes hadroniques de τ_{had} utilisent les variables caractéristiques de cette différence de topologie :

- rapport entre les énergies transverses dans des cônes $\Delta R < 0.1$ et $\Delta R < 0.2$ centrés sur le candidat τ_{had} . L'étalement latéral des gerbes étant plus grand pour les jets et les énergies transverses plus dispersées, ce rapport est supérieur pour les gerbes issues de τ_{had} ;

2. Les 35% de désintégrations leptoniques de type $\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$, $\ell = e, \mu$ ne nécessitent pas de critères d'identification supplémentaires.

- fraction de l'impulsion transverse portée par la trace principale du jet ;
- distance des traces à la direction du candidat τ_{had} pondérée par leur impulsion transverse, plus faible pour les gerbes de candidats τ_{had} ;
- rapport des somme des impulsions portées par les traces dans une région $0.2 < \Delta R < 0.4$ autour du candidat et celles associées à ce candidat ;
- signficance du paramètre d'impact longitudinal σ_{d_0} de la trace principale relatif au vertex déplacé du lepton τ ;
- distance maximale d'une trace associée au candidat τ_{had} ;
- signficance du temps de vol de la trace relativement au vertex du lepton τ .

Ces variables sont utilisées pour l'entraînement d'arbres de décision boostés [94] et trois points de fonctionnement (*loose*, *medium*, *tight*) sont définis pour les identifications en ligne et hors ligne. Pour l'identification des candidats en ligne, ils livrent (par construction) des efficacités approximatives de 0.95 (0.70) après leur équivalent hors ligne pour des taus à une (trois) trace(s). Les points de fonctionnement pour l'identification hors ligne ciblent des efficacités d'identification de 0.6 (0.5), 0.55 (0.4) et 0.45 (0.3) pour des décroissances de lepton τ comptant un ou trois pions chargés (*one-prong* et *3-prong*) [95].

3.5 Jets

Les processus d'intérêt sont souvent représentés par des diagrammes simples où des quarks isolés semblent exister dans l'état final. Comme évoqué précédemment, paragraphe 1.1.3.2, le confinement intrinsèque à l'interaction forte l'interdit et ces quarks s'hadronisent, résultant en une gerbe de hadrons collimatés (pions, kaons, protons, neutrons accompagnés de leptons et photons) appelée "jet". La signature expérimentale des quarks et gluons allie dépôts dans les calorimètres et traces dans le détecteur interne.

Reconstruction

Les jets sont reconstruits à partir des amas de cellules topologiques par l'algorithme anti- k_T [96] avec un rayon $R = 0.4$ [97]. La distance entre deux entités (amas de cellules correspondant à des particules ou pseudo-objets) notées i et j définit la variable d_{ij} . De même, d_{iB} représente la distance de l'entité i au faisceau (B). Grâce à la liste de toutes les entités, l'algorithme identifie la plus petite distance. S'il s'agit d'un d_{ij} , ces deux objets sont combinés en un seul (somme des quadrivecteurs) qui reintègre la liste. S'il s'agit d'un d_{iB} , i est considéré comme jet et retiré de la liste. Cette procédure est répétée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'entités dans la liste. La particularité de l'algorithme anti- k_T repose sur la définition des variables d_{ij} et d_{iB} :

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad \text{avec} \quad \Delta_{ij} = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2.$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}$$

k_{ti} est l'impulsion transverse p_T de la particule i , cette notation donne son nom à l'algorithme. y_i et ϕ_i sont les rapidité et angle azimutal définis au paragraphe 2.2.1. R est le paramètre de rayon. Le paramètre p contrôle le poids relatif de l'énergie transverse par rapport à la distance entre les entités i et j :

- pour $p = 1$, il s'agit de l'algorithme k_t inclusif ;
- le cas $p = 0$ correspond à un autre algorithme (Cambridge/Aachen) ;
- le cas $p = -1$ définit l'algorithme anti- k_t .

Les trois algorithmes permettent une stabilité infrarouge (indépendance aux particules de faible énergie). Le dernier permet des jets d'une forme proche à de cônes de taille fixe en ΔR .

Seuls les jets reconstruits avec une impulsion transverse supérieure à 7 GeV sont considérés.

Calibration

La calibration de l'énergie des jets, apparaissant souvent dans les classements d'impact des sources d'incertitudes systématiques sous la dénomination *JES* pour *Jet Energy Scale*, est une des principales sources d'erreur dans les mesures présentées aux chapitres 5 et 6. Plus généralement, toutes les analyses nécessitant plusieurs jets dans l'état final sont impactées.

Les quadrivecteurs des particules associées à la reconstruction des jets voient des corrections successives résumées figure 3.5. La première correction est apportée à l'origine des traces, déplacée du centre du détecteur au vertex primaire

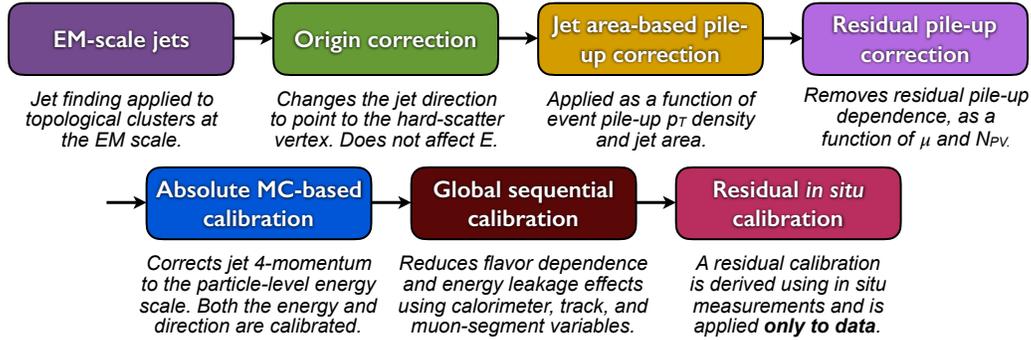


FIGURE 3.5 – Procédure de calibration de l'énergie des jets [97].

en gardant l'énergie du jet constante. La résolution en η s'en trouve améliorée de 0.06 à 0.045 pour $p_T \sim 20$ GeV et de 0.03 à moins de 0.006 au-delà de 200 GeV [97]. La contamination d'empilement est soustraite grâce à l'estimation du bruit associé dans les données. Une carte de densité d'empilement est établie, événement par événement, et soustraite à l'empilement mesuré. Des corrections dérivées des simulations permettent de diminuer l'empilement résiduel.

La calibration en η permet la prise en compte d'effets liés aux transitions dans les sous-systèmes des calorimètres et les changements de granularité. Une correction sur l'énergie des jets (*Jet Energy Scale, JES*) est dérivée des simulations à partir des différences entre énergies reconstruite des "vrais" jets (issus des simulations) et énergies mesurées dans les données. Les erreurs systématiques liées sont présentées figure 3.6.

La composition des jets varie en fonction de l'origine des particules, principalement quarks et gluons. Un jet initié par un quark s'étend globalement plus selon la direction transverse, les hadrons emportant une fraction en p_T plus importante. Cinq corrections successives aux quadrivecteurs sont dérivées des simulations grâce aux variables de traces et rapports d'énergie entre les différents sous-systèmes des calorimètres.

Finalement, une calibration *in situ* est appliquée aux données, utilisant des objets de référence.

Résolution

Les paramètres a , b et c , équation (2.1) sont mesurés et par conséquent soumis à des incertitudes. Dans les données collectées en 2015 ($\sqrt{s} = 13$ TeV), ils sont de l'ordre de :

$$\begin{aligned} a &= 0.7 \pm 0.1 \text{ GeV}^{1/2} \\ b &= 3.3 \pm 0.6 \text{ GeV} \\ c &= 0.03 \pm 0.01 \end{aligned}$$

pour des jets reconstruits avec l'algorithme anti- k_t ($R=0.4$) [98]. L'incertitude relative sur la résolution en énergie des jets est de l'ordre du pourcent. Une représentation de cette incertitude en fonction de l'impulsion des jets calibrés est donnée figure 3.6b.

Identification des jets de quark b

Les recherches faisant l'objet des chapitres 5 et 6 impliquent la présence d'un ou plusieurs quarks top. Ces derniers, plus massifs que tous les autres quarks (*c.f.* paragraphe 1.1.2), se désintègrent selon $t \rightarrow Wb$. La présence d'un ou deux quarks top dans les états finaux étudiés aux chapitres suivants marque l'importance des critères d'identification de jets de quark b dans le cadre de ce manuscrit. De même, lors de la combinaison des résultats, les analyses décrites sont complétées par les canaux de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow b\bar{b}$, comptant 4 jets de quark b dans l'état final à l'ordre de l'arbre.

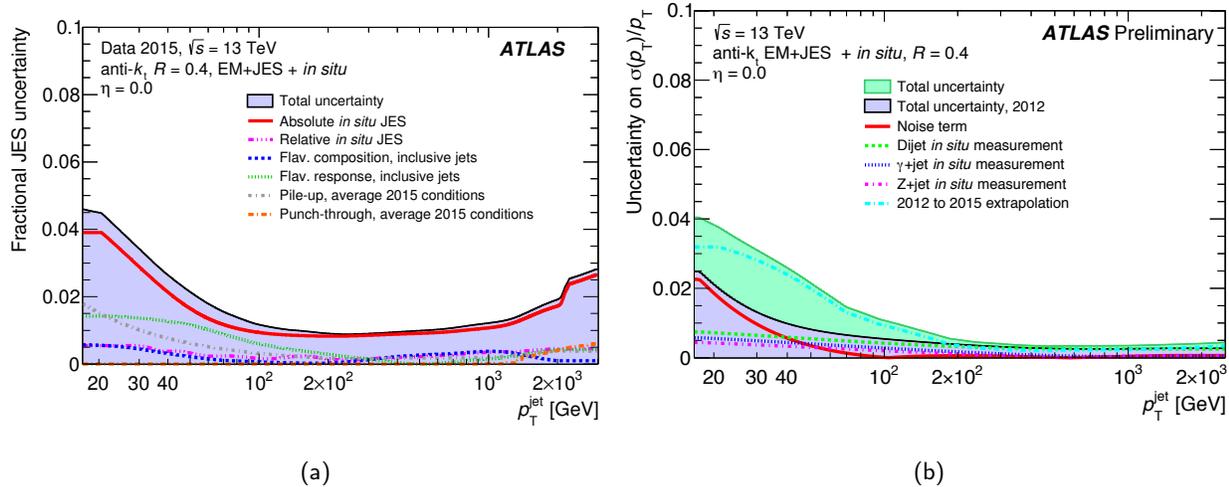


FIGURE 3.6 – a. Incertitude sur l'énergie des jets calibrés, exprimée en fraction de leur impulsion transverse et en fonction de p_T pour $\eta = 0.0$ [97].

b. Incertitudes sur la résolution relative en impulsion des jets calibrés estimée dans les données collectées en 2015 en fonction de l'impulsion transverse des jets dans la région $\eta = 0.0$ [99].

Les lignes matérialisent les erreurs relatives aux diverses sources d'incertitude et l'aire colorée représente leur somme.

La signature des jets de quark b diffère de celle de jets de quarks légers ou de gluons par le temps de vol des hadrons beaux. Ces derniers parcourent une distance de l'ordre du millimètre avant de se désintégrer et sont alors source d'un nouveau point d'interaction, appelé vertex déplacé. Les méthodes d'identification sont basées sur ces propriétés. Un discriminant multivarié combine les informations des algorithmes de reconstruction de trace et les informations relatives aux vertex déplacés reconstruits au sein des jets.

Le déplacement de vertex d'interaction en amont du détecteur à pixels, causé par le temps de vol élevé des hadrons beaux, a motivé l'insertion d'une quatrième couche de détection, plus proche du point d'interaction. L'introduction de l'*IBL* entre les première et seconde périodes de mise en service du LHC [70] a, en effet, permis une amélioration significative des performances d'étiquetage de la saveur b (b -tagging) comme illustré figure 3.7a [100, 101, 102]. L'identification des jets de quark b repose sur trois algorithmes exploitant la topologie des longs temps de vol des hadrons beaux ($\tau \sim 1.5$ ps, $c\tau \sim 450$ μ m). Un premier utilise des informations sur les paramètres d'impact des traces associées aux amas de cellules des calorimètres, un second permet la reconstruction des vertex déplacés, le dernier cherche à reconstruire la chaîne de désintégration des hadrons beaux :

- les algorithmes IP2D et IP3D (*Impact Parameter based Algorithms*) utilisent le fait que les paramètres d'impact longitudinal (d_0) et transverse (z_0) sont plus grands pour les traces relatives à un hadron de b à cause de leur temps de vol. L'ensemble des traces associées à un amas de cellules dans les calorimètres sont utilisées pour construire des fonctions de vraisemblance d'arguments d_0/σ_{d_0} et $z_0 \sin \theta / \sigma_{z_0 \sin \theta}$ (IP2D utilise uniquement d_0). Les distributions des paramètres d'impacts de jets de quark b , c ou de saveur légère sont modélisées par les simulations ;
- la reconstruction des vertex déplacés au sein d'un jet est faite par l'algorithme *SV* (*Secondary Vertex Finding Algorithm*). Les traces associées aux jets sont appariées et leur vertex relatif est analysé (pourvu qu'il soit suffisamment éloigné du vertex primaire). S'il est compatible avec la décroissance d'une particule à long temps de vol (kaon ou hypéron par exemple), des conversions de photons, ou encore des interactions avec la matière du détecteur, la paire est rejetée. Les paires de traces restantes sont le point de départ de vertex déplacés. Les traces les moins compatibles sont retirées dans une procédure itérative. Le vertex nouvellement créé est source d'informations essentielles à l'identification en tant que jet de quark b , comme la masse invariante associée au vertex, la somme des énergies de ses traces et la distance de vol de la particule incidente ;
- l'algorithme *JetFitter* utilise l'ensemble des processus : du vertex primaire, en passant par le vol d'un hadron de b , jusqu'au vertex secondaire avec création d'un hadron charmé (voire vertex tertiaire avec la décroissance de ce dernier hadron). Il est supposé qu'une ligne commune lie les vertex primaire, secondaire et tertiaire. La reconstruction des vertex déplacés souffrant d'imprécisions, un filtre de Kalman est utilisé pour définir une

trajectoire commune. *JetFitter* permet aussi une reconstruction de la chaîne de désintégration en l'absence d'informations sur l'un des vertex déplacés. Ce dernier est alors défini à partir d'une trace compatible avec le vol du hadron de b .

Les discriminants multivariés des algorithmes IPxD, SV et *JetFitter* sont combinés au sein d'arbres de décision boostés (BDT), MV2 (MV1 au Run 1). Trois variations des discriminants MV2 sont construites pour diverses fractions de jets de c dans l'entraînement des réseaux : MV2c00, MV2c10 (illustré figure 3.7b) et MV2c20 (respectivement 0%, 7% et 15% de jets de c). Quatre points de fonctionnement sont définis pour chaque discriminant : coupures sur MV2 pour une efficacité de sélection des jets de quark b de 60%, 70%, 77% et 85% (pour des b produits dans des lots $t\bar{t}$ inclusifs). Des algorithmes supplémentaires sont chargés de la reconstruction de tous les vertex possibles. Par exemple, l'algorithme *Multi-Secondary Vertex Finder* (MSVF) utilise toutes les traces enregistrées associées à un jet pour faire des recouvrements.

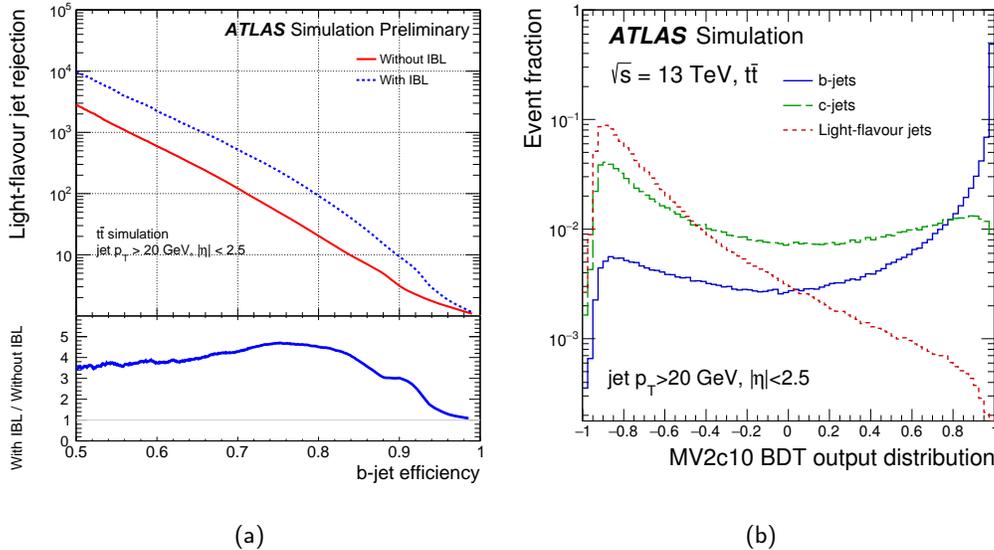


FIGURE 3.7 – a. Comparaison du facteur de rejet de jets légers, pour l'algorithme MV2c20, en fonction de l'efficacité de sélection des jets de quark b pour le Run 1 (*without IBL*) et le Run 2 (*with IBL*) dans les mêmes conditions de mesure. Le facteur de rejet se définit comme l'inverse de l'efficacité de sélection. Les résultats sont obtenus dans les simulations d'événements $t\bar{t}$ avec des jets d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV et pseudorapidité $\eta < 2.5$ [67]. b. Réponse des jets de quark b (bleu), de quark c (vert) et de saveurs légères (rouge) dans les simulations d'événements $t\bar{t}$ [103].

3.6 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, mentionnée au chapitre précédent, paragraphe 2.2.1, est portée par des particules traversant le détecteur sans interaction. Dans le cadre du Modèle Standard seuls les neutrinos ont un temps de vie suffisamment long et des sections efficaces d'interaction avec la matière suffisamment faibles pour justifier cela. L'estimation de E_T^{miss} est souvent cruciale pour les recherches de Nouvelle Physique où certaines particules candidates sont supposées ne pas laisser de traces dans le détecteur (partenaire supersymétrique le plus léger³ par exemple). Cinématique des collisions et définition du système de coordonnées impliquent une somme d'impulsion transverse nulle pour tous les objets résultant des collisions. Bien que l'énergie initialement portée par les partons soit inconnue, la composante transverse manquante peut être déduite de la somme des impulsions transverses mesurées pour chaque objet :

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = -1 \times \sum_{i \in \text{objets}} \vec{p}_{T,i}$$

3. Il s'agit de la particule hypothétique la moins massive (*Lightest Supersymmetric Particle, LSP*) dans les modèles de supersymétrie. Une telle particule fait partie des candidats à la matière noire.

Les mesures sont faites sur les objets reconstruits et étalonnés pour bénéficier de leur calibration, soit :

- électrons ;
- photons ;
- taus ;
- jets de $p_T > 20$ GeV et hors d'un cône ΔR autour des électrons et taus ;
- muons ;
- amas de cellules dans les calorimètres ne comptant pas dans la reconstruction d'un objet précédent. Ce terme est appelé *soft*. Plusieurs algorithmes existent pour sa reconstruction [104], utilisant les dépôts d'énergie dans le calorimètre ou les traces. L'algorithme principal est appelé *Track Soft Term (TST)*, robuste aux conditions d'empilement, mais ne permettant pas d'estimer la contribution des particules neutres. Un second, *Calorimeter Soft Term (CST)* prend en compte les particules chargées et neutres mais présente une forte dépendance à l'empilement. Si une trace peut être associée à plusieurs amas topologiques, l'impulsion transverse est estimée grâce à la trace et l'amas ayant collecté le plus d'énergie. Les amas restants sont comptabilisés en tant que tel. De même, les traces n'étant associées à aucun amas topologique sont comptées dans le terme de basse énergie.

Les mesures sont faites dans la région $|\eta(\tau, \gamma)| < 2.37$, $|\eta(e)| < 2.47$ et $|\eta(\mu)| < 2.7$. La région $1.37 < |\eta| < 1.52$, moins instrumentée dans le calorimètre électromagnétique, est exclue pour les électrons, photons et taus.

L'accord entre les estimations faites dans les 3.2 fb^{-1} de données collectées en 2015 et les simulations est bon dans l'ensemble de l'espace des phases considéré [105]. Les distributions d'énergie transverse manquante sont comparées entre données et simulations figure 3.8 dans le canal $Z \rightarrow \mu\mu$ inclusif. Deux contributions principales apparaissent :

- une fausse énergie transverse manquante, due à des effets de résolution et d'erreur de détection, de 0 à 150 GeV ;
- une vraie énergie transverse manquante, au delà de 150 GeV, associée aux particules échappant à la reconstruction.

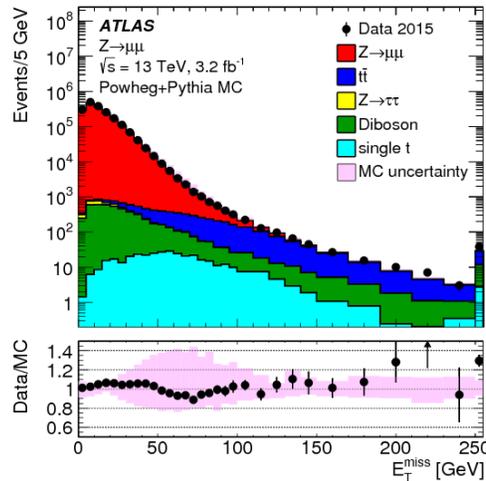


FIGURE 3.8 – Distribution de l'énergie transverse manquante E_T^{miss} estimée dans les données et simulations d'évènements $Z \rightarrow \mu\mu$ inclusifs et de tous les bruits de fond relatifs. Le dernier intervalle somme tous les évènements d'énergie transverse manquante $E_T^{\text{miss}} > 250$ GeV (*overflow*). Le rapport entre mesures dans les données et simulations apparaît dans la partie inférieure, où l'aire colorée matérialise les incertitudes totales liées aux simulations [105].

4

Mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons

Dans l'environnement hadronique des collisions proton-proton du LHC, les leptons sont utilisés comme marqueurs d'intérêt dans nombre d'analyses de physique. En outre, au cœur des collisions, leur signature expérimentale claire en fait, grâce à une section efficace de production bien plus faible que pour des événements QCD ($\sigma_{lep} \sim 10^{-6} \sigma_{QCD}$), des outils de choix pour la définition des critères de déclenchement. Par exemple, l'ensemble des données 2015 et 2016 (3.2 fb^{-1} et 33.9 fb^{-1} avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$) compte environ 20 millions de candidats $Z \rightarrow ee$ exploitables (après sélection des événements).

Une connaissance précise des efficacités de reconstruction et d'identification des leptons joue un rôle crucial dans nombre d'études. Leur signature claire est en effet utilisée aussi bien dans les recherches de nouvelle physique que dans les mesures de précision. Dans les premières, les processus mis en jeu étant rares, le nombre d'événements recherché est faible. Il est alors fondamental d'avoir une efficacité de sélection élevée pour les marqueurs de ces événements. Dans les secondes, il est crucial d'avoir une précision aussi élevée que possible sur la mesure de leurs efficacités relatives, ainsi qu'une calibration précise des variables cinématiques. Par exemple, la mesure des sections efficaces de production des bosons W et Z est affectée par les incertitudes sur l'identification et la reconstruction des électrons de façon non négligeable. Ici, plus que l'acceptance, la précision de la mesure est primordiale afin d'en limiter l'impact dans les erreurs systématiques. Cet impact est détaillé dans la table 4.1 pour l'étude des sections efficaces de production des bosons W^\pm et Z [106]. L'efficacité de reconstruction des leptons impacte largement les systématiques, jusqu'à participer pour 60% d'entre elles pour le canal Z/γ^* dans la partie centrale du calorimètre. L'étude des sections efficaces des processus W + jets voit l'ensemble des incertitudes affectées aux électrons contribuer pour un cinquième des systématiques relatives totales (de l'ordre de 5%) [107]. Dans la mesure des sections efficaces de production de paires W^+W^- avec $e\mu$ dans l'état final, elles représentent 1.0 % sur les 11 % d'incertitudes systématiques relatives totales [108].

De même, l'estimation de la masse du boson W souffre des incertitudes sur les efficacités relatives aux électrons. La table 4.2 présente le détail des sources d'erreur dans l'estimation de m_W dans les canaux électroniques. Respectivement 7.2 (6.0) et 7.3 (5.6) MeV d'erreurs sont relatives aux efficacités de reconstruction et identification pour une mesure basée sur l'énergie transverse des électrons. L'incertitude systématique totale, somme quadratique de toutes les systématiques individuelles, est elle, évaluée à 14.2 (14.3) MeV [109]. Les erreurs associées aux efficacités des électrons sont alors une composante significative.

Lors de la recherche du boson de Higgs au Run 1 du LHC, ou de l'étude de ses propriétés au Run 2, plusieurs canaux multileptoniques sont utilisés, notamment $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ [110] ou encore $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ [111]. Le second est caractérisée par un bruit de fond, certes très faible, mais un rapport d'embranchement très faible aussi. Ici, une haute efficacité de reconstruction est primordiale. À l'inverse, dans le cas du canal WW , il est préférable de bénéficier d'un grand facteur de rejet.

En particulier, dans le cadre de ce manuscrit, les canaux de désintégration du boson de Higgs avec des états finaux multileptoniques sont très largement utilisés dans l'étude de ses propriétés, comme son couplage au quark top dont l'étude d'un canal spécifique sera détaillée au chapitre suivant.

	$\delta\sigma_{W^+}$ [%]	$\delta\sigma_{W^-}$ [%]	$\delta\sigma_Z$ [%]	$\delta\sigma_{\text{avant } Z}$ [%]
Efficacité de déclenchement	0.03	0.03	0.05	0.05
Efficacité de reconstruction	0.12	0.12	0.20	0.13
Efficacité d'identification	0.09	0.09	0.16	0.12
Efficacité d'identification (partie avant)	–	–	–	1.51
Efficacité d'isolation	0.03	0.03	–	0.04
Incertitudes statistiques liées aux données	0.04	0.05	0.10	0.18
Incertitudes expérimentales totales	0.94	1.08	0.35	2.29
Luminosité	1.8			

TABLE 4.1 – Incertitudes relatives $\delta\sigma$ dans la mesure des sections efficaces fiduciaires intégrées (multipliées par les rapports d'embranchement) de W^+ , W^- et Z/γ^* ($66 < m_{ee} < 116$ GeV) à $\sqrt{s} = 7$ TeV dans les parties centrale et avant du détecteur. Seuls les canaux comptant des électrons dans l'état final sont ici considérés [106].

Intervalle $ \eta_\ell $	[0.0, 0.6]		[0.6, 1.2]		[1.82, 2.4]		Combined	
	p_T^ℓ	m_T	p_T^ℓ	m_T	p_T^ℓ	m_T	p_T^ℓ	m_T
Distribution cinématique								
δm_W [MeV]								
Échelle en énergie	10.4	10.3	10.8	10.1	16.1	17.1	8.1	8.0
Résolution en énergie	5.0	6.0	7.3	6.7	10.4	15.5	3.5	5.5
Linéarité de l'énergie	2.2	4.2	5.8	8.9	8.6	10.6	3.4	5.5
Énergies dans les queues	2.3	3.3	2.3	3.3	2.3	3.3	2.3	3.3
Efficacité de reconstruction	10.5	8.8	9.9	7.8	14.5	11.0	7.2	6.0
Efficacité d'identification	10.4	7.7	11.7	8.8	16.7	12.1	7.3	5.6
Efficacités de déclenchement et d'isolation	0.2	0.5	0.3	0.5	2.0	2.2	0.8	0.9
Erreur sur l'assignation de la charge	0.2	0.2	0.2	0.2	1.5	1.5	0.1	0.1
Total	19.0	17.5	21.1	19.4	30.7	30.5	14.2	14.3

TABLE 4.2 – Erreurs systématiques (en MeV) dans la mesure de la masse m_W dues à la calibration de l'énergie, aux corrections appliquées aux valeurs d'efficacités relatives aux électrons et erreurs sur l'assignation de leur charge électrique pour les variables cinématiques d'impulsion et masse transverse. Ces erreurs sont présentées pour trois intervalles de pseudo-rapacité $|\eta_\ell|$ et leur combinaison [109].

4.1 Définition des mesures d'efficacité de sélection des électrons

4.1.1 Factorisation des mesures

La connaissance de l'efficacité de sélection des électrons n'est pas le fruit d'une seule mesure. Celle-ci se décompose en étapes, dont les méthodes et critères de sélection au cours de l'identification comme électron, toujours plus exigeants, permettent d'utiliser plusieurs canaux pour certaines d'entre elles, réduisant ainsi les incertitudes totales. Les efficacités relatives aux électrons sont estimées indépendamment selon le critère requis et correspondent à la fraction de candidats satisfaisant ledit critère. L'efficacité totale de sélection d'un électron se décompose comme suit :

- efficacité de reconstruction (ϵ_{reco}) : association d'un amas de cellules du calorimètre électromagnétique à une trace de qualité suffisante dans le détecteur interne. La reconstruction de ces objets est détaillée au chapitre 3 ;
- efficacité d'identification (ϵ_{ID}), avec trois points de fonctionnement pour les analyses nécessitant des lots plus ou moins enrichis en vrais électrons, avec des facteurs de rejet des bruits de fond plus ou moins grands. Les algorithmes d'identification utilisent des quantités relatives à l'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique comme la forme des gerbes, les informations du TRT, des informations relatives à l'association de la trace et l'amas de cellules, des propriétés de la trace et des variables mesurant le *bremsstrahlung* pour séparer les électrons du bruit de fond. L'identification des électrons est décrite au paragraphe 3.2.2 ;
- efficacités d'isolation (ϵ_{iso}), utilisant les critères d'isolation dans le détecteur interne ou l'isolation calorimétrique. Ces variables permettent de discriminer les électrons issus de désintégrations de résonances lourdes ($W \rightarrow e\mu$, $Z \rightarrow ee$) des autres (notamment les électrons provenant de désintégration de hadrons lourds ou hadrons légers identifiés comme électrons) ;
- efficacités de déclenchement ($\epsilon_{\text{déclenchement}}$) mesurant l'efficacité des critères de déclenchement pour des électrons satisfaisant aux sélections hors-ligne et aux critères d'isolation.

Ainsi décomposée en efficacités de reconstruction, d'identification, d'isolation et de déclenchement, elle peut être factorisée en ses composants de plus en plus spécifiques :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{reco}} \times \epsilon_{\text{ID}} \times \epsilon_{\text{iso}} \times \epsilon_{\text{déclenchement}} = \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{amas}}} \times \frac{N_{\text{ID}}}{N_{\text{reco}}} \times \frac{N_{\text{iso}}}{N_{\text{ID}}} \times \frac{N_{\text{déclenchement}}}{N_{\text{iso}}} \quad (4.1)$$

Ces termes sont définis, par contrainte croissante :

- N_{amas} est le nombre de candidats amas reconstruits dans le calorimètre électromagnétique ;
- N_{reco} désigne le nombre de candidats électrons reconstruits parmi ces amas ;
- N_{ID} est le nombre de candidats électrons reconstruits et identifiés ;
- N_{iso} est le nombre de candidats électrons reconstruits, identifiés et satisfaisant aux critères d'isolation ;
- $N_{\text{déclenchement}}$ est le nombre de candidats électrons satisfaisant aux critères précédents et aux critères de déclenchement.

Chaque efficacité est mesurée sur la base de la précédente et correspond à la fraction de candidats satisfaisants aux critères de reconstruction, d'identification, d'isolation ou de déclenchement. Mathématiquement, cela se traduit par le fait que le numérateur de l'une est le dénominateur de la précédente, moins spécifique, *c.f.* équation (4.1). Ce choix permet aussi de définir plusieurs points de fonctionnement pour les efficacités d'identification, d'isolation et de déclenchement pour répondre aux besoins des différentes analyses de physique. Par exemple, les mesures d'identification définissent trois points de fonctionnement : *loose*, *medium* et *tight*, avec des critères de plus en plus sélectifs. Ainsi, au cours du Run 2, 312 efficacités et facteurs correctifs pour les simulations sont calculés pour les seuls électrons, correspondant aux 312 configurations de points de fonctionnement : la reconstruction n'en a qu'un, l'efficacité d'identification en a 3, l'efficacité d'isolation en compte 8, et 13 sont dédiés aux critères de déclenchement ($312 = 1 \times 3 \times 8 \times 13$).

Ce chapitre décrit en détail la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons. Pour celle-ci, l'objet au dénominateur est le plus primitif : l'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, rendant l'estimation des bruits de fond résiduels particulièrement difficile, surtout à basse énergie. L'efficacité de reconstruction de cet amas dans le calorimètre, pour des électrons d'énergie transverse supérieure à 15 GeV, est proche de 100 % [112]. L'efficacité de reconstruction du détecteur mesure par conséquent l'efficacité de deux processus distincts :

- la reconstruction de la trace par le nombre de points de mesure qu'elle laisse dans le détecteur interne. Une trace de qualité suffisante en compte au minimum 7 dans le SCT et 1 dans le détecteur à pixels ;
- la qualité de l'association de cette trace à un amas d'énergie collecté dans le calorimètre électromagnétique.

4.1.2 Choix du canal de mesure

La méthode de mesure décrite dans ce chapitre est utilisée dans les mesures de reconstruction, d'identification, d'isolation, et de déclenchement des électrons. Toutes utilisent des événements produisant des résonances décroissant en électrons et positrons : $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$. La première est utilisée pour toutes les mesures d'efficacité, la seconde est utilisée conjointement avec la décroissance du boson Z dans les mesures d'identification.

Pour l'efficacité de reconstruction des électrons, à basse énergie ($5 < E_T < 15$ GeV), la décroissance du méson J/ψ n'est pas utilisée pour deux raisons principales. La première est la difficulté de modélisation du bruit de fond. La seconde est l'origine de la production de ces mésons : isolés ou issus de désintégration de hadrons plus lourds, qui en rendent l'exploitation difficile. $Z \rightarrow ee$ n'est également pas utilisée à basse énergie à cause d'un faible nombre d'événements et un bruit de fond élevé. À plus haute énergie ($E_T > 15$ GeV), les processus sélectionnés doivent avoir une section efficace de production élevée afin de minimiser les erreurs statistiques. Deux processus peuvent alors correspondre. Le premier est le canal de désintégration du boson $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$. Le second est le canal $Z \rightarrow ee$, avec une section efficace de près d'un ordre de grandeur inférieure à la précédente. Dans le cas de la production du boson W , les critères de sélection portent sur le neutrino avec l'énergie transverse manquante, mais des contraintes dans le système d'acquisition freinent son exploitation.

L'efficacité de reconstruction des électrons, objet de ce chapitre, se fait alors en étudiant le canal de désintégration du boson Z en une paire électron-positron. Selon l'équation (4.1), elle est définie comme le rapport entre les nombres de candidats *probe* électrons et candidats *amas* reconstruits : $N_{\text{reco}}/N_{\text{amas}}$ soit la fraction du nombre d'agrégats d'énergie dans le calorimètre électromagnétique dont l'association à une trace de qualité suffisante dans le détecteur interne est possible. Ces *probes* sont comptés si l'association avec un électron *tag* livre une masse invariante de la paire *tag-probe* dans un voisinage de quelques GeV autour de la masse du boson Z . La largeur de l'intervalle de masse considéré est variable dans le calcul des erreurs systématiques.

4.1.3 Généralités sur l'efficacité de reconstruction des électrons

Les efficacités relatives aux électrons dépendent de leur énergie transverse E_T et pseudo-rapacité η . Les mesures sont par conséquent effectuées dans une région à deux dimensions quadrillée avec ces deux variables. Elles se présentent sous la forme d'une carte avec en abscisse l'énergie transverse du candidat électron (E_T) et en ordonnée sa pseudo-rapacité (η). 10 intervalles de mesure sont choisis pour l'impulsion transverse, présentés table 4.3.

Intervalles en E_T [GeV]										
15	20	25	30	35	40	45	50	60	80	150

TABLE 4.3 – Intervalles en E_T [GeV]

Cette mesure n'est faite que pour $E_T > 15$ GeV, voir section 4.1.2. Les 20 intervalles en η , choisis en accord avec la granularité du détecteur, sont présentés table 4.4. À chacun de ces 200 intervalles $E_T \times \eta$ ($10_{E_T} \times 20_\eta$) sera associée une valeur centrale d'efficacité affectée de ses erreurs statistiques et systématiques.

Intervalles en η																				
-2.47	-2.37	-2.01	-1.81	-1.52	-1.37	-1.15	-0.8	-0.6	-0.1	0	0.1	0.6	0.8	1.15	1.37	1.52	1.81	2.01	2.37	2.47

TABLE 4.4 – Intervalles en η

Pour les mesures faites au début du Run 2 du LHC, la statistique ne permettant pas un quadrillage aussi fin en η , celui-ci était réduit à 10 bins. Dans chaque intervalle en $E_T \times \eta$, le nombre de candidats électrons satisfaisant les différents critères est compté dans les données et simulations afin de calculer l'efficacité de reconstruction dans ces 200 régions.

L'accord entre observations et prédiction des simulations joue un rôle important dans les mesures de section efficace et recherche de Nouvelle Physique. Afin de reproduire au mieux la physique sous-jacente, les simulations sont corrigées

pour reproduire au mieux les diverses efficacités mesurées dans les données. Ainsi, toutes les efficacités précédemment mentionnées sont également mesurées dans les simulations en appliquant exactement la même méthode, au détail près qu'ici, aucune soustraction du bruit de fond n'est nécessaire. La trace reconstruite de l'électron est choisie dans le lot de traces provenant de vrais électrons de la simulation. Le rapport entre les efficacités mesurées dans les données et simulation est alors utilisé comme facteur correctif. Ce facteur correctif, appelé *scale factor*, est en général proche de 1 (des valeurs éloignées indiqueraient une mauvaise modélisation des données par la simulation). Certaines déviations sont cependant observées. Elles proviennent principalement d'une modélisation imparfaite des impacts dans le détecteur interne et de la forme des gerbes dans le calorimètre. Non rédhibitoires à l'utilisation de la simulation, il reste nécessaire de les prendre en compte grâce aux facteurs correctifs.

Pour estimer l'impact des choix effectués dans l'analyse, différentes variations dans la mesure de l'efficacité sont faites, modifiant par exemple les critères de sélection des électrons ou les méthodes d'estimation des bruits de fond dans les données. Au cours de la mesure du facteur correctif dans les simulations, les mêmes variations sont appliquées (celle-ci concernent les critères de sélection, aucun bruit de fond n'étant simulé). La valeur centrale est alors la moyenne des efficacités de toutes les variations. Les erreurs systématiques sont définies par l'écart type de cette distribution, avec un intervalle de confiance de 68 %. Les incertitudes liées à la statistique des lots seront calculées par propagation d'erreurs.

4.1.4 Mesures précédentes

La méthode de mesure présentée dans ce chapitre a été développée au cours du Run 1 du LHC, avec des efficacités de reconstruction des électrons comprises entre 90 et 95% en 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) [113]. À la fin du Run 1, après amélioration de la méthode [114], des mesures précises des efficacités de reconstruction et d'identification, publiées dans [112], montrent 97 % d'efficacité pour des électrons d'énergie transverse $E_T = 15 - 20$ GeV et 99 % pour $E_T > 50$ GeV (présentées figure 4.1) avec des erreurs de l'ordre de 0.5 à 2 % à basse énergie ($E_T < 25$ GeV) et de l'ordre du pour mille à plus haute énergie [114, 115]. Les mesures effectuées avec les données collectées en 2012 bénéficient d'algorithmes dédiés aux électrons dans l'amélioration de la reconstruction des traces avec prise en compte des pertes d'énergie radiatives.

À l'issue de 2015, début du Run 2 du LHC, et après augmentation de l'énergie dans le centre de masse de 8 à 13 TeV et avec 3.2 fb^{-1} de données, l'efficacité de reconstruction des électrons variait aussi de 97 à 99 % [84], comme présenté figure 4.2. Des efficacités plus basses sont observées dans la région de transition entre les parties "tonneau" et "bouchons" du calorimètre électromagnétique. Les erreurs sont de l'ordre de 0.1 % pour les bins les plus riches en statistique à haute énergie et jusqu'à 2.7 % à basse énergie ($E_T = 15$ GeV), dominées par les erreurs statistiques [116].

Ces mesures sont réalisées régulièrement pour tirer avantage des différentes mises à jour et améliorations apportées aux algorithmes de reconstruction et d'identification décrits au chapitre précédent (ou simplement les prendre en compte).

Le principe de la mesure est décrit dans la section 4.2, l'estimation des différents bruits de fond apparaît section 4.3. Enfin, sources d'incertitudes et résultats sont présentés sections 4.4 et 4.5.

Dans le cadre de cette thèse, ma première tâche a été une réécriture du code d'analyse initialement développé au CPPM. Une nouvelle structure a été pensée afin de faciliter son intégration au sein des autres codes de mesure d'efficacité d'identification, isolation et déclenchement utilisés par le groupe de performances *e/gamma*¹.

4.1.5 Lots de données et simulation

L'efficacité de reconstruction des électrons est ici mesurée avec 27.7 fb^{-1} de collisions proton-proton récoltées au cours de l'année 2016 au LHC avec $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il ne s'agit pas de l'entière statistique de l'année 2016 (33.9 fb^{-1}), mais de l'ensemble des données utilisé au cours de ma contribution aux analyses de performances. Les données sont enregistrées avec une configuration où les paquets de protons sont espacés de 25 nanosecondes. Chaque prise de données est analysée, et seuls les lots jugés de qualité suffisante au regard de l'identification et des calorimètres électromagnétique et hadronique sont conservés (formant la *GRL : Good Run List*).

1. Groupe dédié à la mesure des performances relatives aux électrons et photons dans l'expérience ATLAS.

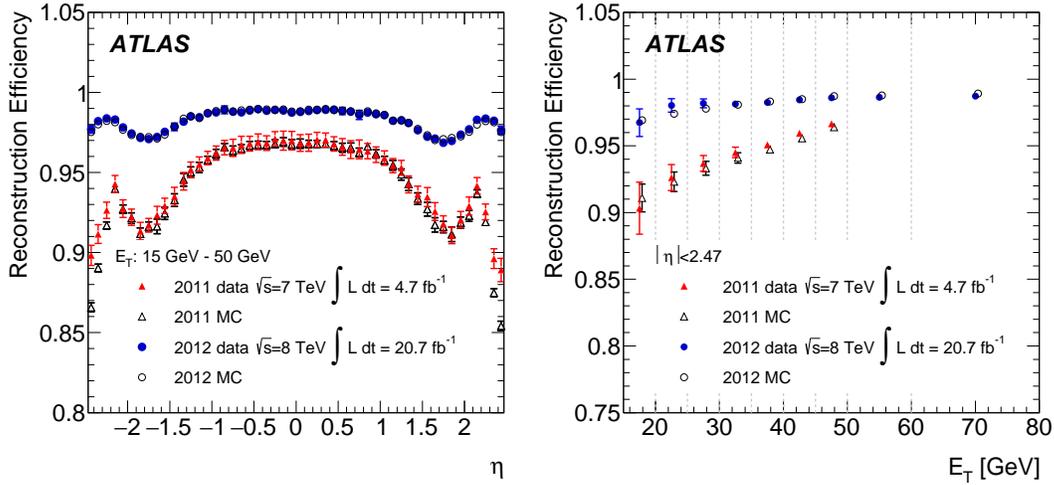


FIGURE 4.1 – Efficacité de reconstruction des électrons mesurée dans les données (triangles rouges et points bleus) récoltées au Run 1 du LHC (4.7 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV et 20.7 fb^{-1} $\sqrt{s} = 8$ TeV) et simulations (triangle et cercle noirs) en fonction de la pseudo-rapidité η et intégrée sur tout l'intervalle d'énergie transverse [15, 150] GeV (gauche) - en fonction de E_T et intégrée sur tout l'intervalle de pseudo-rapidité [-2.47, 2.47] (droite). Les barres d'erreur combinent incertitudes statistiques et systématiques [112].

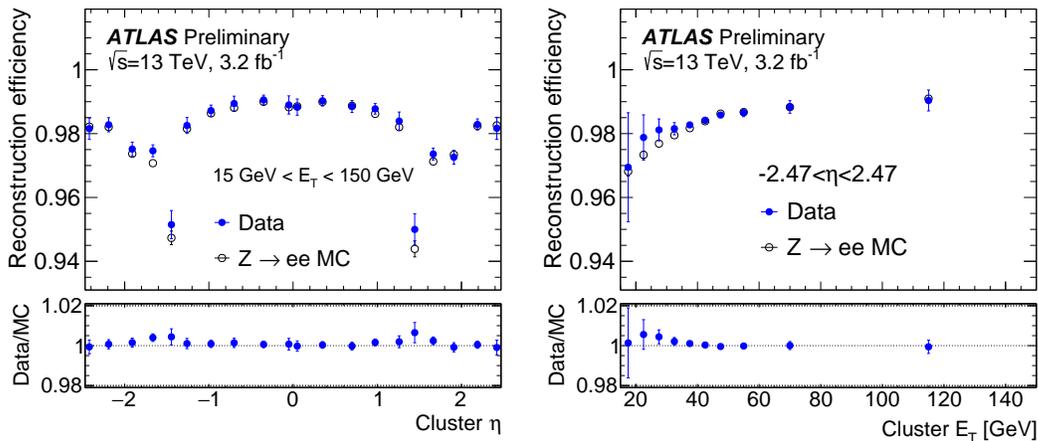


FIGURE 4.2 – Efficacité de reconstruction des électrons mesurée dans les données (points bleus) récoltées en 2015 (3.2 fb^{-1}) et simulations (cercles bleus) en fonction de la pseudo-rapidité η et intégrée sur tout l'intervalle d'énergie transverse [15; 150] GeV (gauche) - en fonction de E_T et intégrée sur tout l'intervalle de pseudo-rapidité [-2.47, 2.47] (droite). Les barres d'erreur combinent incertitudes statistiques et systématiques [84]. La perte d'efficacité dans la région de transition $1.37 < |\eta| < 1.52$, issue d'une mauvaise association trace-amas, est corrigée dans une mise à jour ultérieure.

Les mesures dans les données sont comparées à leurs prédictions issues de la simulation *Monte Carlo* générée par POWHEG [117, 118, 119], utilisé conjointement avec PYTHIA 8 [120] pour la modélisation des gerbes de partons. Ces évènements, issus de la simulation de la Physique sous-jacente, sont alors soumis à la simulation de leur signature dans le détecteur ATLAS [121], basée sur GEANT 4 [122]. Celle-ci inclue aussi une modélisation réaliste de l'empilement (ajustée sur les données) provoqué par la multiplication des processus au cœur d'un évènement.

4.2 Méthode *Tag-and-Probe* dans le canal $Z \rightarrow ee$

4.2.1 Principe de la méthode

La mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons repose sur la méthode *Tag-and-Probe* utilisée dans la décroissance du boson Z en deux électrons de charges opposées. Son principe est schématisé figure 4.3. Cette méthode repose entièrement sur la connaissance de la topologie de la désintégration. La première étape consiste à identifier un électron de façon stricte, puis parmi tous les candidats pouvant potentiellement représenter le second électron, sont choisis ceux complétant une paire susceptible de provenir de la décroissance d'un boson Z . Le premier appelé *tag* est soumis à de fortes contraintes de sélection résumées section 4.2.2. Ce *tag* est, littéralement, le marqueur de l'évènement $Z \rightarrow ee$. Il est crucial de s'assurer qu'il s'agisse d'un vrai électron afin d'identifier la paire électron-positron. Le second, appelé *probe*, n'est soumis à aucune contrainte de sélection afin de ne pas biaiser la mesure. C'est en effet ce dernier qui est utilisé dans le calcul de l'efficacité. Par exemple, aucune coupure n'est faite sur le nombre de traces laissées par ce candidat électron dans le trajectographe, l'autorisant à être reconstruit comme un électron ou comme un photon. La paire est alors sélectionnée en associant un électron *tag* à un candidat *probe* pourvu que la

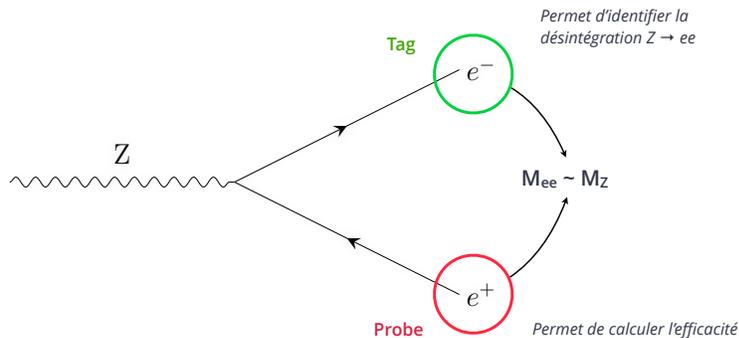


FIGURE 4.3 – Méthode *Tag-and-Probe* dans le canal de désintégration $Z \rightarrow ee$. Des sélections strictes sur le *tag* assurent qu'il s'agit d'un vrai électron, tandis que le *probe*, exempt de contraintes, permet d'identifier tous les candidats pourvu que la masse invariante de la paire *tag-probe* soit dans une fenêtre définie autour de la masse du boson Z .

masse invariante de la paire soit dans un intervalle pré-défini autour de la masse du boson Z (91.1876 ± 0.0021 GeV [93]), comme illustré figure 4.3. Si plusieurs *probes* satisfont à ces critères, tous seront considérés dans la mesure de l'efficacité. Aussi, un *tag* correspondant à une paire peut être le *probe* d'une autre.

La méthode *Tag-and-Probe* est dite *data driven*. Le bénéfice est double, le premier est d'assurer une bonne précision grâce au nombre élevé d'évènements $Z \rightarrow ee$. Le second est de pouvoir s'affranchir en grande partie de l'utilisation des simulations dans ces estimations. Le rôle des simulations se limite à la soustraction de la contamination en signal des bruits de fond estimés (détaillée section 4.3). En outre, il a aussi été montré que la modélisation des bruits de fond n'est pas suffisante dans l'optique d'une mesure de précision [114].

4.2.2 Sélection des évènements et paires de candidats

L'efficacité de la méthode *Tag-and-Probe* réside dans la topologie simple du processus considéré, où seuls un électron et un positron sont produits. Des coupures sont alors appliquées sur les lots de données afin d'en maximiser la pureté

en électrons sans introduire de biais dans leur composition. L'enregistrement des événements étudiés est déclenché par un électron d'énergie transverse (E_T) supérieure à 26 GeV, satisfaisant aux critères d'identification *tight* et comptant au moins un vertex reconstruit accompagné d'un minimum de 3 traces dans le détecteur interne. Le premier électron (*tag*) est soumis à des coupures strictes :

- passer le menu *tight* de vraisemblance (*likelihood*) ;
- être en dehors de la région moins instrumentée du détecteur ($1.37 < |\eta| < 1.52$) faisant la transition entre les parties "tonneau" et "bouchons" du calorimètre électromagnétique ;
- impulsion transverse supérieure à 25 GeV ;
- identification à un électron de déclenchement dans un cône $\Delta R < 0.07$;

Le second (*probe*) est sélectionné comme suit :

- impulsion transverse supérieure à 15 GeV ;
- la masse invariante de la paire *tag-probe* doit être dans une fenêtre définie autour de la masse du boson Z, par exemple]80;100[GeV (cet intervalle est amené à changer selon les variations utilisées dans le calcul des erreurs systématiques) ;
- s'il s'agit d'un candidat électron : isolé de tous jets d'énergie transverse supérieure à 20 GeV dans un cône $\Delta R_{\text{jet,probe}} > 0.4$. Cette sélection permet de rejeter les jets dont la signature pourrait imiter celle d'électrons ;
- s'il s'agit d'un candidat photon : être distant de tout électron dans un cône $\Delta R_{\gamma,e} > 0.15$. Cette coupure permet de rejeter les candidats issus de créations de paires (conversions de photons).

4.2.3 Mise en équation

L'efficacité de reconstruction des électrons se définit comme le rapport entre le nombre de candidats satisfaisant aux critères :

- de qualité et d'existence de trace ;
- d'association de cette trace à un amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique

et le nombre total de candidats. On peut alors distinguer trois groupes d'intersection nulle et dont l'union forme l'ensemble de tous les candidats. Le premier, apparaissant au numérateur et au dénominateur, est l'ensemble des amas de cellules dont l'association avec une trace de qualité suffisante est possible. On distingue alors deux sous ensemble de candidats ne satisfaisant pas les critères de sélection. D'une part les amas de cellules dont l'association à une trace est possible, mais dont la trace échoue aux critères de qualité. D'autre part, les candidats dont l'association à une trace n'est pas possible. On peut alors écrire :

$$\epsilon_{\text{reco}} = \frac{N_{\text{pass}}^{\text{sig}}}{N_{\text{pass}}^{\text{sig}} + N_{\text{fail}}^{\text{sig}}} = \frac{N_P^e - B_P^e}{(N_P^e - B_P^e) + (N_F^e - B_F^e) + (N^\gamma - B^\gamma)} \quad (4.2)$$

Où N_P^e et N_F^e représentent le nombre de *probes* satisfaisant / échouant aux critères de sélection, B_P^e et B_F^e les termes de bruit de fond associés. N^γ est le nombre de *probes* non-reconstruits comme électrons et B^γ son terme de bruit de fond associé. La séparation du dénominateur en ces termes permet d'estimer chacun d'entre eux avec une méthode spécifique et optimisée. L'équation 4.2 peut être exprimée avec des termes indépendants [114] :

$$\epsilon_{\text{reco}} = \frac{P - T \frac{P_H}{T_H}}{P - T \frac{P_H}{T_H} + F - U \frac{F_H}{U_H} + \Gamma} = \frac{U_H (S T_H - T S_H)}{U_H (S T_H - T S_H) + T_H (R U_H - U R_H) + \Gamma T_H U_H} \quad (4.3)$$

Où P/F représentent le nombre de candidats satisfaisant / échouant aux critère de qualité de trace, T/U le nombre de *probes* dans un modèle (*template*) de bruit de fond décrit au paragraphe 4.3.1, et satisfaisant / échouant au même critère. Γ est le nombre de candidats non-reconstruits (après soustraction du bruit de fond). L'indice \bullet_H signifie "de haute masse" (région de normalisation du modèle de bruit de fond). Cette formule (équation 4.3) ne fait apparaitre que des termes indépendants, utilisables dans la propagation des erreurs. S est défini comme $P - T$, $S_H = P_H - T_H$, $R = F - U$ et $R_H = F_H - U_H$.

4.3 Estimation des bruits de fond

Les candidats bruits de fond sont issus de processus multiples :

- hadrons identifiés comme électrons ;
- électrons provenant de désintégrations semi-leptoniques de hadrons lourds ;
- conversions de photons.

Les processus dominants concernent des hadrons issus d'évènements $W + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$, bb , $cc \rightarrow eX$ et $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee$, $t\bar{t}$ et di-boson [114]. Les évènements comptant deux électrons e^+e^- sont considérés comme bruit de fond s'ils ne sont pas issus de $Z \rightarrow ee$.

Trois bruits de fond, combinant des candidats d'origines multiples parmi celles citées plus haut, doivent être estimés selon l'équation (4.2) :

- celui associé aux candidats satisfaisant aux critères d'association et qualité de trace : B_p^e .
- le bruit de fond associé aux candidats ne satisfaisant pas aux critères de reconstruction (existence et qualité de trace) : B_F^e
- le bruit de fond associé aux candidats n'étant pas reconstruits comme électrons : B^γ . Ceux-ci n'ont aucune trace dans les détecteurs internes associée aux amas de cellules du calorimètre électromagnétique.

Les deux premiers sont estimés conjointement :

$$B^e = B_p^e + B_F^e$$

La méthode d'estimation du nombre de candidats B^e est décrite dans le paragraphe 4.3.1. Les deux termes de cette somme sont accessibles indépendamment en ne sélectionnant que les candidats satisfaisant ou échouant aux critères de qualité de trace. Le bruit de fond B^γ est estimé indépendamment des deux premiers, comme décrit au paragraphe 4.3.2.

4.3.1 Candidats reconstruits comme électrons

Pour l'estimation du nombre de candidats de bruit de fond associés à une trace de qualité suffisante ou non, la méthode développée repose sur la construction de la distribution du bruit de fond total (et non d'une distribution par source, les proportions de celles-ci étant inconnues). Un patron, ou modèle (*template*) est construit par l'inversion d'au moins deux coupures d'identification du menu *loose* des électrons et des contraintes sur l'isolation de ces candidats. L'inversion de coupures d'identification permet de rejeter de potentiels vrais électrons au profit de ceux mal identifiés. La définition relâchée du menu *loose* permet d'avoir une efficacité de rejection du signal électron plus élevée qu'un menu plus strict comme *medium* ou *tight*. Enfin, le fait d'échouer à deux critères du menu ou plus, noté $!(\geq 2 \text{ loose}++)$, assure d'enrichir davantage en bruit de fond. En effet, échouer à de multiples critères diminue le risque de faux-négatifs. Aussi, des coupures additionnelles sur l'isolation des *probes* dans le calorimètre ($E_T^{\text{cone}40}/p_T > 0.05$ pour $E_T > 30$ GeV, 0.02 sinon) étaient utilisées au cours du Run 1 pour réduire encore la contamination de signal dans le *template*. Ces sélections ont été conservées depuis.

Le choix de ce *template* est le second paramètre à varier dans l'estimation des erreurs systématiques. La répartition des candidats *probe* en fonction de la masse invariante de la paire *tag-probe* ne donne pas le nombre absolu de candidats de bruit de fond. L'efficacité de sélection du bruit de fond aux critères $!(\geq 2 \text{ loose}++)$ n'est en effet pas de 100 %, mais permet néanmoins d'obtenir la forme de la distribution de ces candidats en fonction de la masse invariante de la paire *tag-probe*. Le nombre absolu de candidats est alors l'intégrale de cette distribution renormalisée à une région dominée par le bruit de fond (hors du pic de masse du boson Z). La contamination en signal de cette région a au préalable été soustraite. La figure 4.4 donne le profil de ce *template* (en rouge) après normalisation et soustraction de la contamination en signal. On suppose ici que la composition en bruit de fond de cette région de contrôle est similaire à celle de la région de signal (fenêtre de masse autour de la masse du boson Z). La mise en équation est immédiate :

Le nombre d'évènements de signal dans la région de contrôle (ici définie comme la région de haute masse $120 < m_{ee} < 250$ GeV) est donné par :

$$N_{\text{tail}}^{\text{MC}, \text{tight}++} / \varepsilon_{\text{peak}}^{\text{tight}++} \quad (4.4)$$

$\varepsilon_{\text{peak}}^{\text{tight}++}$ est l'efficacité du critère d'identification renforcé *tight++* dans une fenêtre de masse définie autour de la masse du boson Z (de l'Anglais *peak* signifiant "pic"). Mesurer l'efficacité de ce critère n'est pas possible dans la région de haute masse par manque de statistique. Cette mesure, dans la région *peak*, est alors utilisée par défaut. La différence entre $\varepsilon_{\text{peak}}^{\text{tight}++}$ et la même efficacité dans la région de normalisation (de l'Anglais *tail* signifiant "queue") est prise en compte dans le calcul de systématiques additionnelles, détaillé section 4.4.3. *MC* désigne les simulations

$Z \rightarrow ee$. Il a été montré au Run 1 que la contribution des processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee, t\bar{t}$ et di-boson étaient négligeables (moins de 1 % pour $p_T > 50$ GeV [114]). En soustrayant la quantité 4.4 au nombre de *probes* dans la région de contrôle, puis normalisant cette différence au nombre de *probes* dans la région de signal, on obtient le nombre total de candidats de ce bruit de fond :

$$B^e = N_{\text{peak}}^{\text{template}} \times \frac{N_{\text{tail}}^e - N_{\text{tail}}^{\text{MC}, \text{tight}++} / \epsilon_{\text{peak}}^{\text{tight}++}}{N_{\text{tail}}^{\text{template}}} \quad (4.5)$$

où B^e est le nombre de candidats bruit de fond dans la fenêtre de masse du boson Z . N^e et N^{template} sont respectivement le nombre total de *probes* et le nombre de *probes* dans le modèle de bruit de fond construit dans les données. Les indices N_{peak} et N_{tail} représentent la fenêtre autour de la masse du boson Z et la région de contrôle de haute masse. Il n'est pas précisé équation (4.5) si le terme B^e correspond au bruit de fond relatif aux candidats dont l'association de l'amas de cellules du calorimètre se fait avec une trace de qualité suffisante ou non ($B^e = B_p^e$ ou B_F^e). La soustraction de contamination du signal est, en effet, faite de la même façon pour B_p^e et B_F^e .

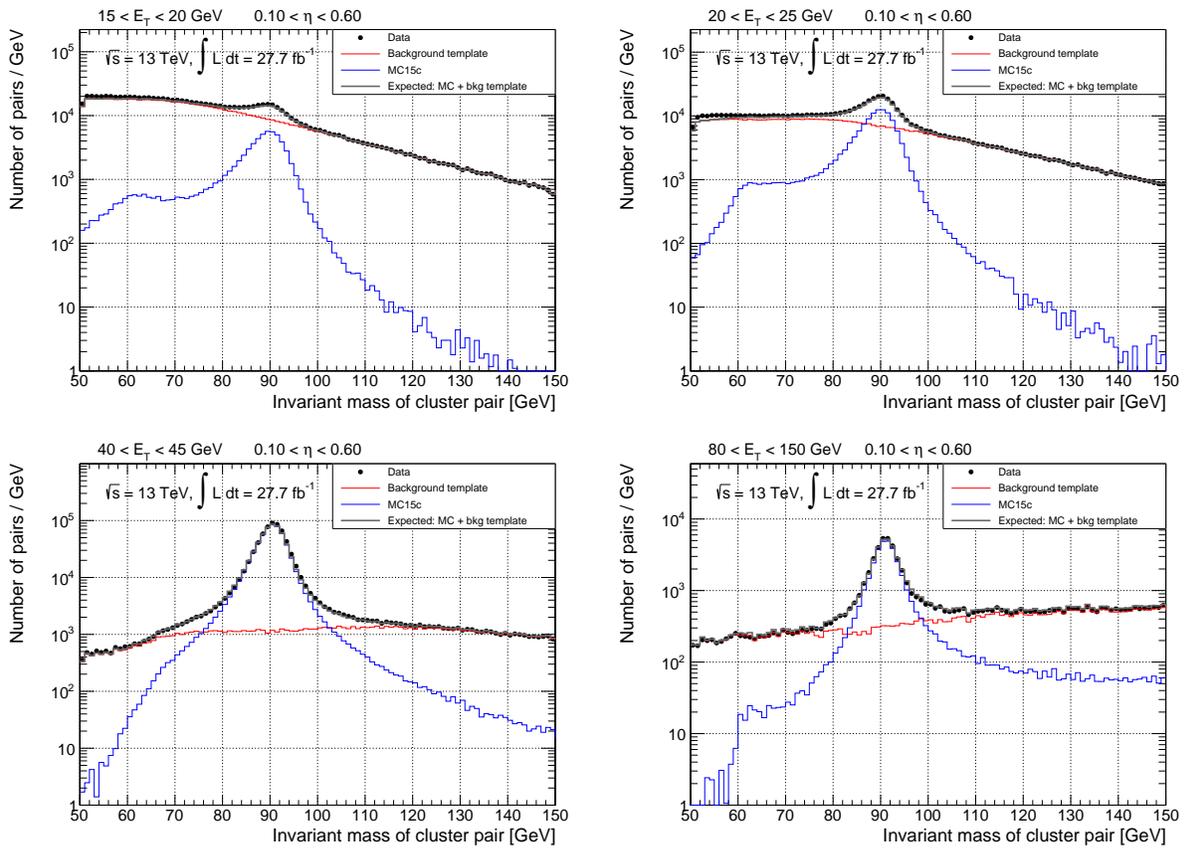


FIGURE 4.4 – Distribution de masse invariante des paires *tag* et candidats *probe* satisfaisant aux critères de qualité de trace (numérateur de l'efficacité de reconstruction) dans un intervalle d'impulsion transverse entre 15 et 20 GeV, 20 et 25 GeV, 40 et 45 GeV, 80 et 150 GeV, avec $0.1 < \eta < 0.6$. L'ensemble des candidats est donné par les points noirs, le *template* normalisé est matérialisé par la ligne rouge. La distribution bleue correspond aux événements issus de la simulation $Z \rightarrow ee$.

On peut expliciter tous les termes de l'équation (4.2) en termes d'aires sous-tendues par les distributions de masse invariante des paires *tag-probe*. Ces distributions, relatives au numérateur, sont présentée figure 4.4. Celles apparaissant au dénominateur sont illustrées figure 4.5.

Les termes : N_p^e et B_p^e correspondent respectivement aux aires sous tendues par les distributions matérialisant les données et le modèle de bruit de fond au numérateur (distributions noire et rouge figure 4.4). La valeur de ce

numérateur est alors par définition l'aire sous tendue entre les distributions noire et rouge dans une fenêtre de masse définie autour de la masse du boson Z (par exemple]80, 100[GeV).

De même, le terme $(N_p^e - B_p^e) + (N_F^e - B_F^e)$ est la même aire sous tendue au dénominateur, pour les distributions noire et rouge de la figure 4.5, où apparaissent tous les candidats, indépendamment des critères d'existence et qualité de trace.

4.3.2 Candidats reconstruits comme photons

La composition de ce bruit de fond est plus complexe, son estimation est néanmoins plus simple. Le but ici est d'estimer le nombre de paires *tag-probe* de masse invariante proche de 91 GeV dont l'amas de cellules du calorimètre (*probe*) n'est associée à aucune trace dans le détecteur interne. Des tentatives de construction de *template* ont été mises en œuvre au cours du Run 1, mais il s'est avéré difficile de trouver des critères d'identification spécifiques pour favoriser la sélection des photons (outre les critères de qualité/présence de trace) au détriment des électrons. La transposition des mêmes critères d'inversion, appliquée aux candidats sans trace associée à l'amas de cellules du calorimètre, est présentée section 4.6.2, mais se montre moins efficace dans la modélisation de ce bruit de fond que la méthode présentée ici.

Ainsi, une fonction (polynôme de degré 3) est ajustée pour reproduire au mieux la forme de la distribution des candidats sans trace associée dans la représentation en masse invariante de la paire *tag-probe*. Cet ajustement ne se fait que dans des régions éloignées de la masse du boson Z , afin de minimiser la contamination en événements de signal. Ceci se traduit par des bandes latérales comme illustré figure 4.5 (bas-gauche). Le choix de la position et de la taille de ces bandes latérales est le troisième paramètre à entrer dans l'étude des variations dans l'estimation des erreurs systématiques.

Le polynôme peut être écrit comme suit :

$$f(\mu) = \sum_{i=0}^3 k_i \mu^i.$$

Et le χ^2 correspondant peut s'écrire :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (n_i - f(\mu_i))^2.$$

n_i est le nombre d'évènements et μ_i la masse invariante au milieu de l'intervalle i . Les bandes latérales sont subdivisées en intervalles de $\Delta\mu = 5$ GeV délimitant les points d'ajustement du polynôme. Par exemple, pour la première variation :]70; 80[\cup]100; 110 GeV[, 4 points seront utilisés : (72.5, 77.5, 82.5, 87.5 GeV) ce qui, dans ce cas précis contraint les quatre paramètres du polynôme de degré 3 (4 degrés de liberté). Ici encore, la contamination en signal est soustraite en utilisant les simulations, de la même façon que pour le premier bruit de fond. La contamination du signal est soustraite pour chaque intervalle comme suit :

$$n_i = n_i^{\text{data}} - n_i^{\text{MC}}.$$

Le nombre d'évènements dans les simulations est calculé de la même manière que pour les données et normalisé au nombre de paires électron-positron *tight-tight*. Minimiser² le χ^2 en fonction de ses quatre paramètres k_i mène au système d'équations linéaires suivant :

$$\forall q \in \llbracket 0; 3 \rrbracket, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial k_q} = 0 \iff \sum_{i=1}^N \left(y_i - \sum_{j=0}^3 k_j \mu_i^j \right) \mu_i^q = 0.$$

2. Minimiser correspond à extrémiser : $\frac{\partial \chi^2}{\partial k_q} = 0$ vers un minimum : $\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial k_q^2} > 0$. La seconde condition est toujours vraie, χ^2 étant une fonction convexe (somme de carrés).

N et le nombre d'intervalles. On peut réécrire :

$$\forall q \in \llbracket 0; 3 \rrbracket, \quad \sum_{i=1}^N \sum_{j=0}^3 k_j \mu_i^{j+q} = \sum_{i=1}^N \mu_i^q y_i \iff MA = B \quad \text{avec} \quad \begin{cases} M_{qj} A_j = B_q \\ M_{jq} = M_{qj} = \sum_{i=1}^N \mu_i^{q+j} \\ A_j = k_j \\ B_q = \sum_{i=1}^N \mu_i^q n_i \end{cases} .$$

Et finalement :

$$\begin{pmatrix} S_{00} & S_{10} & S_{20} & S_{30} \\ S_{10} & S_{20} & S_{30} & S_{40} \\ S_{20} & S_{30} & S_{40} & S_{50} \\ S_{30} & S_{40} & S_{50} & S_{60} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_0 \\ k_1 \\ k_2 \\ k_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{01} \\ S_{11} \\ S_{21} \\ S_{31} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad S_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N \mu_i^\alpha n_i^\beta .$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\begin{pmatrix} k_0 \\ k_1 \\ k_2 \\ k_3 \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} S_{01} \\ S_{11} \\ S_{21} \\ S_{31} \end{pmatrix} .$$

Alors le nombre d'évènements de bruit de fond est obtenu par intégration de ce polynôme dans la région du pic de masse du boson Z .

$$B^\gamma = k_0 \delta^{(0)} + \frac{k_1}{2} \delta^{(1)} + \frac{k_2}{3} \delta^{(2)} + \frac{k_3}{4} \delta^{(3)} \quad \text{with} \quad \delta^{(i)} = n_{\text{peak up}}^i - n_{\text{peak low}}^i .$$

Ce bruit de fond est représenté graphiquement figure 4.5. La distribution des candidats non-reconstruits comme électrons apparaît en vert, il s'agit de N^γ dans l'équation (4.2). Le terme $N_{\text{fail}}^{\text{sig}}$ ne correspond qu'aux paires contribuant au pic de cette dernière distribution. Il s'agit alors de l'aire sous tendue entre la distribution verte et la distribution de bruit de fond B^γ sur laquelle elle repose, matérialisée par les ajustements de courbes oranges (aire délimitée en abscisse par la fenêtre de masse du boson Z).

Cette méthode d'estimation a été développée au cours du Run 1 et préférée à des techniques d'interpolation plus instables à cause des fluctuations statistiques [114], ou d'autres fonctions utilisées lors de l'ajustement. L'intérêt était double :

- avoir une méthode simple et indépendante des critères d'identification
- et suffisamment précise pour estimer le terme B^γ , largement sous dominant en terme de valeur absolue par rapport à B_p^e et B_F^e .

Une étude poussée de l'impact des variations des fenêtres d'ajustement sur la dispersion des efficacités démontre néanmoins, au paragraphe 4.6.1, l'instabilité de cet ajustement et son impact significatif sur les erreurs systématiques. La construction de modèle de bruit de fond est alors ré-explorée paragraphe 4.6.2.

4.3.3 Comparaison des niveaux de signal et bruit de fond

Toutes les tables présentées dans cette section évaluent les quantités de signal et bruit de fond dans tous les intervalles $E_T \times \eta$ pour le jeu de variations suivant :

- $m_{\text{tag-probe}} \in [80, 100]$ GeV ;
- critère d'identification *tight++* ;
- modèle de bruit de fond utilisant une région de normalisation à haute masse (appelée "variation 1" dans la table 4.5) ;
- la moyenne des quatre ajustements est utilisée pour l'estimation du terme B^γ .

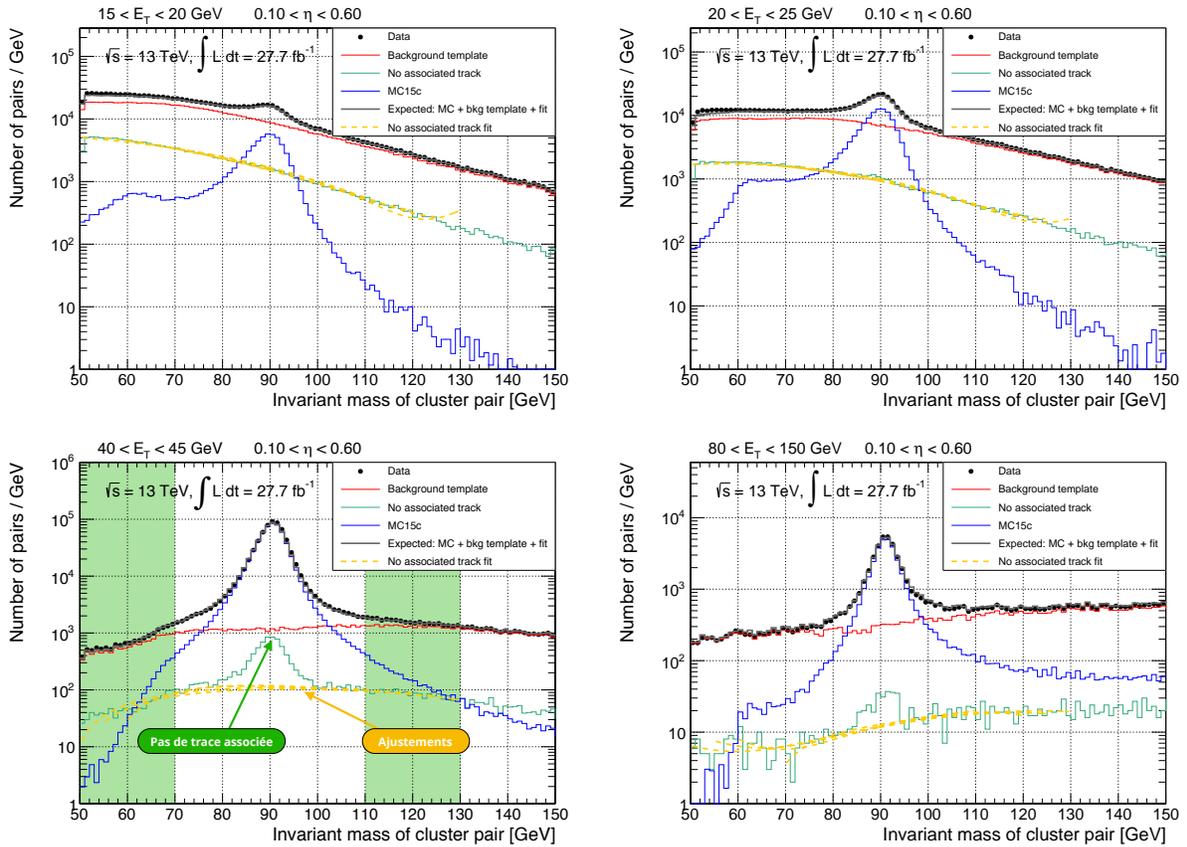


FIGURE 4.5 – Distribution de masse invariante des paires *tag-probe* dans un intervalle d'impulsion transverse entre 15 et 20 GeV, 20 et 25 GeV, 40 et 45 GeV, 80 et 150 GeV, avec $0.1 < \eta < 0.6$. L'ensemble des candidats est donné par les points noirs, la simulation apparaît en bleue, le *template* normalisé est matérialisé par la ligne rouge. La distribution des candidats dont l'amas de cellules dans le calorimètre n'est associé à aucune trace apparaît en vert et les différentes courbes ajustées dans les régions hors du pic de masse du boson Z sont matérialisées par les lignes oranges discontinues. La région d'ajustement $[50, 70[\cup [110, 120[$ GeV est mise en évidence par les bandes vertes (4 variations de ces bandes latérales sont utilisées, celle-ci apparaît à titre d'exemple).

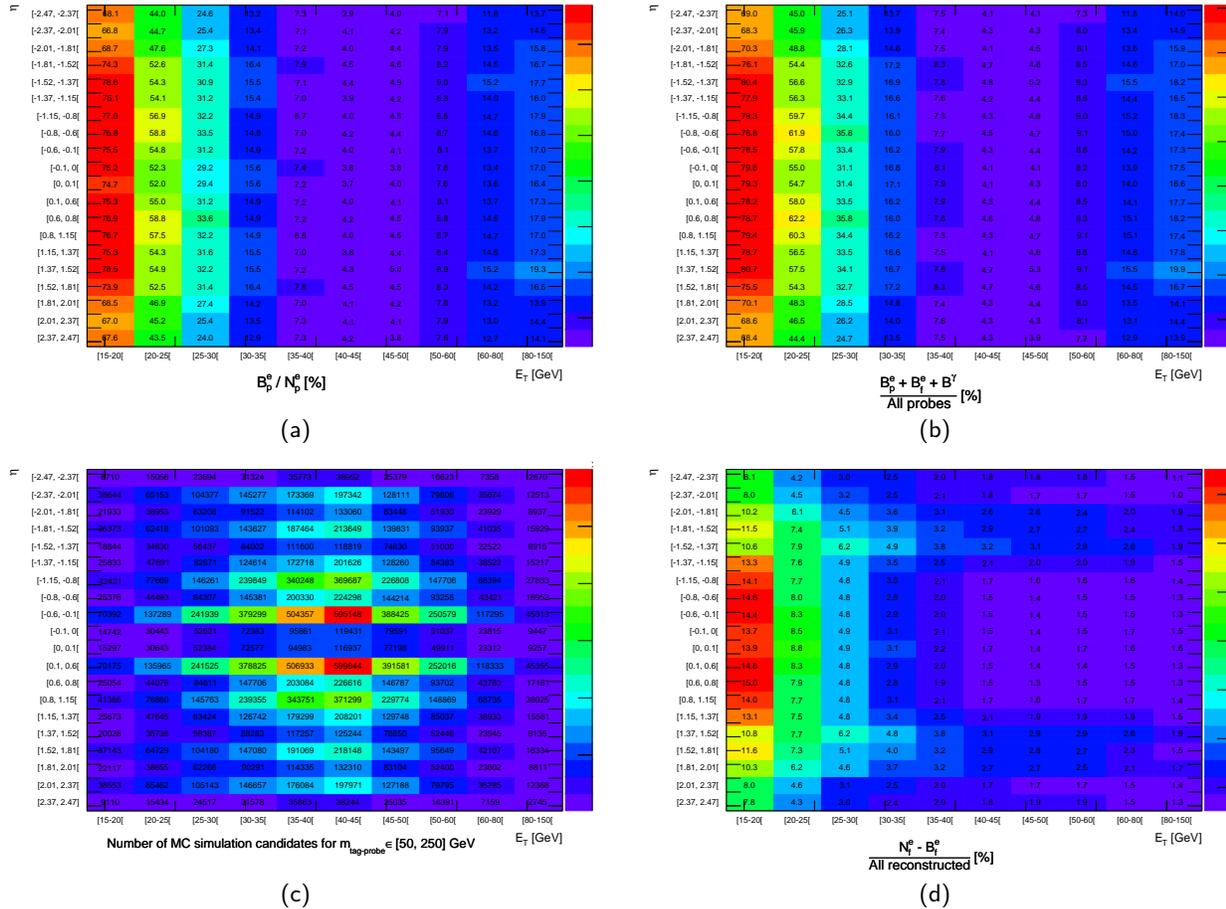


FIGURE 4.6 – a. Rapport en % entre le nombre de candidats contenus dans le modèle de bruit de fond au numérateur (après soustraction de la contamination de signal) et le nombre total de candidats reconstruits comme électrons : B_P^e/N_P^e .

b. Rapport en % entre le nombre de candidats de bruit de fond total ($B_P^e + B_F^e + B^\gamma$), et le nombre total d'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique (dénominateur).

c. Nombre de candidats probes dans la simulation, pour $m_{\text{tag-probe}} \in [50, 250]$ GeV.

d. Rapport en % entre le nombre de candidats reconstruits comme électrons mais échouant aux critères de qualité de trace et l'ensemble des candidats reconstruits (avec une trace satisfaisant ou non aux critères de qualité).

Ces rapports sont calculés dans les données.

4.3.3.1 Fractions de bruit de fond au numérateur et au dénominateur

Les fractions de bruit de fond au numérateur et au dénominateur dans chaque intervalle $E_T \times \eta$ apparaissent figures 4.6a et 4.6b. Il est attendu que la proportion de candidats bruit de fond au numérateur soit plus élevée à basse énergie à cause de la masse relativement élevée du boson Z . C'est en effet observé, avec une proportion de 50 à 80% pour $E_T < 25$ GeV (contre 3 à 8% pour $35 < E_T < 50$ GeV).

La figure 4.6d montre que le terme relatif aux candidats reconstruits comme électrons mais ne satisfaisant pas au critère de qualité de trace ($N_f^e - B_f^e$) est sous-dominant dans le nombre total de candidats électrons (par opposition aux candidats dont la trace est de qualité suffisante). La figure 4.7a montre qu'il en est de même pour les candidats non-reconstruits comme électrons, N^γ ne représentant qu'une faible fraction du nombre total de *probes*. Les termes dominant le dénominateur sont alors ceux déjà présents au numérateur. Les fractions de bruit de fond sont par conséquent très similaires entre numérateur et dénominateur.

4.3.3.2 Fractions de candidats non reconstruits comme électrons et bruit de fond associé

L'attention est ici portée sur les candidats non-reconstruits comme électrons. Il a déjà été remarqué que ce terme était sous-dominant en comparaison du nombre total de *probes* (illustré figure 4.7a). De l'ordre de 10% pour $15 < E_T < 20$ GeV, il devient rapidement négligeable pour $E_T > 30$ GeV, de l'ordre de 1 à 3%. L'impact de ce terme sur les efficacités et erreurs systématiques ne peut cependant pas être ignoré, comme démontré au paragraphe 4.6.1.

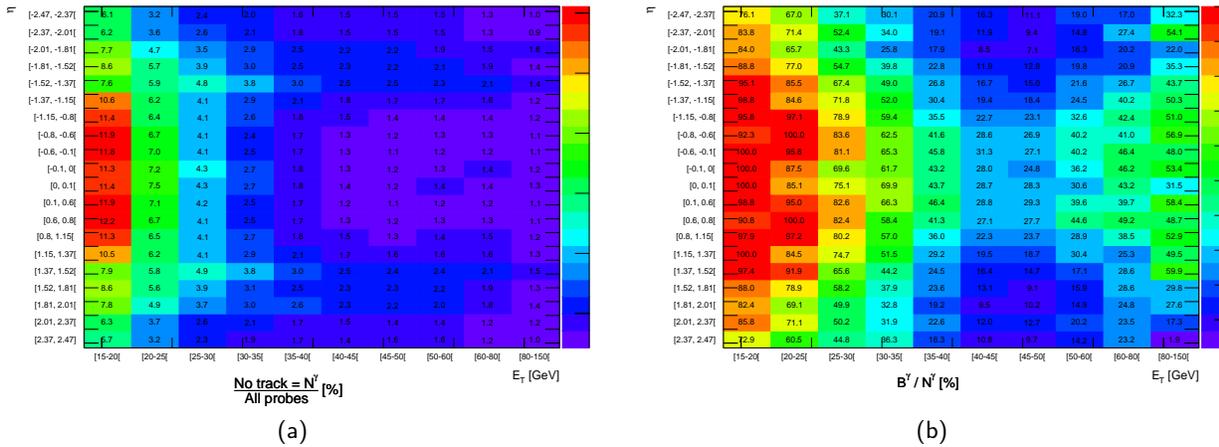


FIGURE 4.7 – a. Rapport en % entre le nombre de candidats dont l'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique n'est associé à aucune trace dans le détecteur interne et le nombre total d'amas de cellules, associés à une trace ou non.

b. Rapport en % entre le nombre de candidats bruits de fond pour la distribution des candidats non-reconstruits comme électrons et le nombre total de candidats non-reconstruits.

Ces rapports sont calculés dans les données.

Le terme utilisé dans l'expression de l'efficacité est la différence ($N^\gamma - B^\gamma$). Il est alors intéressant de comparer le nombre candidats non-reconstruits comme électrons N^γ à son bruit de fond associé B^γ (figure 4.7b). À basse énergie, peu d'évènements de signal sont attendus (figure 4.6c). De plus, le nombre de candidats non-reconstruits comme électrons à basse énergie est élevé ($E_T < 25$ GeV, figure 4.7a). Peu de signal et bruit de fond élevé impliquent naturellement un rapport B^γ/N^γ proche de 1 dans cette région (soit 100% dans certains intervalles, figure 4.7b). Cette nuance sera importante dans l'étude des sources d'erreurs systématiques, section 4.6.1.

4.3.3.3 Contamination du signal dans les régions de normalisation des modèles de bruit de fond

Il est précisé section 4.3.1 que la région de normalisation du modèle de bruit de fond est définie à haute ($120 < m_{\text{tag-probe}} < 250$ GeV), une autre fenêtre de basse masse ($60 < m_{\text{tag-probe}} < 70$ GeV) est utilisée pour le calcul des erreurs systématiques (paragraphe 4.4.2). La contamination en signal dans la région de normalisation $120 < m_{\text{tag-probe}} < 250$ GeV estimée au numérateur et au dénominateur est présentée figure 4.8. Celle-ci est soustraite avant normalisation du modèle de bruit de fond, il est néanmoins important de s'assurer que cette contamination est suffisamment faible pour ne pas impacter les erreurs systématiques.

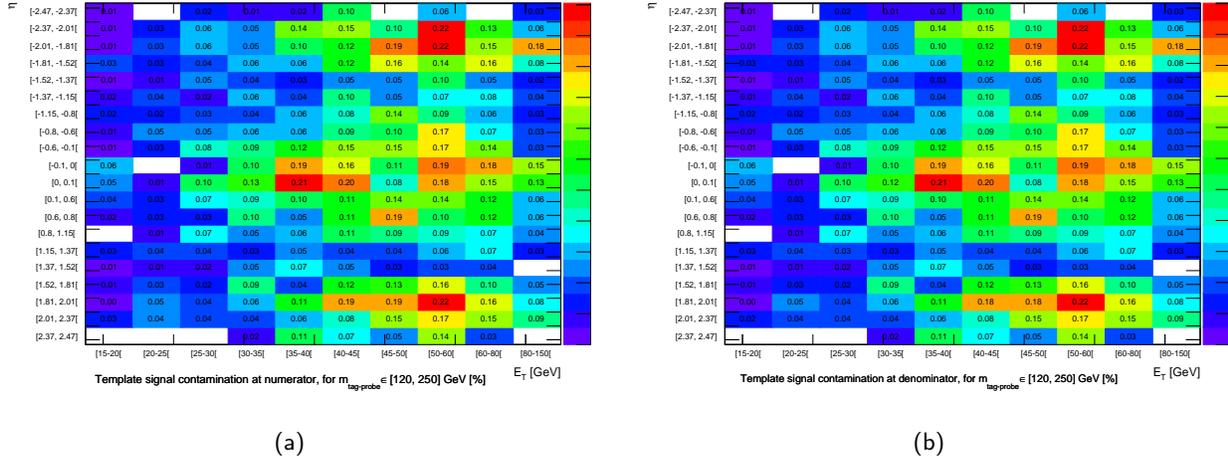


FIGURE 4.8 – Contamination en signal du modèle bruit de fond (en %), estimée dans la région de normalisation $120 < m_{\text{tag-probe}} < 250$ GeV. À gauche, contamination estimée au numérateur et à droite, au dénominateur.

La construction de ce modèle permet d'évaluer en même temps le nombre de candidats dont la trace associée à l'amas de cellules du calorimètre satisfait ou non aux critères de qualité de trace :

$$B^e = B_p^e + B_f^e.$$

Il a cependant été montré que le nombre correspondant aux candidats échouant aux critères de qualité de trace était largement inférieur à celui des candidats satisfaisant ces conditions (figure 4.6d). Ainsi, peu de différences sont attendues dans la contamination en signal du modèle de bruit de fond au numérateur et au dénominateur. Cela peut en effet se confirmer en comparant les figures 4.8a et 4.8b.

Une contamination en signal inférieure à 0.2% est globalement observée, jusqu'à être inférieure à 0.1% à basse énergie ($E_T < 30$ GeV). De même, la région de normalisation $60 < m_{\text{tag-probe}} < 70$ GeV se voit contaminée à hauteur de 3% dans les intervalles à haute statistique ($30 < E_T < 50$ GeV), et à moins de 3% dans les autres intervalles.

4.4 Sources d'incertitudes

4.4.1 Erreurs statistiques

L'erreur statistique sur la mesure est donnée par propagation des erreurs, d'après l'équation (4.3) :

$$\Delta\epsilon^2 = \frac{T_H^2 (ST_H - TS_H)^2}{(\text{denom})^4} [U^2 R_H^2 \Delta U_H^2 + U_H^2 (U_H^2 \Delta R^2 + U_H^2 \Delta \Gamma^2 + U^2 \Delta R_H^2 + R_H^2 \Delta U^2)] + \frac{U_H^2 (RU_H - UR_H + \Gamma U_H)^2}{(\text{denom})^4} [T^2 S_H^2 \Delta T_H^2 + T_H^2 (T_H^2 \Delta S^2 + T^2 \Delta S_H^2 + S_H^2 \Delta T^2)].$$

Le terme "denom" désigne le dénominateur de l'expression 4.3. $\Delta\bullet$ est l'erreur poissonnienne de la variable \bullet .

$\Delta\Gamma$ est plus complexe. Comme :

$$\Gamma = N^\gamma - B^\gamma,$$

on peut écrire :

$$(\Delta\Gamma)^2 = (\Delta N^\gamma)^2 + (\Delta B^\gamma)^2.$$

ΔN^γ est l'incertitude poissonnienne sur le nombre de *probes* non-reconstruits comme électrons, tandis que ΔB^γ est l'erreur statistique sur le bruit de fond associé (dont la méthode d'estimation est décrite au paragraphe 4.3.2).

ΔB^γ est ainsi obtenu par propagation des erreurs sur le nombre d'évènements dans chaque intervalle utilisé dans l'ajustement. Au premier ordre :

$$(\Delta B^\gamma)^2 = \sum_i \left(\frac{\partial B^\gamma}{\partial n_i} \right)^2 \left(\Delta n_i^{(\text{stat})} \right)^2 \quad (4.6)$$

Où $\Delta n_i^{(\text{stat})}$ est l'erreur poissonnienne sur le nombre d'évènements dans l'intervalle d'indice i .

Cette expression correspond à l'erreur statistique pour une variation. Comme il sera décrit dans le paragraphe suivant, l'erreur statistique sur la mesure finale est, comme la valeur centrale, la moyenne des erreurs des 72 variations.

4.4.2 Erreurs systématiques

Le choix de la fenêtre autour de la masse du boson Z , la position et largeur des bandes latérales pour l'ajustement de la distribution de candidats sans trace associée à l'amas de cellules du calorimètre, le choix des critères d'identification ou la méthode d'estimation du bruit de fond des candidats reconstruits impactent la mesure et des choix différents mèneraient à des valeurs légèrement différentes. Pour prendre en compte l'impact de tous ces choix dans les erreurs systématiques, toutes les efficacités sont calculées en chaque nœud de la carte à deux dimensions, et ce, pour chaque variation de ces paramètres d'analyse.

Les erreurs systématiques sont fortement corrélées. Elles sont estimées toutes ensemble, en faisant varier différents paramètres lors de la procédure de sélection :

- variations sur les critères d'identification du *tag*. Trois différents critères sont choisis : *tight++*, *tight++* avec $E_T^{\text{cone40}} < 5 \text{ GeV}$ et *medium++* avec $E_T^{\text{cone40}} < 5 \text{ GeV}$. Ce qui permet de modifier en amont la composition du bruit de fond (proportion d'évènements avec un vrai électron isolé provenant d'évènements W/Z +jets, et d'évènements QCD sans vrai électron) ;
- variations sur la fenêtre de masse du boson Z :]80,100[,]75,105[et]70,110[GeV. Cela permet de varier quelques critères d'identification dépendant de la masse invariante de la paire *tag-probe* (région de basse masse riche en électrons de *bremsshtrahlung*) ;
- deux définitions de *template*, décrites table 4.5, afin de varier les proportions de contamination de signal. L'utilisation de régions de haute et basse masse à basse énergie permet d'utiliser plus de statistiques que n'utiliser uniquement la région de haute masse comme il est fait à haute énergie. Ceci se justifie par la contamination du signal par des évènement de processus Drell-Yan $Z/\gamma \rightarrow ee$;
- quatre jeux de bandes latérales pour l'ajustement du polynôme modélisant la distribution de candidats non-reconstruits comme électrons. [70, 80] \cup [100, 110], [60, 80] \cup [100, 120], [50, 80] \cup [100, 130] et [55, 70] \cup [110, 125] GeV, afin d'assurer la stabilité de la forme analytique.

Pour un total de 72 variations, toutes les efficacités sont calculées dans les données et simulation (avec ici un total de 9 variations comme seuls les critères d'identification du *tag* et la fenêtre de masse du boson Z font sens pour la simulation $Z \rightarrow ee$). Il en résulte 72 valeurs d'efficacité mesurées dans les données, 9 dans la simulation soit 72 facteurs correctifs et erreurs associées, pour un unique intervalle $E_T \times \eta$. La valeur centrale est calculée comme la moyenne des 72 (9) variations (comme pour l'erreur statistique, cf. paragraphe 4.4.1). L'erreur systématique associée est la déviation standard de cette distribution de 72 (9) efficacités, avec un intervalle de confiance de 68%.

Template	Coupures inversées	Isolation		Région de contrôle	
		$E_T < 30$ GeV	$E_T \geq 30$ GeV	$E_T < 30$ GeV	$E_T \geq 30$ GeV
Variation 1	Échoue à au moins deux coupures <i>loose++</i>	$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone30}}}{E_T} > 0.02$	$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone40}}}{E_T} > 0.05$	$m_{ee} \in [120, 250]$ GeV	$m_{ee} \in [120, 250]$ GeV
Variation 2		$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone30}}}{E_T} > 0.02$	$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone40}}}{E_T} > 0.20$	$m_{ee} \in [60, 70]$ GeV	$m_{ee} \in [120, 250]$ GeV

TABLE 4.5 – Description des modèles utilisés dans l'estimation du bruit de fond associé aux candidats reconstruits comme électrons.

4.4.3 Incertitudes liées à la simulation

Présence de signal dans les régions de normalisation

En plus des erreurs décrites précédemment, une incertitude additionnelle due à la normalisation de la simulation aux données est ajoutée quadratiquement. Elle est estimée en variant la prédiction des simulations de 20% lors de la soustraction de contamination du signal dans les régions de contrôle. Le choix de cette valeur permet de couvrir les variations d'efficacité du critère *tight++* à haute masse et autour de la masse du boson Z, ainsi que les différences d'efficacité du critère entre données et simulations (inférieures à 7 % dans les données 2015 [84]) comme illustré figure 4.9).

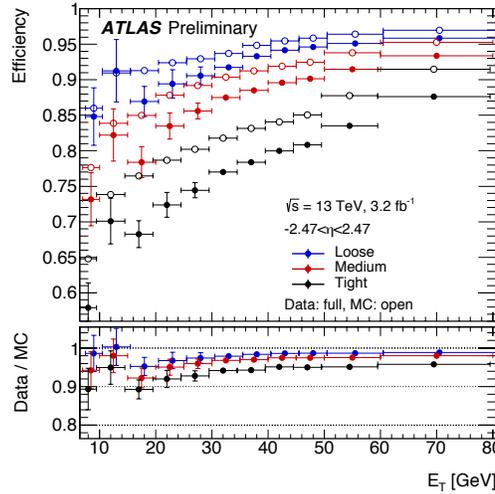


FIGURE 4.9 – Efficacités d'identification dans les événements $Z \rightarrow ee$ en fonction de l'énergie transverse des candidats *probe*. Les barres d'erreur matérialisent la somme quadratique des incertitudes statistique et systématiques. Les points noirs, rouges et bleus représentent les efficacités dans les 3.2 fb^{-1} de données récoltés en 2015 des critères *tight*, *medium*, *loose*. Les cercles de même couleur matérialisent les mêmes efficacités, calculées dans la simulation [123].

Présence de signal dans la région d'ajustement

Pour l'estimation du bruit de fond dû aux candidats non-reconstruits comme électrons, une incertitude sur le nombre de vraies paires électron-positron présentes dans les régions d'ajustement est évaluée en faisant varier ce chiffre de 30 %. Cette variation est estimée à partir de la plus grande différence observée entre données et simulation pour la probabilité qu'un électron soit identifié comme un photon. Elle est propagée dans l'erreur du terme de bruit de fond associé par la formule :

$$\Delta B_{\text{syst}}^{\gamma} = \sum_i \left| \frac{\partial B^{\gamma}}{\partial y_i} \right| \Delta y_i^{\text{syst}} \quad \text{avec} \quad \Delta y_i^{\text{syst}} = 0.3 y_i^{\text{MC}}$$

en traitant les incertitudes entre chaque intervalle comme corrélées pour être conservatif.

4.4.4 Combinaison des incertitudes

Les incertitudes systématiques additionnelles précédentes sont ajoutées en quadrature aux incertitudes systématiques liées aux variations. Pour N (72) variations :

$$\langle \Delta \epsilon^{\text{sys}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N \epsilon_i^2 \right) - \frac{N}{N-1} \langle \epsilon \rangle^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta \epsilon_i^{\text{sys}} \right)^2}$$

Ces termes (apparaissant en dernier dans l'équation ci-dessus), négligeables par rapport à l'écart type de la distribution d'efficacités, sont considérés comme corrélés avec les N variations.

4.5 Resultats

Cette section détaille les résultats obtenus pour des mesures d'efficacité avec 27.7 fb^{-1} de données récoltées au cours de l'année 2016 à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Les résultats commentés ici ne sont pas une comparaison entre les résultats publics de 2015 [84] et les résultats de 2016. Il s'agit d'une comparaison entre les efficacités de reconstruction calculées avec les lots de données 2015, mais bénéficiant des améliorations apportées aux algorithmes de reconstruction de 2016, avec les données de la même année. Parmi les améliorations impactant directement la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons, on peut citer un meilleur traitement des candidats dans la région de transition entre les parties "tonneau" et "bouchons" du calorimètre électromagnétique ($1.47 < |\eta| < 1.52$) et la correction d'une erreur affectant la définition cyclique de φ (illustrée paragraphe 4.5.4).

4.5.1 Efficacités de reconstruction en fonction de l'énergie transverse et la pseudo-rapacité des candidats

L'efficacité de reconstruction est mesurée dans chacun des intervalles $E_T \times \eta$. Elle varie de 97% à 99% à basse énergie ($E_T < 20 \text{ GeV}$), comme illustré figures 4.10a. Pour des électrons de haute impulsion transverse ($E_T > 80 \text{ GeV}$), figure 4.10d, l'efficacité de reconstruction est d'environ 99% sur tout l'intervalle $-2.47 < \eta < 2.47$.

Les erreurs statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur, elles sont détaillées table 4.6. Globalement,

Intervalle en E_T [GeV]	$\Delta \epsilon^{\text{stat}}$	$\Delta \epsilon^{\text{sys}}$
$E_T < 20$	$\sim 1\%$	$< 2\%$
$40 < E_T < 45$	$\sim 0.04\%$	$\sim 0.02\%$
$E_T > 80$	$< 0.5\%$	$< 0.3\%$

TABLE 4.6 – Incertitudes statistiques et systématiques relatives dans l'efficacité de reconstruction des électrons pour différents intervalles en impulsion transverse.

les efficacités mesurées dans les données 2015 et 2016 sont en très bon accord dans tous les intervalles $E_T \times \eta$ considérés. La figure 4.11, intégrant l'ensemble des mesures en E_T et η , permet mieux de rendre compte de l'accord entre ces résultats. Cet accord entre résultats des années 2015 et 2016 reste néanmoins à nuancer. La figure 4.2 montre des efficacités différentes dans la région de transition entre les parties "tonneau" et "bouchons" du calorimètre électromagnétique ($1,47 < |\eta| < 1,52$). Cette région, moins instrumentée, voyait son efficacité de reconstruction chuter à 95%. Ce n'est qu'après amélioration et mise à jour de l'algorithme de reconstruction des électrons qu'elle retrouve une valeur similaire à celle des intervalles voisins.

On peut conclure de ces résultats une stabilité de l'efficacité de reconstruction des électrons au cours des années 2015 et 2016. Dans l'intervalle le plus peuplé en candidats *probe* ($40 < E_T < 45 \text{ GeV}$), l'erreur statistique diminue de $1.2 \cdot 10^{-3}$ à $0.4 \cdot 10^{-3}$ entre 2015 et 2016, ce qui est conforme à l'augmentation de luminosité : $\sqrt{27.7/3.2} \simeq 3 \simeq 1.2/0.4$. Les incertitudes systématiques diminuent de $5 \cdot 10^{-4}$ à $2 \cdot 10^{-4}$, principalement grâce à l'augmentation de la statistique des candidats non-reconstruits comme électrons, comme explicité section 4.6.2.

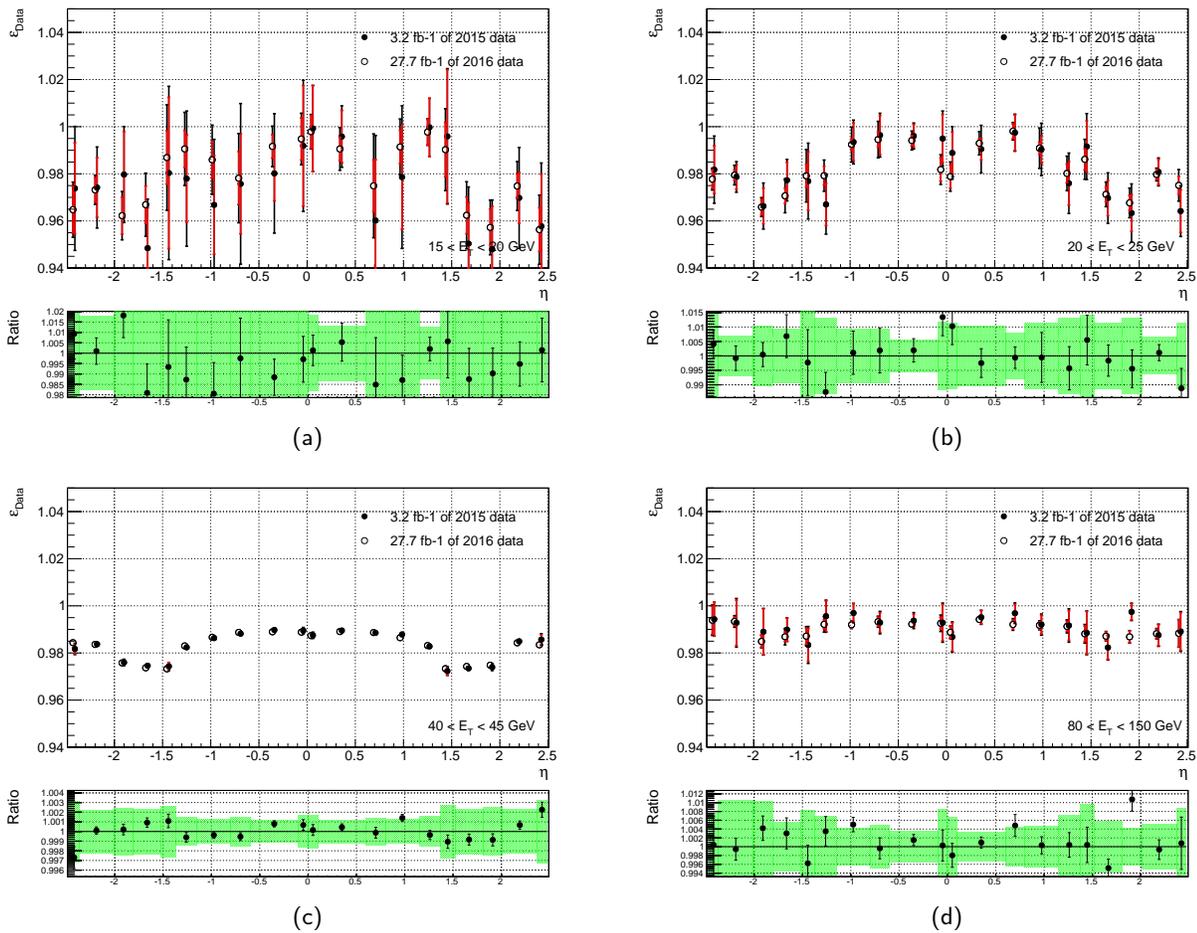


FIGURE 4.10 – Efficacités de reconstruction mesurées dans les données en fonction de η et intégrées sur l'intervalle d'impulsion transverse $[15, 20[$ GeV (a), $[20, 25[$ GeV (b), $[40, 45[$ GeV (c), $[80, 150[$ GeV (d).

Les points noirs représentent les efficacités de reconstruction mesurées avec l'ensemble des données récoltées en 2015 (3.2 fb^{-1}), les cercles représentent ces mêmes efficacités, calculées avec 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016.

Les efficacités voient leurs incertitudes statistiques matérialisées par les barres rouges, les barres noires sont la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques. Les points et barres d'erreur dans le rapport correspondent aux rapport des efficacités mesurées entre 2015 et 2016 ($2015/2016$) et les incertitudes totales sur les données 2016, la bande verte matérialise les incertitudes pour l'année 2015.

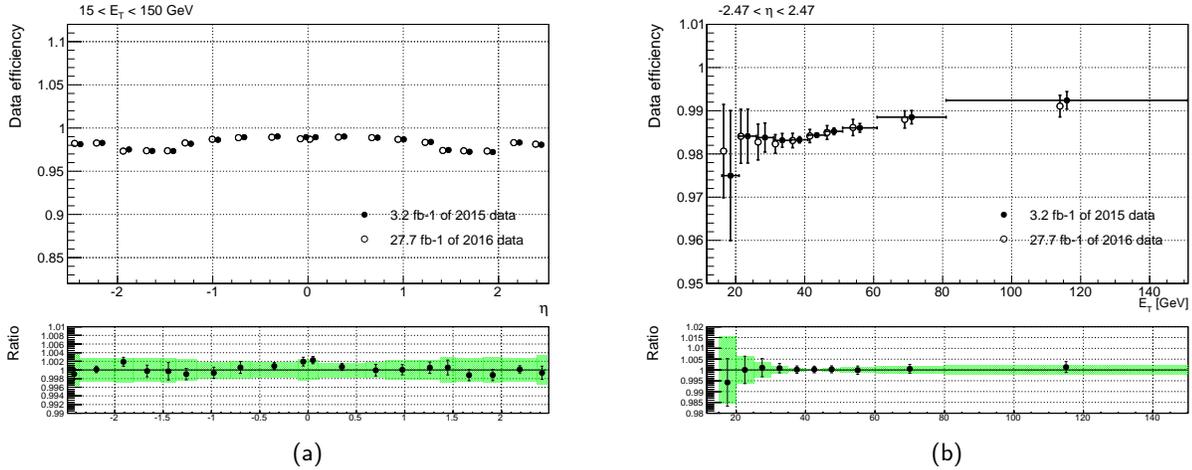


FIGURE 4.11 – Efficacités de reconstruction mesurées dans les données en fonction de η et intégrées sur l'intervalle d'énergie transverse $[15, 150[$ GeV (a), et en fonction de E_T , intégrées sur $\eta \in [-2.47, 2.47]$ (b).

Les points noirs représentent les efficacités de reconstruction mesurées avec l'ensemble des données récoltées en 2015 (3.2 fb⁻¹), les cercles représentent ces mêmes efficacités, calculées avec 27.7 fb⁻¹ de données recueillies en 2016.

4.5.2 Efficacités de reconstruction en fonction du nombre de vertex primaires

La multiplication de collisions proton-proton simultanées, appelée empilement (*pile-up* en Anglais), est source d'un important bruit de fond dans le détecteur. L'augmentation du nombre de ces collisions par paquets de protons, peut potentiellement impacter l'ensemble des objets reconstruits dans le détecteur. On note μ le nombre moyen de collisions à un instant donné. Le nombre de vertex primaires reconstruits (N_{vtx}) dépend directement de la valeur μ . Ainsi, pour vérifier l'impact de cet empilement sur l'efficacité de reconstruction des électrons, cette dernière est représentée en fonction du nombre de vertex primaires figure 4.12. La figure 4.12a permet de rendre compte de l'augmentation de l'empilement entre les années 2015 et 2016, résultant en une augmentation moyenne de 4 vertex primaires par évènement.

Une légère tendance se dégage de la distribution d'efficacité en fonction de N_{vtx} . L'efficacité mesurée ici évalue le taux d'amas de cellules du calorimètre électromagnétique associés à une trace de qualité suffisante. L'augmentation du nombre de vertex primaires implique directement la multiplication des traces dans le détecteur interne et par conséquent augmente le nombre d'association à une trace ne correspondant pas à l'amas de cellules. Ceci a pour effet d'augmenter artificiellement (très légèrement) l'efficacité de reconstruction des électrons pour un nombre de vertex primaires croissant.

Cet effet est, dans une certaine mesure, reproduit par la simulation, comme illustré figure 4.12b. Il est intéressant de noter que l'augmentation d'efficacité est légèrement plus importante dans la simulation que dans les données. L'ajustement d'une droite entre $N_{\text{vtx}} \in [7, 17]$ et $N_{\text{vtx}} \in [5, 20]$ donne pour les données $\sim 9.10^{-5}$ d'augmentation d'efficacité par vertex primaire, soit $\sim 36.10^{-5}$ pour 4 vertex, et $\sim 15.10^{-5}$ par vertex ($\sim 60.10^{-5}$ pour 4 vertex) pour la simulation.

4.5.3 Efficacités de reconstruction en fonction de la position des vertex primaires

Il est important de s'assurer de la stabilité des efficacités de reconstruction en fonctions de variables censées ne pas impacter la mesure. Une instabilité pourrait traduire des erreurs dans la simulation, les codes de reconstruction ou des problèmes liés au détecteur. La position des vertex primaires sur l'axe z des faisceaux de protons est supposée sans impact sur la reconstruction des électrons. La figure 4.13a présente la distribution du déplacement longitudinal des vertex primaires pour données et simulations, les efficacités de reconstruction en fonction de ce déplacement sont données figure 4.13b. Les efficacités sont en parfait accord entre données et simulations et constantes à 98.5%.

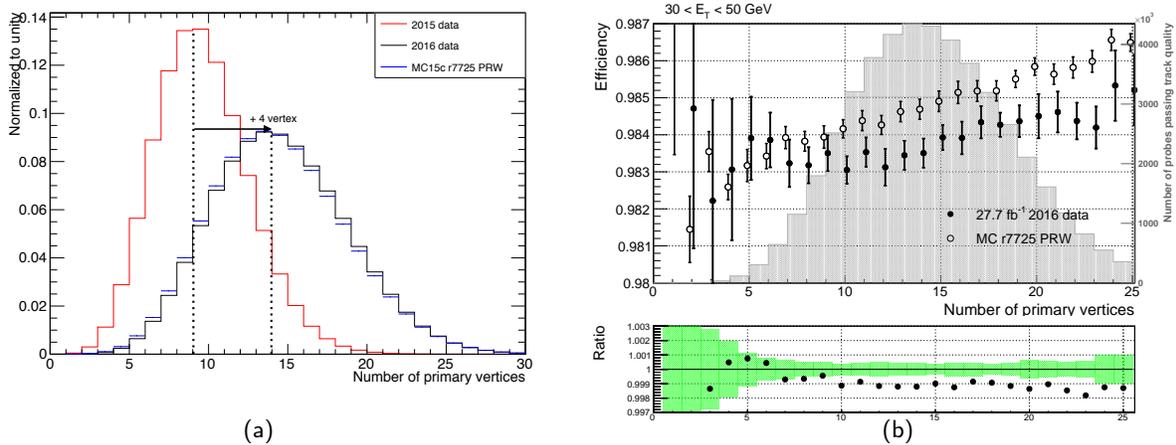


FIGURE 4.12 – a. Distribution du nombre de vertex primaires normalisée à l'unité (gauche). La distribution rouge représente l'ensemble des données récoltées en 2015 (3.2 fb^{-1}), la distribution noire 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016 et la distribution bleue, le nombre de vertex primaires dans les simulations utilisées en 2016 après repondération des évènements.

b. Efficacités de reconstruction des électrons mesurées dans les données en fonction du nombre de vertex primaires et intégrées sur l'intervalle d'impulsion transverse $[30, 50[\text{ GeV}$ (droite). Les cercles représentent les efficacités de reconstruction calculées dans la simulation, les points noirs représentent ces mêmes efficacités, calculées avec 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016. Les barres d'erreur matérialisent la combinaison des erreurs statistiques et systématiques. La bande verte du rapport représente la combinaison des erreurs totales pour données et simulations.

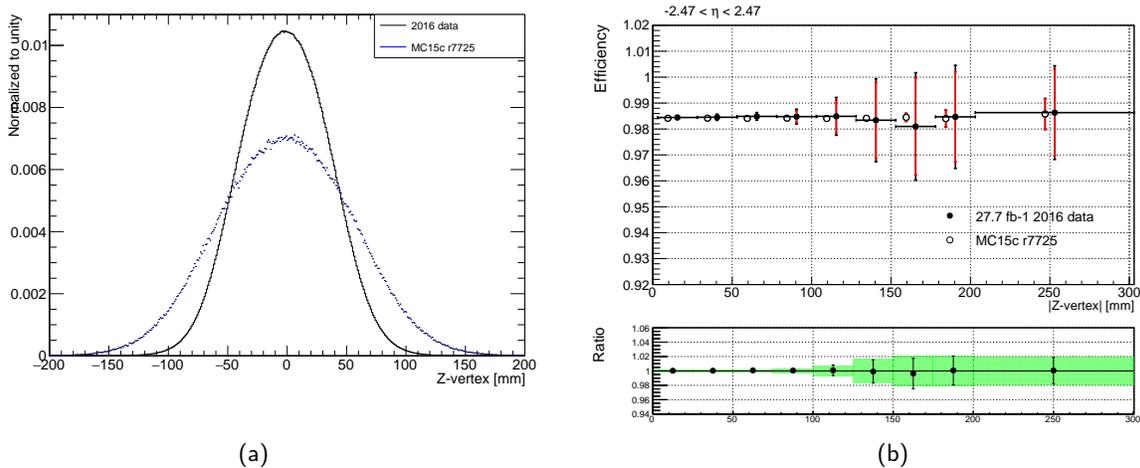


FIGURE 4.13 – a. Distribution de la position des vertex primaires selon l'axe z (axe des faisceaux de protons dans l'accélérateur) normalisée à l'unité (gauche). La distribution noire représente l'ensemble des 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016 et la distribution bleue matérialise cette distribution pour les simulations.

b. Efficacités de reconstruction mesurées dans les données en fonction du déplacement des vertex primaires et intégrées sur l'intervalle de pseudo-rapidité $\eta \in [-2.47, 2.47[\text{ GeV}$ (droite). Les points noirs représentent les efficacités de reconstruction intégrées en E_T et mesurées avec 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016, les points blancs représentent la même distribution pour les simulations.

4.5.4 Efficacités de reconstruction en fonction de la position azimutale des candidats

Comme mentionné au paragraphe d'introduction de la section dédiée aux résultats, la distribution de l'efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'angle φ , représentant la position azimutale des candidats *probe* a permis de déceler et corriger un problème mineur dans la définition de cet angle.

Le détecteur ATLAS étant composé d'une partie "tonneau" et fermé par deux "bouchons" autour des faisceaux de protons, tous les phénomènes physique doivent respecter une symétrie cylindrique autour de l'axe z des faisceaux.

Or, pour les valeurs extrêmes de φ ($-\pi$ et π), les mesures présentent de larges différences avec le reste de la distribution, comme illustré figure 4.14. Trois conclusions peuvent être tirées à ce stade. La figure 4.14a indique

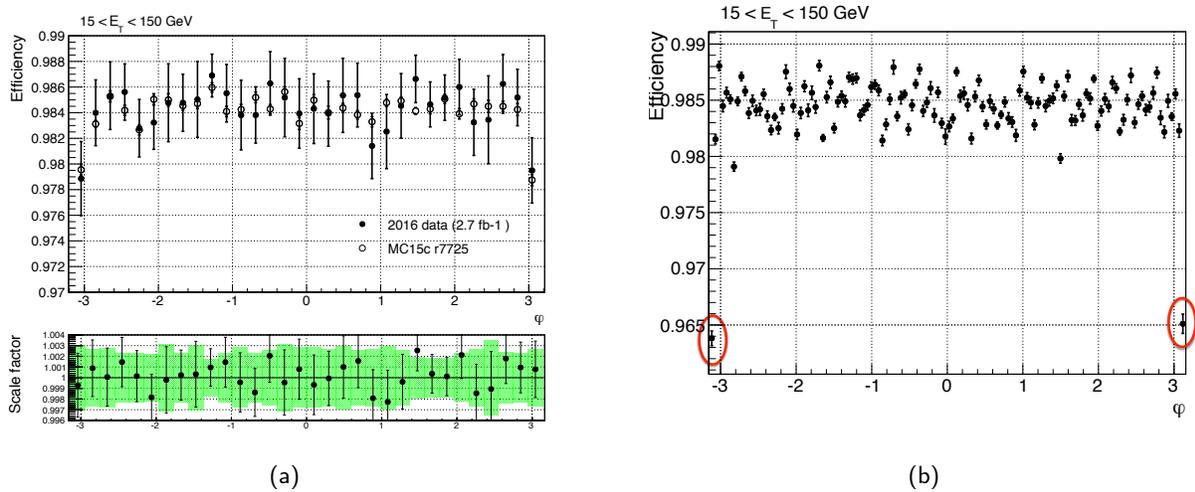


FIGURE 4.14 – Efficacités de reconstruction mesurées en fonction de la position azimutale des candidats *probe*. Les points noirs représentent les efficacités de reconstruction mesurées avec 2.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016, les points blancs représentent la même distribution pour les simulations (à gauche uniquement). À gauche, 32 intervalles en φ sont utilisés, 128 à droite.

que cet effet de bords est aussi reproduit par la simulation. Le problème ne vient alors pas de la prise de données, mais du post-traitement appliqué aux données et simulation. La figure 4.14b met en exergue le fait que seules les valeurs $\varphi = -\pi$ et π sont affectées. Enfin, ces deux valeurs exclues, la valeur de l'efficacité de reconstruction est une constante de φ , la géométrie cylindrique est ainsi bien respectée.

Il s'est avéré qu'il y avait un problème dans la définition cyclique de φ au sein même des algorithmes de reconstruction des électrons que cette vérification a permis de corriger.

4.5.5 Facteurs correctifs de la simulation

Les résultats utilisés par l'ensemble de la collaboration ne sont pas les mesures d'efficacité, mais les facteurs correctifs de la simulation (*scale factor*) :

$$\text{sf} = \frac{\epsilon_{\text{data}}}{\epsilon_{\text{MC}}}$$

4.5.5.1 Traitement des facteurs correctifs pour $E_T < 15 \text{ GeV}$

Il a déjà été justifié que les mesures n'étaient faites que pour des valeurs d'énergie transverse $E_T \geq 15 \text{ GeV}$. La région d'énergie plus basse est cependant utilisée dans de nombreuses analyses de physique. La valeur des facteurs correctifs et incertitudes associées sont alors extrapolées à partir des mesures faites à plus haute énergie. La valeur

centrale est fixée à 1, affectée de 2% (resp. 5%) d'incertitude dans la partie tonneau (resp. les bouchons) du calorimètre électromagnétique. Ces valeurs sont cohérentes avec les mesures d'efficacités intégrées sur l'intervalle $E_T \in [15, 150[$ GeV (figure 4.15b). En effet, l'augmentation des erreurs avec la diminution de p_T à 15 GeV donne confiance en l'extrapolation faite ici à plus basse impulsion transverse.

4.5.5.2 Mesure des facteurs correctifs pour $E_T > 15$ GeV

La figure 4.15 présente ces facteurs correctifs en fonction de la pseudo-rapidité η des candidats et intégrés sur l'intervalle $E_T \in [15; 150[$ GeV à gauche, et en fonction de E_T et intégrés sur $\eta \in [-2.47, 2.47]$ à droite. Ils sont très proches de 1 dans tous les intervalles et en accord avec cette valeur avec les erreurs considérées. Les incertitudes varient dans les mêmes proportions que pour les efficacités calculées dans les données décrites table 4.6. En effet, les incertitudes sur les efficacités calculées dans la simulation sont négligeables, de l'ordre de 0.1% pour les intervalles les moins riches en statistique (notamment à basse énergie par exemple) et inférieures à 0.01% pour les intervalles comptant plus de candidats. Ici encore, les résultats obtenus avec les données 2015 et 2016 sont très similaires. Il est

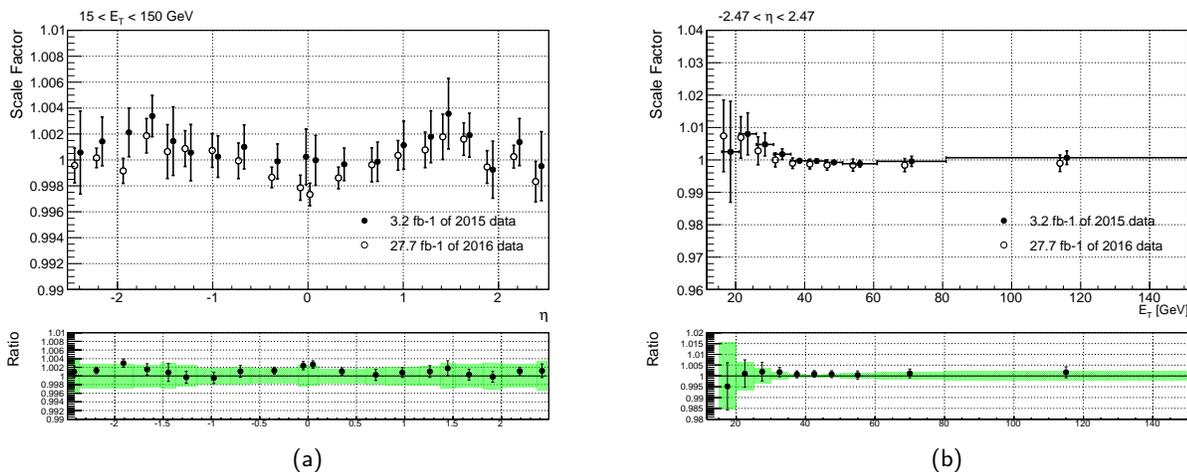


FIGURE 4.15 – a. Rapport des efficacités de reconstruction mesurées dans les données et simulations (*Scale factors*) en fonction de η et intégrés sur l'intervalle d'énergie transverse $[15; 150[$ GeV (gauche).

b. Rapport des efficacités de reconstruction mesurées dans les données et simulations (*Scale factors*) en fonction de E_T et intégrés sur l'intervalle de pseudo-rapidité $\eta \in [-2.47; 2.47]$ (droite).

Le rapport des *scale factors* de 2015 et 2016 apparaît dans les graphes du dessous (année 2015 au numérateur).

toutefois intéressant de noter que les facteurs correctifs sont plus élevés dans les données 2015. La différence de 4 vertex entre données 2015 et 2016 (identique à celle des lots de simulation utilisés à ces dates grâce à la repondération du taux d'empilement, cf figure 4.12a), implique selon la section 4.5.2, une légère diminution des facteurs correctifs de 2015 à 2016.

4.5.5.3 Stabilité des facteurs correctifs avec le temps

Le but des mesures suivantes est de s'assurer de la stabilité des facteurs correctifs de la simulation au cours du temps. Une tendance ou une valeur trop éloignée des autres pourrait révéler une défaillance matérielle ou un problème dans les algorithmes de reconstruction. La figure 4.16a présente ces résultats intégrés sur l'ensemble des intervalles E_T et η . L'abscisse *run number* indique les prises de données du LHC. Seules les périodes les plus riches en statistiques sont montrées ici. La figure 4.16b affiche la distribution de chaque *run number* en fonction de η et intégrée sur l'intervalle $15 < E_T < 150$ GeV. Les facteurs correctifs sont constant au cours du temps avec les erreurs considérées.

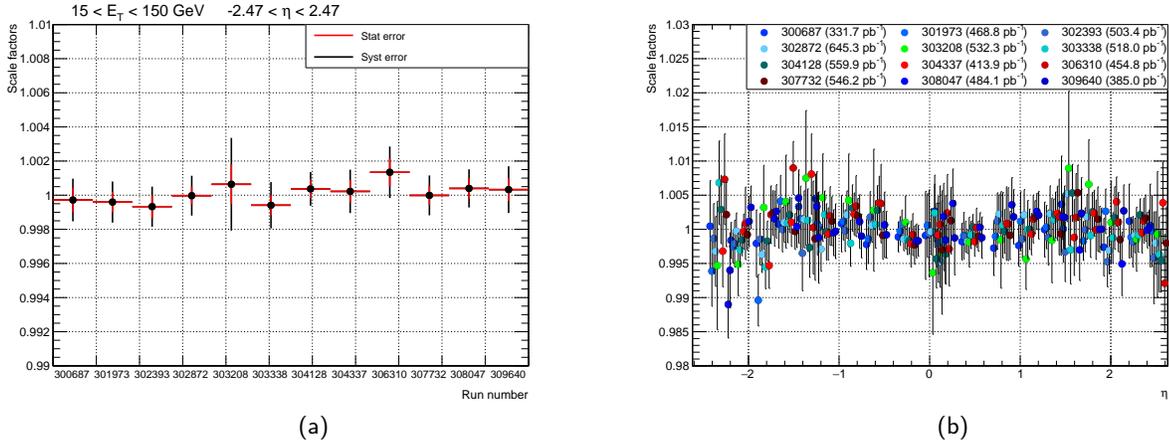


FIGURE 4.16 – a. Distribution des rapports d'efficacité de reconstruction mesurées dans les données et les simulations en fonction du numéro de run (*run number*) du LHC (peut-être interprété comme fonction du temps). Chaque point représente ce rapport intégré sur toute la carte $E_T \times \eta$ pour la période considérée en abscisse (gauche). b. Distribution des rapports d'efficacité en fonction de la pseudo-rapidité η pour chaque période considérée (droite).

4.5.6 Combinaison des efficacités relatives aux électrons

Les résultats présentés dans ce paragraphe combinent les mesures d'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons :

$$\epsilon_{\text{reco+ID}} = \epsilon_{\text{reco}} \times \epsilon_{\text{ID}}$$

L'ensemble des données récoltées en 2016 est utilisé ici, soit 33.9 fb^{-1} , avec une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Les efficacités d'identification sont déterminées avec les électrons dont la trace compte au moins une marque dans le détecteur à pixels et au moins 7 dans le SCT (critère de qualité de trace). Les efficacités sont calculées comme le rapport entre le nombre d'électrons satisfaisant à un critère d'identification *loose*, *medium* ou *tight* (au numérateur) et les électrons satisfaisant au critère de qualité de trace (dénominateur, correspondant au numérateur de ϵ_{reco}). La mesure repose aussi sur la méthode *Tag-and-Probe*. Deux canaux sont utilisés ici, $Z \rightarrow ee$ pour les électrons d'énergie transverse $E_T > 15 \text{ GeV}$ et $J/\psi \rightarrow ee$ pour $7 < E_T < 20 \text{ GeV}$. Dans l'intervalle de chevauchement $15 < E_T < 20 \text{ GeV}$, les deux mesures sont combinées. Enfin, dans le canal de désintégration du boson Z , deux méthodes sont utilisées pour estimer le bruit de fond :

- Z_{mass} utilisant la distribution de masse invariante de la paire *tag-probe*. Très similaire à la mesure de l'efficacité de reconstruction, un modèle de bruit de fond reposant sur l'inversion de critères d'identification et d'isolation est construit puis normalisé dans des régions de contrôle.
- Z_{iso} utilisant l'isolation calorimétrique du candidat *probe* $E_T^{\text{cone}0.3}$ (électron isolé dans un cône de $\Delta R = 0.3$). Ici encore, un modèle de bruit de fond est construit par inversion du critère d'identification *loose*, ou des coupures sur la forme des gerbes dans le calorimètre sont faites.

Toutes les mesures, méthodes d'estimation de bruit de fond et évaluation des erreurs systématiques sont largement décrites dans la note publique [84]. La combinaison des résultats relatifs à la reconstruction et l'identification des électrons est présentée figure 4.17. La baisse d'efficacité observée dans les données par rapport aux simulations provient de la modélisation imparfaite de la forme des gerbes électromagnétiques dans la simulation GEANT 4 du détecteur. De plus, ces simulations ne reproduisent pas parfaitement les conditions du détecteur TRT de 2016.

Les efficacités combinées augmentent avec l'impulsion transverse des candidats *probe*, de 58 à 91% pour la sélection stricte (*tight*), tandis que la distribution la plus permissive (*loose*) voit l'efficacité varier entre 86 et 97%. La sélection intermédiaire (*medium*) voit ses efficacités varier entre 76 et 95%. La distribution *tight* présente la plus grande dépendance en η , mais chacune voit son efficacité diminuer dans la région de transition $1.47 < |\eta| < 1.52$. Les incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur, les erreurs systématiques étant dominées par la procédure de soustraction des bruits de fond.

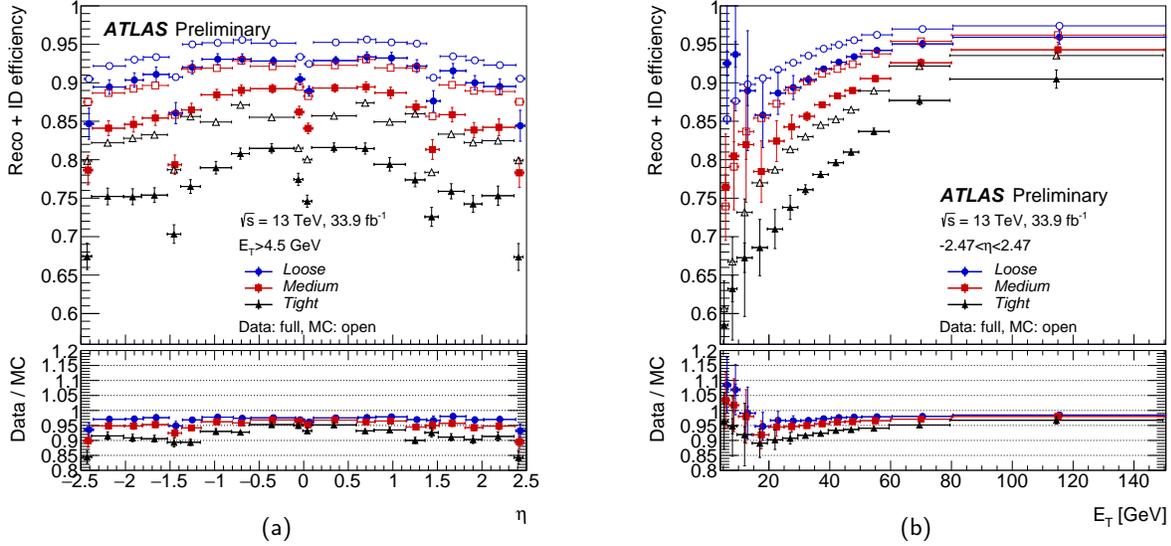


FIGURE 4.17 – Efficacités de reconstruction et d'identification des électrons mesurées dans les événements $Z \rightarrow ee$ en fonction de la pseudo-rapidité η (gauche) et de l'énergie transverse E_T des candidats *probe* (droite). Les efficacités sont présentées pour les données (points de couleur) et simulation (cercles de couleur) pour trois points de fonctionnement : *loose* (bleu), *medium* (rouge) et *tight* (noir). Les efficacités sont obtenues en appliquant les facteurs correctifs mesurés dans les canaux $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$ à la simulation $Z \rightarrow ee$. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes totales (statistiques et systématiques) [88].

4.6 Études prospectives pour améliorations potentielles

Les mesures effectuées avec 27.7 fb^{-1} de données recueillies au cours de l'année 2016 montrent que les erreurs statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. Le but de cette section est d'identifier les facteurs limitant de la mesure, impactant le plus fortement les erreurs systématiques et d'en proposer des tentatives d'amélioration. 72 variations sont effectuées dans l'estimation de l'efficacité de reconstruction des électrons dans les données. La propension des variations à faire se disperser ces 72 valeurs centrales est quantitativement analysée au paragraphe 4.6.1. Des tentatives de modification de la méthode d'estimation du nombre de candidats non-reconstruits comme électrons sont discutées dans le paragraphe 4.6.2.

4.6.1 Impact des variations sur les erreurs systématiques

Le but de cette section est d'isoler les variations responsables de la dispersion des efficacités. La figure 4.18 compte le nombre d'intervalles $E_T \times \eta$ en fonction du rapport des écart-types calculés avec suppression d'une variation donnée, et calculés en utilisant 72 variations.

L'interprétation de ces figures est assez complexe, en voici alors un exemple détaillé pour la figure 4.18b. La courbe noire correspond au retrait de la première variation de *template* dans l'estimation du bruit de fond reconstruit (échouant ou non au critère de qualité de trace). Dans ce cas, l'écart type de la distribution d'efficacités est calculé avec 3 variations de critères d'identification pour le *tag*, 3 fenêtres autour de la masse du boson Z , 4 régions d'ajustement pour l'estimation du bruit de fond de candidats non reconstruits comme électrons. Un seul *template* peut être utilisé (deux sont définis, un est ignoré dans ce calcul). Il reste alors $3_{\text{tagID}} \times 3_{m_Z} \times 4_{\text{ajustement}} \times 1_{\text{template}} = 36$ variations. La distribution du nombre d'intervalles est centrée autour de 100, indiquant que l'écart type de l'ensemble de ces 36 valeurs centrales (privé d'un *template*) correspond à 100% de l'écart type calculé avec les 72 variations. On peut en conclure que la variation retirée du calcul de l'écart type a un faible impact sur les erreurs systématiques.

Il est alors clair que le classement des variations, par ordre croissant d'impact sur les incertitudes systématiques est le suivant :

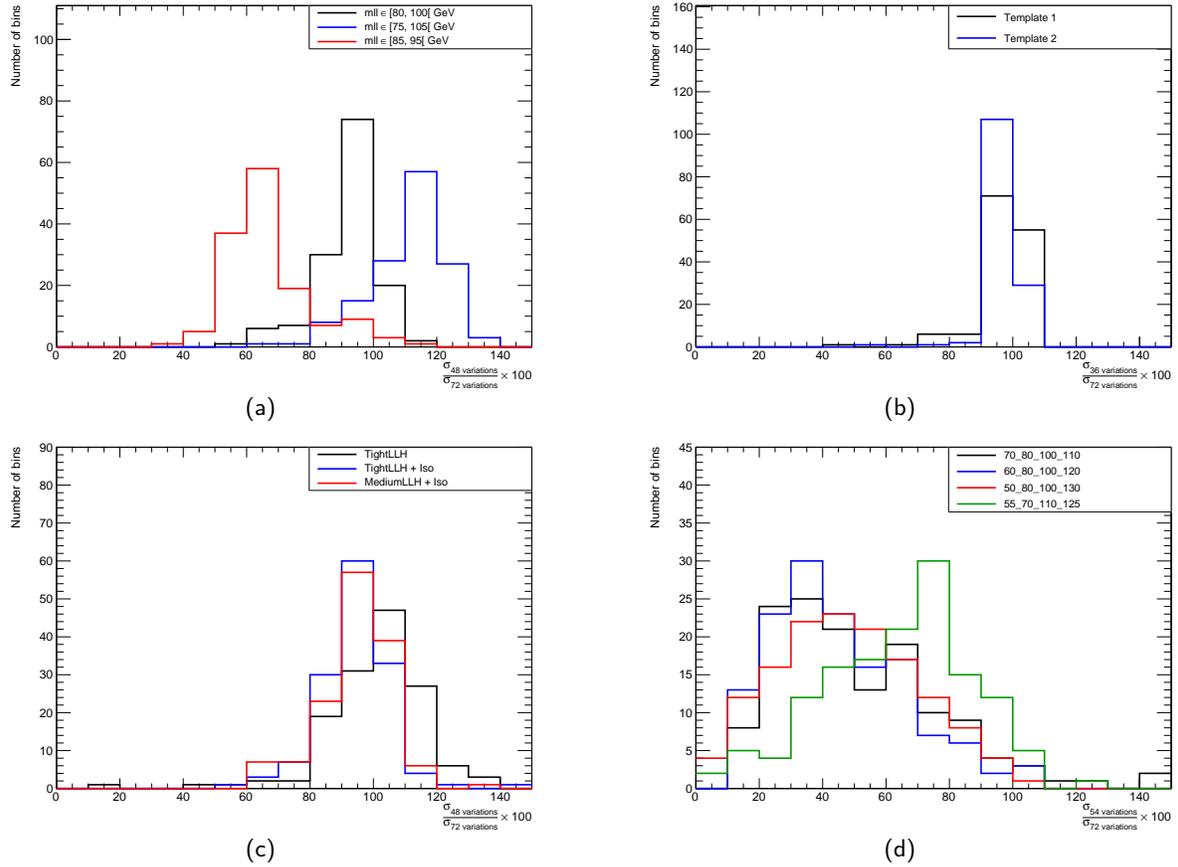


FIGURE 4.18 – Distribution du nombre d'intervalles $E_T \times \eta$ en fonction de la fraction que représente la déviation standard d'un intervalle privé d'une variation de :

- fenêtre de masse autour de la masse du boson Z ;
 - variation de *template* pour l'estimation du nombre de candidats reconstruits ;
 - critère d'identification des électrons ;
 - définition de régions latérales pour l'ajustement de la distribution de candidats dont l'amas de cellules n'est associé à aucune trace dans le détecteur interne ;
- par rapport à la déviation standard calculée en utilisant toutes les variations.

- définition des *templates*
- critères d'identification du *tag*
- fenêtre autour de la masse du boson Z
- définition des régions d'ajustement pour les candidats non-reconstruits comme électrons.

Ces régions d'ajustement sont alors la source majeure de dispersion des efficacités mesurées. La figure 4.19 en illustre l'impact et présente la distribution de rapports entre efficacités mesurées dans les données et simulation (facteurs correctifs) en fonction des variations (à droite). Les mêmes choix de variations sont faits dans les distributions de masse invariante (à gauche) que dans les sections précédentes (*tag tight*, fenêtre de [80, 100] GeV autour de M_Z , choix du *template* 1, défini table 4.5). Les quatre ajustements de distributions de candidats non-reconstruits apparaissent figure 4.19 (gauche) pour deux intervalles $p_T \times \eta$. Ces quatre ajustements sont relatifs aux quatre valeurs centrales d'efficacités entourées en noir sur les distributions de droite. Il apparaît ici clairement que les différentes définitions des bandes latérales ont l'impact le plus important sur les *scale factors* à hauteur de 0.5% pour $20 < E_T < 25$ GeV et 0.3% pour $40 < E_T < 45$ GeV.

L'ajustement de la distribution de candidats non-reconstruits comme électrons est plus instable à haute énergie, le bruit de fond B^γ y étant moins représenté (figure 4.7b). Les fluctuations de B^γ , dues à la statistique limitée, sont alors plus élevées à 40-45 GeV qu'à 20-25 GeV. Cependant, la valeur de l'efficacité dépend de la différence ($N^\gamma - B^\gamma$) et non de B^γ seul. Or cette différence est bien plus élevée pour $40 < E_T < 45$ GeV que $20 < E_T < 25$ GeV comme illustré figure 4.5 (aire entre les distributions verte et oranges). Les fluctuations de B^γ à haute énergie ont alors un impact relatif plus faible à cause d'une différence ($N^\gamma - B^\gamma$) plus importante. Ainsi, la variation relative du terme ($N^\gamma - B^\gamma$) est plus grande à basse énergie.

On peut alors quantifier la variation relative du terme B^γ en fonction de la variation utilisée dans le calcul des incertitudes systématiques :

$$\frac{B^\gamma_{\text{variation}} - B^\gamma_{\text{moyenne}}}{B^\gamma_{\text{moyenne}}}$$

La figure 4.20 présente ce rapport pour deux intervalles en $E_T \times \eta = [15, 20 \text{ GeV}] \times [-2.47, -2.37]$ et $E_T \times \eta = [40, 45 \text{ GeV}] \times [0.1, 0.6]$. Il apparaît que le nombre de candidats non-reconstruits appartenant au bruit de fond peut varier de 10% ($15 < E_T < 20$ GeV) à 50% ($40 < E_T < 45$ GeV), laissant supposer que la méthode employée pour son estimation est perfectible. Dans ce but, une tentative de construction de *template* similaire à la distribution de candidats reconstruits comme électron est présentée pour les candidats non-reconstruits section 4.6.2.

Le terme B^γ participe aussi aux incertitudes statistiques comme indiqué equation (4.6). Le rapport :

$$\frac{\Delta \varepsilon^{(\text{stat})} \text{ avec } \Delta B^\gamma}{\Delta \varepsilon^{(\text{stat})} \text{ avec } \Delta B^\gamma = 0} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial B^\gamma}{\partial n_i} \right)^2 (\Delta n_i^{(\text{syst})})^2} \quad (4.7)$$

est donné figure 4.21a pour tous les intervalles $E_T \times \eta$. Il varie entre 2 à haute énergie dans les "bouchons" et 8 à basse énergie dans la partie "tonneau" du calorimètre électromagnétique. Ce bruit de fond contribue alors pour près de 90% des erreurs statistiques dans certains intervalles. Cela indique que $\Delta \varepsilon^{(\text{stat})}$ est largement corrélée avec les variations sur l'ajustement de la distribution de candidats non-reconstruits. Ceci est en effet illustré figure 4.21b avec le diagramme de corrélations entre incertitudes statistiques et systématiques. Ce diagramme permet aussi de noter que les incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. L'impact des variations liées aux candidats non-reconstruits ne peut donc pas être ignoré par rapport aux incertitudes totales.

4.6.2 Construction de modèles de bruit de fond pour les candidats non-reconstruits comme électrons

Il a été vu à la section précédente que l'ajustement de la distribution de candidats non-reconstruits comme électrons impactait largement la dispersion des valeurs centrales d'efficacités au sein d'un intervalle $E_T \times \eta$, mais aussi les erreurs statistiques et systématiques associées. Cette section présente qualitativement les tentatives de construction de *template* pour ces mêmes candidats afin de palier à cette instabilité. Les choix d'inversion de critères d'identification (échouer à au moins deux coupures du menu *loose++*) et d'isolation sont décrits table 4.7. À ces sélections inversées,

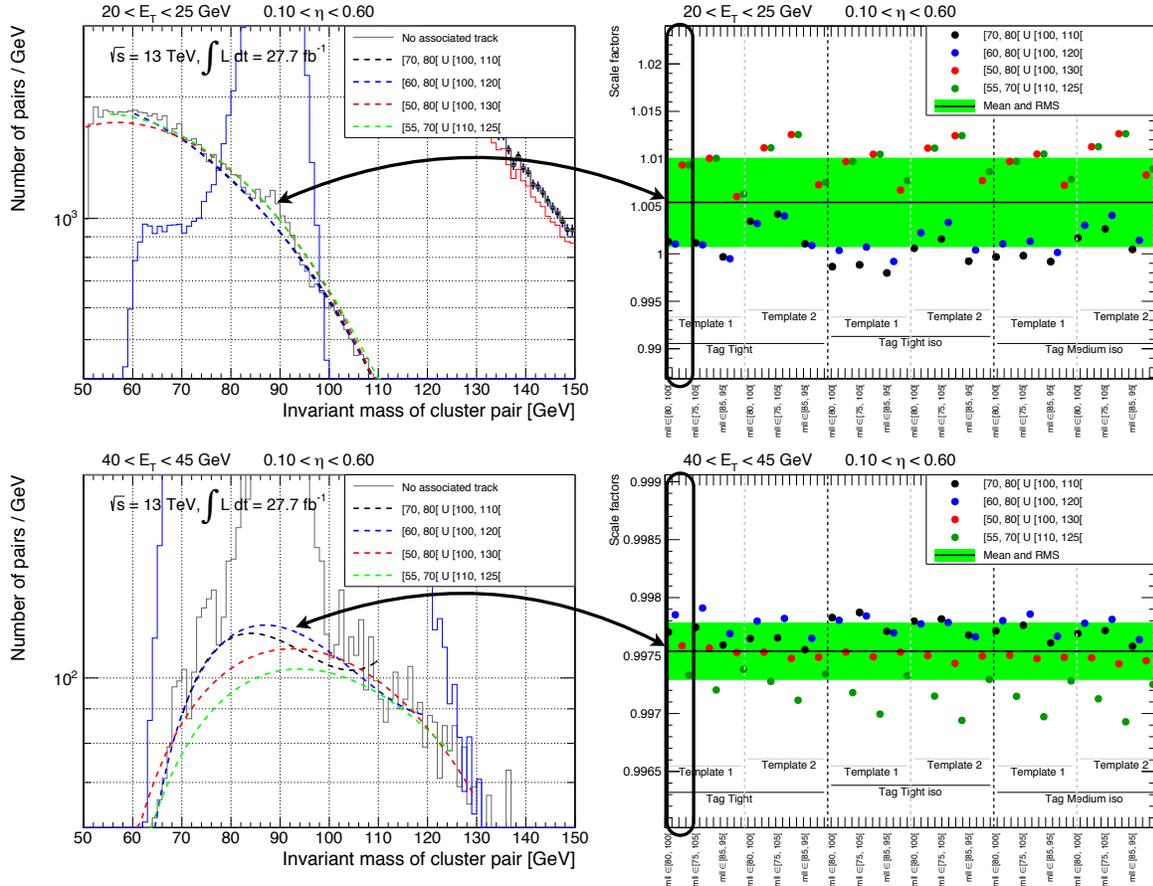


FIGURE 4.19 – Gauche : distribution de masse invariante des paires *tag-probe* dans un intervalle d'énergie transverse entre 20 et 25 GeV (haut), 40 et 45 GeV (bas) et $0.1 < \eta < 0.6$ avec 27.7 fb $^{-1}$ de données recueillies en 2016. L'ensemble des candidats est donné par les points noirs (l'échelle en ordonnée ne les fait pas apparaître pour $40 < E_T < 45$ GeV), la simulation apparaît en bleu, le *template* normalisé est matérialisé par la ligne rouge. La distribution des candidats dont l'amas de cellules dans le calorimètre n'est associé à aucune trace apparaît en gris et les différentes courbes ajustées dans les régions hors de la fenêtre de masse du boson Z sont matérialisées par les lignes discontinues. La courbe ajustée dans l'intervalle $[70; 80[\cup [100; 110[$ GeV apparaît en noir, $[60; 80[\cup [100; 120[$ GeV en bleu, $[50; 80[\cup [100; 130[$ GeV en rouge et $[55; 70[\cup [110; 125[$ GeV en vert.

Droite : distribution des rapports d'efficacité avec 27.7 fb $^{-1}$ de données recueillies en 2016 et simulation dans deux intervalles $E_T \times \eta = [20, 25$ GeV $\times [0.10, 0.60[$ (haut) et $E_T \times \eta = [40, 45$ GeV $\times [0.10, 0.60[$ (bas). Chaque point de l'axe des abscisses représente une des 72 variations utilisées dans le calcul des erreurs systématiques. Seules les variations relatives à la fenêtre de masse du boson Z apparaissent sur cet axe par souci de lisibilité. La ligne noire matérialise la moyenne des 72 rapports utilisée comme valeur centrale. La bande verte matérialise la déviation standard de la distribution, laquelle sera utilisée comme erreur systématique symétrique.

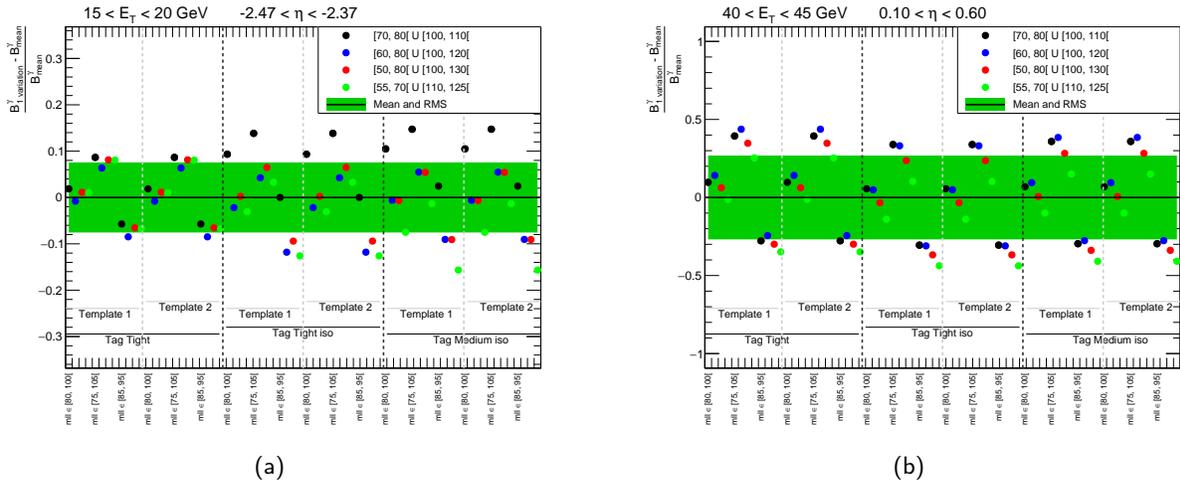


FIGURE 4.20 – Distribution de la variation relative du nombre estimé de candidats bruit de fond pour les amas de cellules n'étant associés à aucune trace dans le détecteur interne dans 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016 en fonction de la variation utilisée dans le calcul des erreurs systématiques. La ligne noire représente la moyenne de ces variations, égale à 0 du fait de la comparaison à la valeur nominale. La bande verte matérialise la déviation standard de la distribution de variation relative.

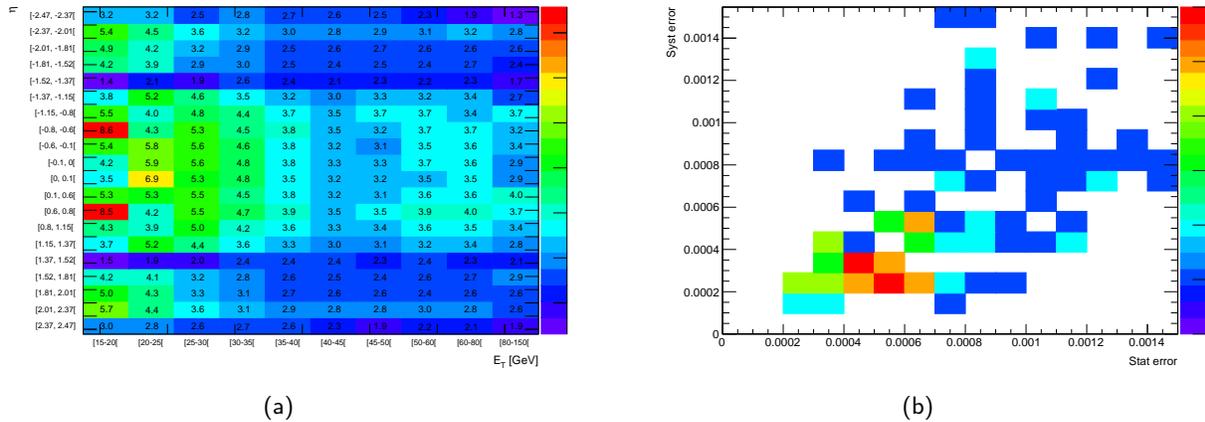


FIGURE 4.21 – a. Rapport de l'erreur statistique sur l'efficacité de reconstruction des électrons pour chaque intervalle $E_T \times \eta$ avec et sans erreur statistique sur le terme de bruit de fond des candidats non-reconstruits (equation (4.7)) avec 27.7 fb^{-1} de données recueillies en 2016.
 b. Diagramme de corrélation entre les erreurs statistiques et systématiques pour chaque intervalle $E_T \times \eta$.

sont ajoutées les critères de non-association de trace. Cibler les candidats non-reconstruits implique de n'avoir pas de trace dans le détecteur interne. Ainsi, ne sont sélectionnés que les candidats échouant au critère d'existence de trace. La modélisation de ce bruit de fond est alors présentée figures 4.22a et 4.22b pour des intervalles avec une statistique élevée et 4.22c - 4.22d pour des intervalles avec une statistique moindre.

Template	Coupsures inversées	Isolation		Région de contrôle	
		$E_T < 30$ GeV	$E_T \geq 30$ GeV	$E_T < 30$ GeV	$E_T \geq 30$ GeV
Variation 1	Échoue à au moins deux coupures <i>loose++</i>	$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone30}}}{p_T} > 0.02$	$\frac{\text{topo}E_T^{\text{cone40}}}{p_T} > 0.05$	$m_{ee} \in [50, 70]$ GeV	$m_{ee} \in [50, 70]$ GeV
Variation 2		-	-	$m_{ee} \in [50, 70]$ GeV	$m_{ee} \in [50, 70]$ GeV

TABLE 4.7 – Description des *templates* utilisés pour estimer le bruit de fond issu des candidats non-reconstruits. À ces coupures, s'ajoute le fait d'exiger que les *probes* n'aient pas de trace associée à l'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique.

La région de contrôle est choisie à basse masse ($50 < m_{ee} < 70$ GeV), la forme des *templates* sous-estimant largement les données avec une normalisation dans une région de haute masse. Les courbes bleue et grise correspondent à ces nouveaux *templates*. Ils permettent de modéliser les données à basse masse ($m_{ee} < 80$ GeV) (la normalisation y est correcte par définition, mais la forme de la distribution est néanmoins bien reproduite dans cette région). À l'inverse, le nombre de candidats est légèrement surestimé dans la région de haute masse ($m_{ee} > 110$ GeV).

Une solution possible pourrait être de combiner la normalisation des *templates* dans les régions de haute et de basse masse. Cette solution semble toutefois fragile, le problème étant manifestement que la composition de ce bruit de fond n'est pas connue avec précision. Il est alors envisageable d'inverser d'autres critères d'identification, mais aucune variable utilisée dans les menus *loose* ne permet de discriminer les électrons au profit des photons.

Dans la mouvance actuelle des analyses de physique et la multiplication des analyses multivariées³, il pourrait être envisageable de combiner plusieurs critères d'identification afin de séparer plus efficacement les lots de photons et d'électrons. Ces études restent néanmoins à développer et sortent du cadre de ce manuscrit.

3. Par exemple l'étude de la production associée d'un boson de Higgs et une paire de quarks top-antitop $t\bar{t}$ avec un état final comprenant plusieurs leptons voit pour la première fois dans ATLAS l'utilisation d'arbres de décision boostés dans la sélection des événements (comme décrit au chapitre suivant). De même, la discrimination de particules identifiées à tort comme leptons prompts se voit aussi pour la première fois bénéficier du pouvoir discriminant des analyses multivariées (*PromptLeptonIso* décrit au chapitre suivant, paragraphe 5.5.2).

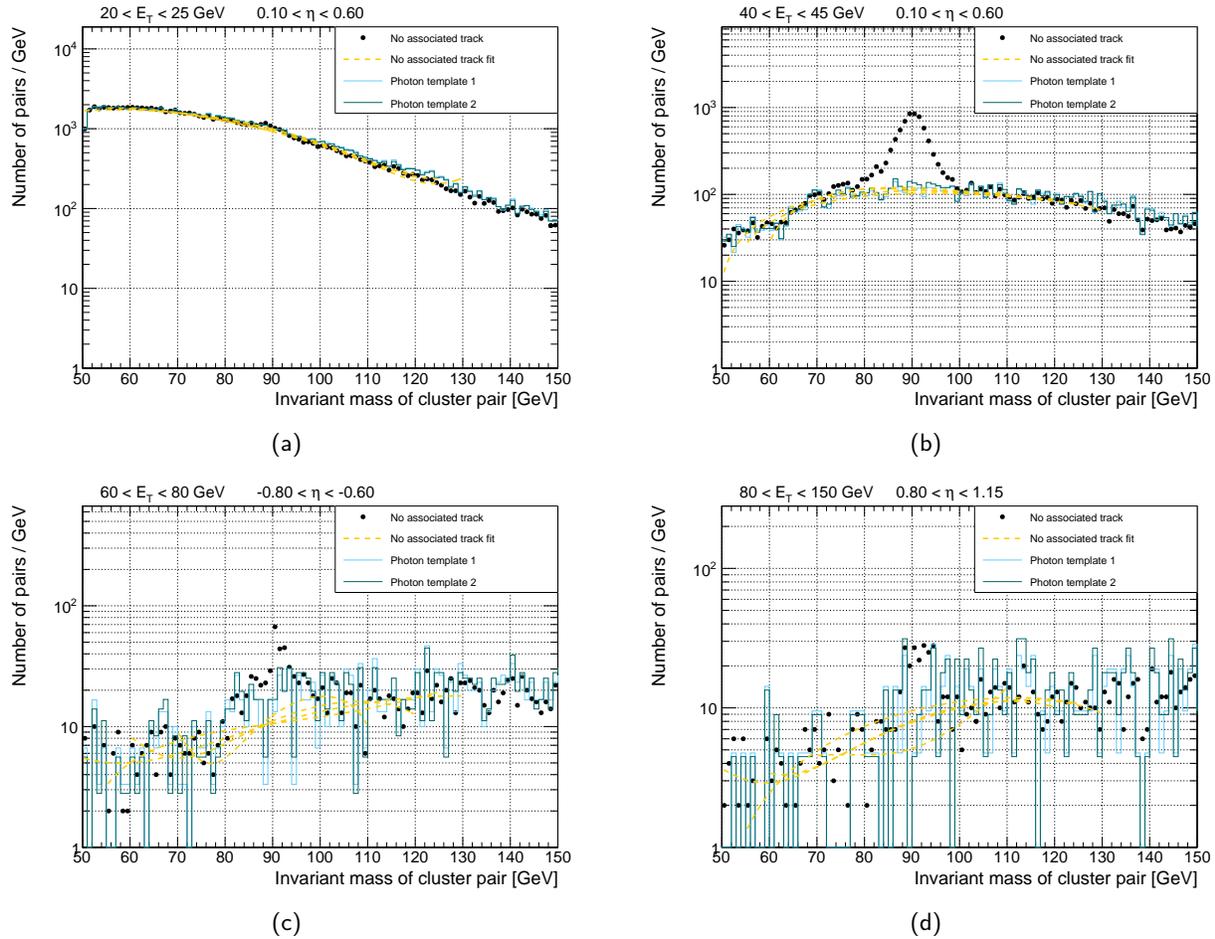


FIGURE 4.22 – Distribution de masse invariante des paires *tag-probe* pour diverses impulsions transverses et pseudo-rapidités. Les points noirs représentent les données. Les quatre lignes oranges discontinues matérialisent les quatre distributions ajustant la distribution des candidats dont l'amas de cellules dans le calorimètre n'est associée à aucune trace dans le détecteur interne, comme décrit section 4.3.2. Les deux *templates* décrits table 4.7 sont matérialisés par les distributions bleue et grise.

4.7 Conclusion

L'efficacité de reconstruction des électrons est mesurée dans le détecteur ATLAS avec 27.7 fb^{-1} de données récoltées au cours de l'année 2016 au LHC avec une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Les résultats se présentent sous la forme de cartes à deux dimensions (E_T, η) avec 10 intervalles en E_T et 20 en η . La mesure repose sur la méthode *Tag-and-Probe* dans le canal $Z \rightarrow ee$. L'efficacité de reconstruction des électrons varie de 97% à 99% à basse énergie ($E_T < 20 \text{ GeV}$) et est affectée d'incertitudes statistiques et systématiques de même ordre de grandeur (resp. 1% et 2%). À haute énergie ($E_T > 80 \text{ GeV}$), elle est d'environ 99% pour tout η , avec des erreurs statistiques (systématiques) inférieures à 0.5% (0.3%). Pour des énergies transverses E_T de l'ordre de 40-45 GeV, $\varepsilon_{\text{reco}}$ varie aussi de 97 à 99%, mais avec des erreurs inférieures à 0.1%. Une comparaison des efficacités mesurées en 2016 et avec les 3.2 fb^{-1} de données récoltées en 2015 à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ montre globalement un très bon accord entre elles dans les limites imposées par les incertitudes.

Ces efficacités sont aussi mesurées dans la simulation et leur rapport avec les mesures dans les données définit un facteur de correction aux simulations de réponse du détecteur. Ce facteur de correction est compatible avec 1 dans tous les intervalles considérés, avec des erreurs similaires à l'efficacité calculée dans les données. Il a été vérifié que ce facteur est constant au cours de l'année 2016, mais il apparaît qu'il est légèrement plus élevé en 2016 qu'en 2015, de 1 à 2‰, à cause de l'augmentation du taux d'empilement. Les mesures d'efficacité relatives aux électrons sont en cours de publication.

L'étude de l'impact des variations dans le calcul des incertitudes montre que le choix des différentes régions d'ajustement pour l'estimation des candidats bruit de fond non-reconstruits comme électrons impacte les incertitudes systématiques pour 1% de l'erreur totale à basse énergie. L'écart entre le nombre calculé pour ces candidats allant jusqu'à 50%, les incertitudes statistiques pâtissent alors de cette instabilité. Les erreurs statistiques et systématiques sont par conséquent fortement corrélées.

Les incertitudes statistiques et systématiques étant du même ordre de grandeur, l'augmentation de luminosité ($\sim 150 \text{ fb}^{-1}$ de données attendus à l'issue du Run 2) n'est plus le levier principal de la réduction des erreurs. Elle doit s'accompagner d'un raffinement de la méthode, en particulier dans l'estimation des bruits de fond. Si l'estimation des candidats bruit de fond reconstruits avec une trace de qualité suffisante ou non semble bien établie, il a été montré que des améliorations étaient vraisemblablement possibles pour l'estimation des candidats non-reconstruits comme électrons. Ces améliorations seront sans nul doute à considérer avec l'augmentation de luminosité dans les futurs Runs du LHC.

Les résultats présentés dans ce chapitre font partie d'une publication en cours sur les performances du détecteur ATLAS relatives aux électrons.

5

Recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top dans les canaux avec deux leptons de même signe

L'étude du couplage entre le quark top et le boson de Higgs permet d'approfondir les connaissances sur les propriétés de ce dernier ainsi que notre compréhension du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible. Le quark top est la particule fondamentale la plus massive, donc outil de choix dans l'étude du Modèle Standard. La valeur de son couplage de Yukawa au boson de Higgs s'exprime comme $y_t = \sqrt{2}M_t/v \sim 1$ où M_t est la masse du quark top et v la VEV (acronyme de l'anglais *Vacuum Expectation Value*) est la valeur du potentiel du champ de Higgs dans le vide, non nulle avec $v = 246.22$ GeV. Cette valeur de y_t , proche de l'unité, fait du quark top le seul quark "naturel" grâce à sa masse de 173 GeV [93]. Il est en effet le seul dont la masse est de l'ordre de grandeur de l'échelle de Fermi $(\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV, échelle de la brisure de symétrie électrofaible.

La valeur y_t de ce couplage peut être déterminée à partir de la section efficace de production du boson de Higgs par fusion de gluons $gg \rightarrow H (ggH)$. Ce processus fait intervenir une boucle dominée par les saveurs lourdes dans le Modèle Standard. De même, la boucle de production $H \rightarrow \gamma\gamma$ fait intervenir ces saveurs lourdes, quoique dominée par le boson W . En ne supposant aucune contribution de processus de Nouvelle Physique, la contribution du quark top à ces processus peut ainsi être mesurée de façon indirecte. Le rapport entre couplages observé et prédit par la théorie a été mesuré par les expériences ATLAS et CMS avec une erreur de l'ordre de 20 % [53]. La confrontation de ces résultats avec une mesure directe du couplage entre le quark top et le boson de Higgs est toutefois nécessaire. Une déviation de sa valeur pourrait mettre en lumière la contribution de nouvelles particules aux boucles, signature de processus de Nouvelle Physique.

Une mesure directe de ce couplage est possible par l'étude de modes de production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks top-antitop ($t\bar{t}$) $gg/qq \rightarrow t\bar{t}H$. Ce processus, à l'ordre de l'arbre dans la théorie des perturbations, permet la mesure de y_t sans nécessité d'hypothèse sur l'absence de Nouvelle Physique. Parmi les quatre principaux modes de production du boson de Higgs au LHC, il s'agit de celui ayant la plus faible section efficace, inférieure de deux ordres de grandeur à la fusion de gluons.

Les collaborations ATLAS et CMS utilisent la topologie particulière des événements $t\bar{t}H$ comptant deux quarks top et combinent un maximum de modes de désintégration du boson de Higgs en étudiant de multiples canaux aux états finaux caractéristiques. Toutes deux exploitent les désintégrations $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau, \gamma\gamma, b\bar{b}$, chacune source de multiples états finaux, lesquels font l'objet d'optimisations propres. Parmi l'ensemble des combinaisons étudiées, ce manuscrit décrit l'analyse de canaux multileptoniques dans lesquels apparaissent deux leptons légers de même charge électrique dans l'état final (noté $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ ou $2\ell SS$).

Les mesures faites au Run 1 du LHC par les expériences ATLAS et CMS sont présentées dans la section 5.1, suivies d'une présentation globale de l'analyse menée dans ATLAS au Run 2 en section 5.2. Les sections 5.3 et 5.4 présentent les lots de données et simulations utilisés dans l'analyse ainsi que les processus de signal et principaux bruits de fond. Les procédures de sélection des objets et événements sont développées section 5.5. L'estimation de ces bruits de fond et leur discrimination sont détaillées dans les sections 5.6 et 5.7. Les résultats sont finalement présentés section 5.8.

5.1 Résultats au Run 1

La découverte du boson de Higgs en 2012 d'une masse proche de 125 GeV par les expériences ATLAS [22] et CMS [23] signe le succès majeur du Modèle Standard dans la description du monde électrofaible et confirme le pouvoir prédictif de cette théorie. Les deux expériences ont utilisé environ 5 fb^{-1} de données récoltées en 2011 avec une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (4.8 fb^{-1} pour ATLAS, 5.1 fb^{-1} pour CMS) et 5 fb^{-1} en 2012 avec $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (5.8 fb^{-1} pour ATLAS, 5.3 fb^{-1} pour CMS). Découvert au cours du Run 1 du LHC, en combinant les canaux de désintégration en deux photons [124, 125], WW [126, 127] et ZZ [128, 129], l'étude de ses propriétés constitue un enjeu majeur de la physique électrofaible.

Le couplage du boson de Higgs aux fermions est responsable de leur masse non nulle. Seul le couplage au lepton τ a été mis en évidence grâce aux données recueillies au cours du Run 1 du LHC [53, 130, 131]. Le couplage d'une particule, d'une masse comprise entre 120 et 135 GeV, au quark b a lui été mis en évidence par les expériences CDF et D0 au Tevatron [132]. Une mesure indirecte du couplage au quark top est obtenue en combinant les mesures des expériences ATLAS et CMS et livre $y_t = 0.87 \pm 0.15$ [53].

Les premières mesures directes du couplage de Yukawa entre le quark top et le boson de Higgs ont été faites par les expériences ATLAS et CMS en combinant les modes de désintégration en $H \rightarrow b\bar{b}$ [133, 134, 135], $H \rightarrow \gamma\gamma$ [136, 137] avec les états finaux multileptoniques de $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau$ [137, 138]. La combinaison des résultats de ces deux expériences est présentée figure 5.1. Les mesures présentées sont les forces du signal dans les modes de production du boson de Higgs ($t\bar{t}H$ apparaît en dernier), définies comme le rapport entre les sections efficaces de production mesurées et théoriques. Le terme μ_{ggF} , force du signal dans le mode de production par fusion de gluons, apparaissant figure 5.1 correspond alors à $\sigma_{ggF}^{\text{mes}}/\sigma_{ggF}^{\text{th}}$.

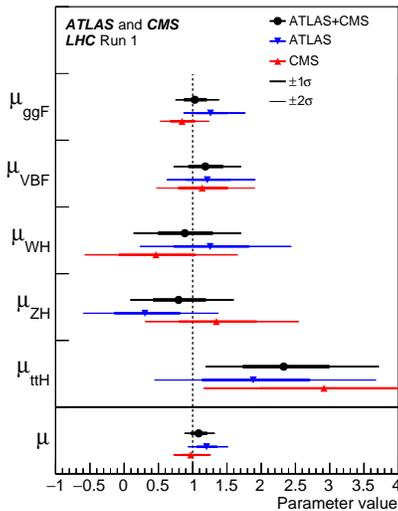


FIGURE 5.1 – Combinaison des forces de signal mesurées par les expériences ATLAS et CMS au Run 1 du LHC en fonction du mode de production du boson de Higgs. Les résultats de l'expérience ATLAS (CMS) apparaissent en noir (bleu) et leur combinaison en rouge. Les barres d'erreur épaisses (fines) matérialisent l'intervalle de niveau de confiance de 66% (95%), soit 1σ (2σ) [53].

Les résultats combinés des expériences ATLAS et CMS [53] donnent un rapport des sections efficaces observées et prédites par le Modèle Standard pour $t\bar{t}H$ de (*c.f.* figure 5.1) :

$$\mu_{ttH} = \frac{\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H)}{\sigma_{SM}(pp \rightarrow t\bar{t}H)} = 2.3^{+0.7}_{-0.6}.$$

Les canaux multileptoniques comptent parmi les plus sensibles pour l'estimation de la force du signal $t\bar{t}H$. La collaboration ATLAS observe $\mu_{ttH} = 2.1^{+1.4}_{-1.2}$ [138] en combinant les canaux multileptoniques suivants :

- deux leptons légers de même charge électrique, électrons ou muons, sans candidat tau à décroissance hadronique ($2\ell SS 0\tau_{\text{had}}$, souvent abrégé en $2\ell SS$),
- deux leptons de même charge électrique, avec un candidat tau à décroissance hadronique ($2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$),
- trois leptons légers (3ℓ),

- quatre leptons légers¹ (4ℓ),
- un lepton léger et deux candidats tau à décroissance hadronique ($1\ell + 2\tau_{\text{had}}$).

L'excès observé, statistiquement non significatif, provient principalement des états finaux sensibles aux désintégrations $H \rightarrow WW^*$ et $\tau\bar{\tau}$ (c.f. table 5.1). Les résultats des canaux individuels et leur combinaison sont résumés figure 5.2.

Catégorie	WW^*	$\tau\tau$	ZZ^*	Autres
$2\ell 0\tau_{\text{had}}$	80 %	15 %	3 %	2 %
3ℓ	74 %	15 %	7 %	4 %
$2\ell 1\tau_{\text{had}}$	35 %	62 %	2 %	1 %
4ℓ	69 %	14 %	14 %	4 %
$1\ell 2\tau_{\text{had}}$	4 %	93 %	0 %	3 %

TABLE 5.1 – Proportion des désintégrations du boson de Higgs dans la production d'évènements aux 5 états finaux multileptoniques de l'analyse menée au Run 1 du LHC. La colonne "autres" concerne principalement $H \rightarrow \mu\mu$ et $H \rightarrow b\bar{b}$.

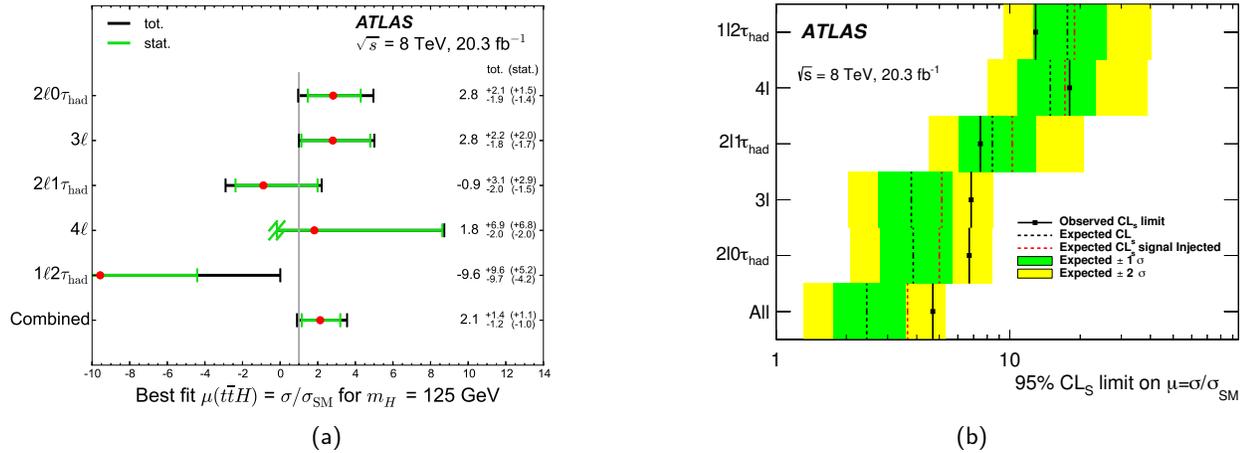


FIGURE 5.2 – a. Valeurs de force du signal $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$ issues d'ajustement (*fits*) dans les canaux de production de boson de Higgs associée à une paire de quarks top avec état final multileptonique. L'ensemble des données collectées au Run 1 sont utilisées. Pour 4ℓ , $\mu < -0,17$ donne un nombre d'évènements négatif, d'où la troncature en ce point. b. Limites avec un niveau de confiance de 95 % sur la force du signal μ [138].

Ces résultats sont en accord avec le Modèle Standard. Une limite sur la force du signal : $\mu < 4.7$ est estimée avec un niveau de confiance de 95%. La limite attendue en l'absence de signal $t\bar{t}H$ est $\mu < 2.4$.

Plus spécifiquement, l'état final comprenant deux leptons de même signe considéré dans ce document est le plus sensible des canaux multileptoniques. La force du signal mesurée par l'expérience ATLAS est :

$$\mu_{t\bar{t}H} (2\ell SS) = 2.8^{+2.1 (1.5 \text{ stat})}_{-1.9 (1.4 \text{ stat})}$$

Cette valeur est légèrement dominée par les incertitudes statistiques. Le Run 2 du LHC voit croître l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) de 8 à 13 TeV, augmentant la section efficace de production du signal $t\bar{t}H$ d'un facteur d'environ 3.9 par rapport au Run 1 [140, 39]. En outre, l'augmentation de luminosité permettra aussi d'améliorer la précision de la mesure.

1. Il s'agit ici du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Le canal $H^* \rightarrow ZZ$ fait partie d'une autre analyse [139].

5.2 Présentation générale de l'analyse menée au Run 2 du LHC

Comme au Run 1 du LHC, la collaboration ATLAS tire avantage d'un maximum de modes de désintégration du boson de Higgs dans l'étude des canaux de production $t\bar{t}H$. Trois groupes d'analyse sont dédiés à l'étude de ces canaux selon le mode de désintégration du boson de Higgs : $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, ou donnant lieu à un état final multileptonique ($H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow ZZ^*$ ou $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$). Par ailleurs, un groupe est dédié à l'analyse du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, où la production $t\bar{t}H$ est aussi étudiée.

L'étude des canaux multileptoniques est subdivisée en de multiples canaux catégorisés par leur nombre de leptons légers (e, μ) et de taus issus de désintégrations hadroniques, notés τ_{had} . L'augmentation de la section efficace de production du processus de signal conjointe à celle de luminosité permet d'étendre l'espace des phases de l'analyse par rapport à celle menée au Run 1. Les définitions de chaque canal deviennent plus permissives, et aux 5 canaux déjà exploités précédemment, sont ajoutées les régions :

- 2 leptons légers de charges électriques différentes et un candidat tau à décroissance hadronique ($2\ell\text{OS} + 1\tau_{\text{had}}$),
- trois leptons légers et un candidat tau à décroissance hadronique ($3\ell + 1\tau_{\text{had}}$),

Cette catégorisation en régions orthogonales est représentée figure 5.3. Tout l'éventail de canaux existant n'est cependant pas exploité par manque de statistique. L'analyse tend à étoffer son panel de régions de signal avec l'augmentation de luminosité et pourra potentiellement ajouter d'autres canaux, comme $2\ell\text{SS} + 2\tau_{\text{had}}$.

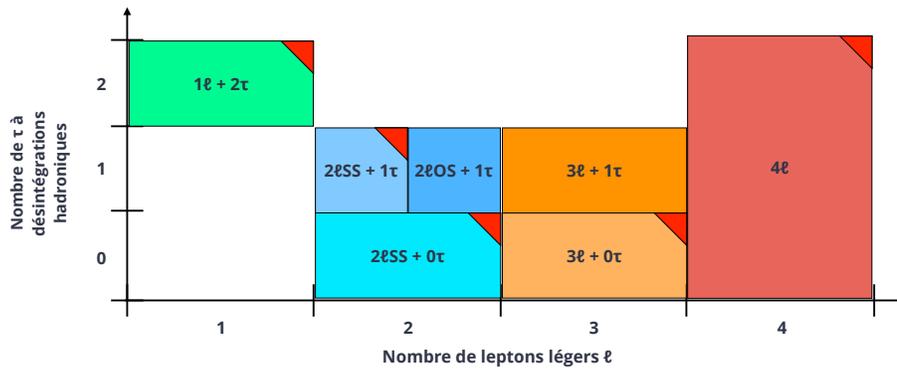


FIGURE 5.3 – Répartition des sept canaux multileptoniques utilisés dans l'étude de production $t\bar{t}H$. OS (SS), de l'anglais *Opposite Sign* (*Same Sign*), désigne les états finaux comptant deux leptons de charge électrique différente (identique). Les canaux marqués d'un triangle rouge dans le coin supérieur droit étaient déjà présents dans l'analyse menée au Run 1.

Ces signatures sont majoritairement sensibles aux désintégrations du boson de Higgs $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ et permettent de limiter la nuisance des bruits de fond $t\bar{t}$ et $t\bar{t}V$ (décrits section 5.3). Les bruits de fond sont estimés en combinant simulations et méthodes basées sur les données. Ces dernières sont largement détaillées section 5.6.

Pour chaque canal, une méthode de classification du signal et des bruits de fond est développée. Les canaux bénéficiant d'une statistique suffisante après sélection des événements se voient soumis à des analyses multivariées. Les canaux $2\ell\text{SS}$, 3ℓ , $1\ell\text{SS} + 2\tau_{\text{had}}$, $2\ell\text{SS} + 1\tau_{\text{had}}$, $2\ell\text{OS} + 1\tau_{\text{had}}$ tirent ainsi avantage de ces techniques basées sur l'apprentissage de la machine. Le canal $3\ell\text{SS} + 1\tau_{\text{had}}$ ne compte pas suffisamment d'événements pour de telles méthodes et l'estimation de $\mu_{t\bar{t}H}$ repose sur le comptage des événements. Le canal 4ℓ compte aussi très peu d'événements mais est subdivisé en deux régions enrichie et appauvrie en boson Z (processus $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ et $WW^* \rightarrow \ell^+\ell^-$) selon la présence ou l'absence d'une paire de leptons de même saveur et charge opposées (appelées Z -enr. et Z -dep.). La région Z -enr. est soumise à une analyse multivariée pour discriminer le bruit de fond $t\bar{t}Z$. Le comptage des événements est alors fait dans les deux régions Z -enr. et Z -dep.

Huit régions de signal sont définies à l'issue des sélections spécifiques à chaque canal multileptonique (une pour chaque canal et deux pour le canal 4ℓ). Chacune de ces régions se voit construire une distribution optimisée pour la séparation entre signal et bruits de fond. Dans le cas des canaux les plus riches en statistique, ces distributions sont étudiées pour maximiser la pureté en signal dans certains intervalles. Dans le cas d'un comptage d'événements simple ($3\ell + 1\tau_{\text{had}}$, 4ℓ - Z -enr. et Z -dep.), elles ne comptent qu'un simple intervalle.

De même, quatre régions de contrôle enrichies en bruits de fond $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, VV et $t\bar{t}$ sont construites dans le canal 3ℓ . Elles permettent de contraindre certains paramètres de nuisance relatifs à ces bruits de fond dans l'ajustement des prédictions aux données.

La somme des prédictions (signal et bruits de fond) est confrontée aux données pour chacun des discriminants optimisés dans les régions de signal et de contrôle. Un ajustement simultané de ces 8+4 distributions livre la valeur de $\mu_{t\bar{t}H}$ permettant le meilleur accord entre données et prédictions. La section efficace de production du processus $t\bar{t}H$ observée peut alors être mesurée.

Les fractions de nombres d'évènements $t\bar{t}H$ attendus dans les 8 régions de signal selon les différentes désintégrations du boson de Higgs sont présentées figure 5.4a. De même, les rapports signal-sur-bruit S/B et S/\sqrt{B} apparaissent figure 5.4b pour les 8+4 régions précédemment définies. Le second étant similaire à la signification statistique ², les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ sont les plus sensibles, tandis que la région de signal la plus pure en signal est la région 4ℓ appauvrie en bosons Z (Z -dep.).

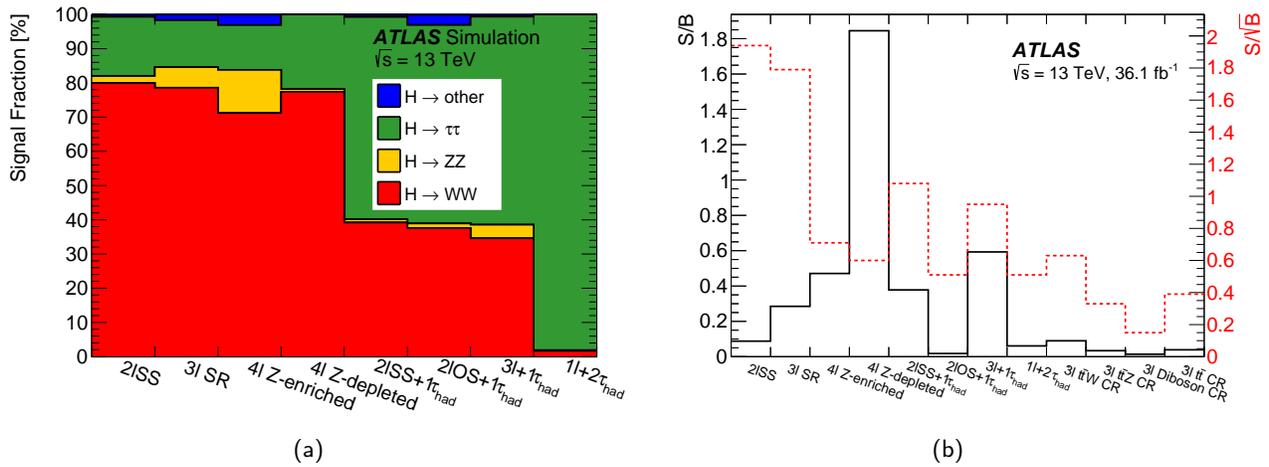


FIGURE 5.4 – a. Proportions d'évènements $t\bar{t}H$ attendus dans les 8 régions de signal en fonction de la désintégration du boson de Higgs. *Other* désigne principalement $H \rightarrow \mu\mu$ et $H \rightarrow \tau\tau$. b. Rapport signal-sur-bruit S/B (S/\sqrt{B}) dans les 8 régions de signal et 4 régions de contrôle matérialisé par la ligne noire continue (ligne rouge discontinue). Les méthodes d'estimations de bruits de fond sont décrites section 5.6 pour faux leptons et inversion de charge. Signal et autres bruits de fond sont estimés à l'aide des simulations (*c.f.* section 5.4).

5.2.1 Retour sur les résultats de 2016

Les premiers résultats des expériences ATLAS [142] et CMS [143] utilisant les données du Run 2 du LHC ont été rendus publics à la 38^{ème} conférence internationale d'ICHEP (*International Conference on High Energy Physics*) du 3 au 10 Août 2016 à Chicago, utilisant respectivement 13.2 et 12.9 fb^{-1} de données récoltées au cours des années 2015 et début 2016. La combinaison des canaux multileptoniques seuls permettait à l'expérience ATLAS de mesurer une valeur pour la force du signal $t\bar{t}H$:

$$\mu_{t\bar{t}H} = 2.5_{-1.1}^{+1.3} = 2.5_{-0.7}^{+0.7} (\text{stat})_{-0.9}^{+1.1} (\text{syst})$$

et CMS mesurait :

$$\mu_{t\bar{t}H} = 2.0_{-0.7}^{+0.8} (\text{stat} + \text{syst}).$$

2. Il ne s'agit que d'une approximation de la signification statistique, valide pour des lots de statistique élevée. Étant donnés les nombres d'évènements de signal et bruit de fond dans les canaux multileptoniques, la sensibilité expérimentale peut être estimée par la méthode décrite en ref. [141].

Ces résultats combinent les canaux $2\ell SS 0\tau_{had}$, $2\ell SS + 1\tau_{had}$, 3ℓ et 4ℓ (pour ATLAS uniquement). La différence de sensibilité entre les deux expériences tient en grande partie à la procédure de sélection des évènements : sélections classiques pour l'expérience ATLAS (coupures rectangulaires) et analyse multivariée pour CMS (arbres de décision boostés). Les prédictions ajustées aux données dans l'ensemble des canaux multileptoniques pour ATLAS et dileptoniques pour CMS sont présentés figures 5.5a et 5.5b. Ainsi, la signification statistique attendue par CMS par la combinaison des canaux était de 1.7σ contre 1.0σ pour ATLAS. Les résultats pour chaque canal et leur combinaison sont donnés figures 5.5c et 5.5d.

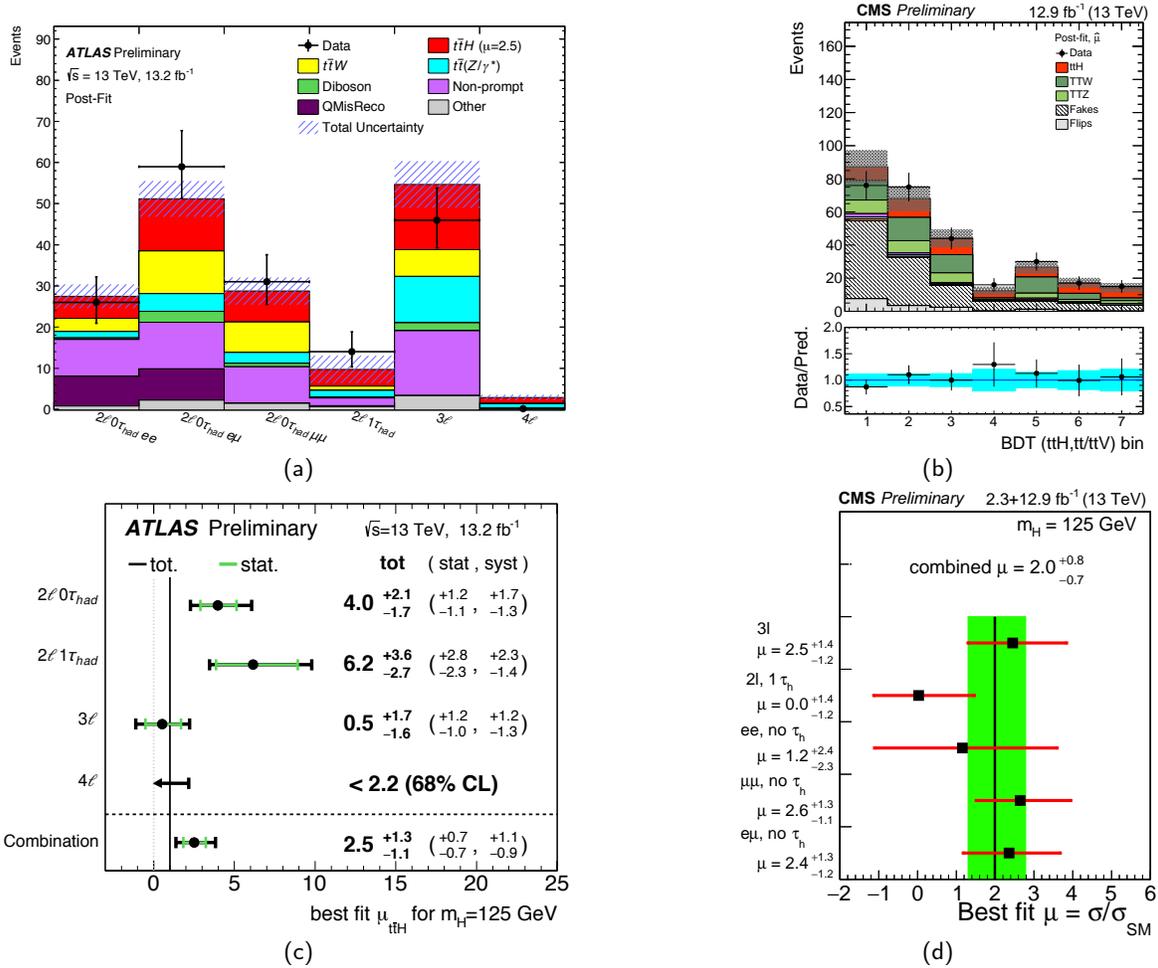


FIGURE 5.5 – a. Comparaison des prédictions de signal et bruits de fond aux données dans les 6 régions de signal définies par l'expérience ATLAS après ajustement aux données (3 régions de signal pour le canal $2\ell SS 0\tau_{had}$ pour les états finaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ et une pour 3ℓ , 4ℓ et $2\ell SS + 1\tau_{had}$) [142]. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions. b. Comparaison des prédictions de signal et bruits de fond aux données dans le discriminant multivarié optimisé par l'expérience CMS dans les canaux à deux leptons après ajustement [143]. c. et d. Valeurs de force du signal $\mu_{t\bar{t}H}$ mesurées par les expériences ATLAS (c) et CMS (d) dans les 4 (3) canaux multileptoniques et leur combinaison avec 13.2 (12.9 fb^{-1}) de données prises en 2015 et 2016.

De nombreuses améliorations ont été implémentées au cours des années 2016 et 2017 au sein de l'analyse menée par l'expérience ATLAS. La différence majeure réside dans le passage d'un comptage d'évènements dans des régions de signal simples à la construction de discriminants multivariés dans les canaux $2\ell SS 0\tau_{had}$, $2\ell SS + 1\tau_{had}$, 3ℓ et 4ℓ .

Les critères de déclenchement d'acquisition ont été élargis, passant d'un déclenchement par un lepton léger à une combinaison à simple ou double leptons. Le gain d'acceptance est discuté au paragraphe 5.5.1. Cette amélioration,

combinée avec l'augmentation de luminosité, permet de diminuer le seuil de sélection en impulsion transverse p_T des leptons de 25 GeV à 20 GeV dans la région de signal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$. Elle permet aussi de s'affranchir d'un biais induit par ces critères de déclenchement dans l'estimation des faux leptons par la méthode de la matrice (détaillée au paragraphe 5.6.2).

Deux variables basées sur des analyses multivariées sont aussi construites pour réduire le nombre de faux leptons (PromptLeptonIso) et d'inversions de charge dans la région de signal. La construction de ces variables est décrite au paragraphe 5.5.2.

En outre, la méthode de suppression du double comptage des objets (décrite au paragraphe 5.5.2) a été modifiée et de nouvelles méthodes d'estimation du nombre de faux leptons et faux τ_{had} ont été développées. J'ai pu contribuer au développement d'un programme d'estimation du nombre de faux leptons permettant de confirmer les valeurs utilisées par l'ensemble du groupe d'analyse. L'ensemble des résultats relatifs à l'utilisation de ce code sont présentés dans [116].

Enfin, 3 canaux ont été ajoutés à la combinaison : $1\ell + 2\tau_{\text{had}}$, $2\ell OS + 1\tau_{\text{had}}$ et $3\ell + 1\tau_{\text{had}}$, comme précisé figure 5.3. L'ensemble des 4 canaux initialement combinés en 2016 ont bénéficié des améliorations précédemment listées. Plus spécifiquement, le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ a vu son rapport signal-sur-bruit S/B passer de 13 à 9% dans les régions de signal de 2016 et 2017. Cette diminution est principalement due à l'élargissement de l'espace des phases par le passage de critères d'identification *tight* à *loose*. Le rapport S/\sqrt{B} , plus à même de juger de la sensibilité, passe néanmoins de 1.1 à 1.9. Cette augmentation, non négligeable au demeurant, prend en considération l'utilisation de la variable PromptLeptonIso, mais pas des discriminants multivariés construits pour la classification des événements, eux aussi non-négligeables. Ce dernier point est illustré au paragraphe 5.8.3 par une comparaison entre résultats de l'analyse présentée dans ce manuscrit, avec 36.1 fb^{-1} de données, bénéficiant du pouvoir de séparation des arbres de décision boostés ou utilisant uniquement des régions de signal aux coupures rectangulaires.

5.3 Description du signal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ et des bruits de fond

Quelques diagrammes de Feynman de production $t\bar{t}H$ sont présentés figure 5.6. Comme précisé dans les modes de production du boson de Higgs paragraphe 1.2.1, il s'agit du processus ayant la plus faible section efficace parmi les quatre modes de productions principaux au LHC. Environ 1% des bosons de Higgs produits au LHC proviennent d'un événement $t\bar{t}H$.

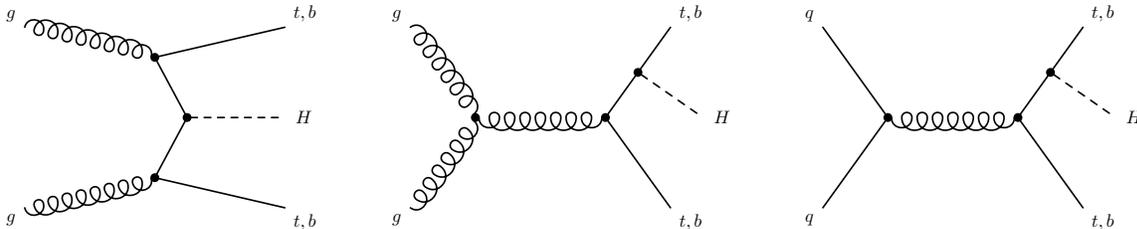


FIGURE 5.6 – Exemples de diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre pour la production de boson de Higgs en association avec une paire de quarks top-antitop (ou bottom-antibottom) $qq/gg \rightarrow t\bar{t}H(bbH)$

5.3.1 Signal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$

Un exemple de diagramme de Feynman complet à l'ordre de l'arbre est donné pour le signal en figure 5.7a. Dans celui-ci, le boson de Higgs décroît en deux bosons W (rapport d'embranchement de 21.5%). $H \rightarrow \tau\tau$ (6.3%) et $H \rightarrow ZZ$ (2.6%) sont d'autres désintégrations possibles.

La figure 5.7b donne les proportions des divers états finaux de $t\bar{t}H(WW)$. Le rapport d'embranchement de production de $t\bar{t}H$ avec deux leptons de même signe dans l'état final est faible. Le boson de Higgs doit décroître en WW ,

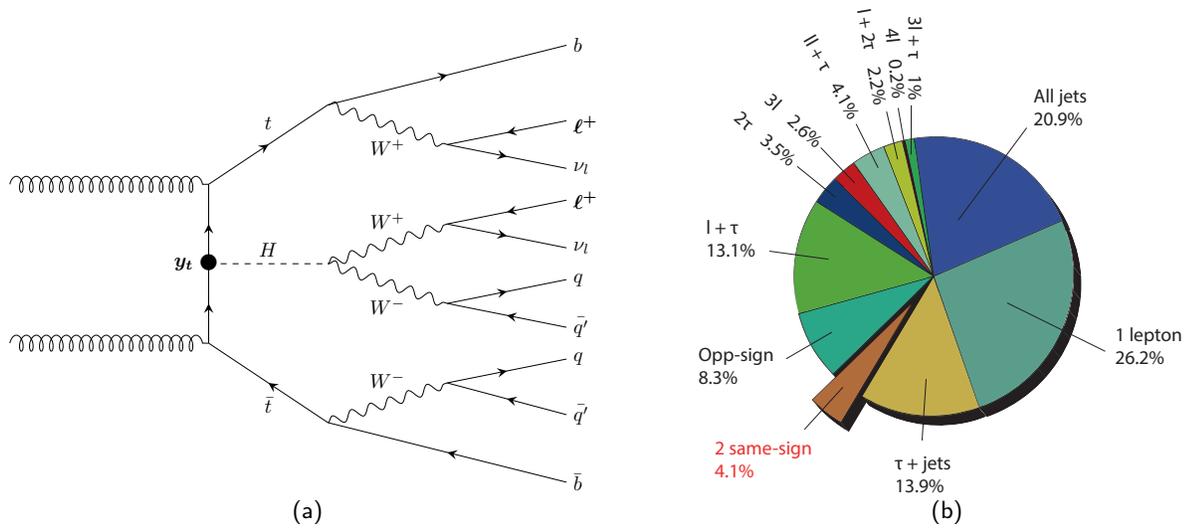


FIGURE 5.7 – Exemple de production associée $t\bar{t}H(H \rightarrow WW)$ menant à un état final avec deux leptons de même charge électrique. Les deux leptons de même charge électrique et le couplage y_t du quark top au boson de Higgs apparaissent en gras (gauche).

Proportions des différents états finaux de $t\bar{t}H$ avec désintégration du Higgs en WW (droite)

ZZ , ou $\tau\tau$ ($\sim 32\%$). Enfin, l'état final doit compter exactement deux leptons, de même charge électrique (4.1% pour $t\bar{t}H(WW)$, comme illustré figure 5.7a et détaillé figure 5.7b). $H \rightarrow WW$ contribue alors pour 80% du signal recherché, $H \rightarrow \tau\tau$ pour 17% et $H \rightarrow ZZ$ pour 2% (c.f. figure 5.4). Le pourcent restant provient des autres modes de désintégration du boson de Higgs. L'un des leptons est issu de processus $t \rightarrow Wb$ avec $W \rightarrow \ell\nu$ et le second provient des désintégrations en WW^* , ZZ^* , $\tau\tau$ du boson de Higgs.

Néanmoins, ce processus possède une signature très spécifique avec deux leptons de même signe. Le Modèle Standard ne prédit que peu de processus avec une signature similaire résultant en un rapport signal/bruit exploitable.

Signature Le diagramme de Feynman présente différentes caractéristiques du processus :

- 2 leptons légers ℓ (e ou μ) de même signe ;
- 4 jets légers issus de l'hadronisation des quarks (q, \bar{q}) ;
- 2 jets de b issus de l'hadronisation des quarks b ;
- une énergie transverse manquante due à la présence de neutrinos sans signature dans le détecteur.

5.3.2 Bruits de fond

Dans le canal considéré, trois bruits de fond dominent : la production associée d'une paire de quarks top-antitop $t\bar{t}$ avec un boson W ($t\bar{t}W$) ou Z ($t\bar{t}Z$) ou encore une paire $t\bar{t}$ seule. Les deux premiers sont souvent associés sous la même appellation : $t\bar{t}V$ (V pour "vecteur", W et Z étant des bosons vecteurs). $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ sont difficilement réductibles par des sélections classiques, leurs caractéristiques cinématiques étant semblables à celles du signal. Le troisième bruit de fond, $t\bar{t}$ est largement dominant avant sélection, mais largement réductible par la nature de ces événements.

$t\bar{t}W$

Ce processus, représenté figure 5.8a, apparaît avec un boson W chargé positivement ou négativement, correspondant à des états de deux leptons de charges $++$ ou $--$ lorsque le boson W associé à la paire $t\bar{t}$ est de même charge que le W à décroissance leptonique issu d'un quark top. Le quark \bar{d} peut être un d et le quark u un \bar{u} . Ce dernier peut

alors radier un W^- . Le LHC étant un collisionneur proton-proton et les quarks de valence du proton étant (uud), $2/3$ des processus sont des radiations de W^+ contre $1/3$ de radiations de W^- . Le boson W^+ (resp. W^-) se désintégrant en lepton chargé positivement (resp. négativement) et neutrino, $2/3$ ($1/3$) des événements $2\ell SS$ de bruit de fond $t\bar{t}W$ ont pour somme des charges $+2$ (-2).

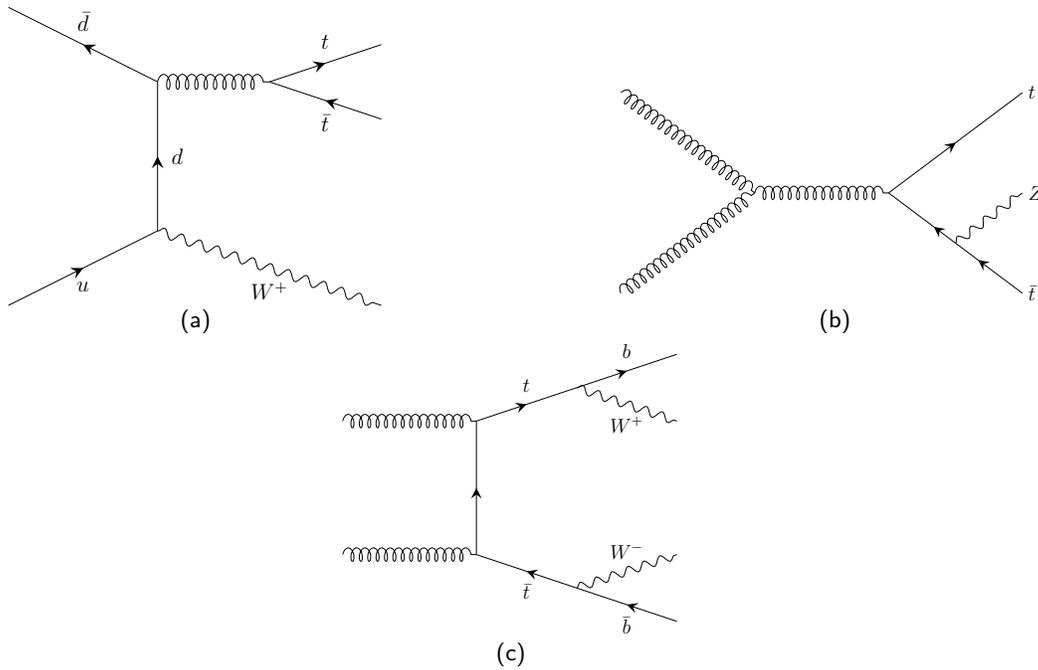


FIGURE 5.8 – Exemples de diagrammes de Feynman des processus $t\bar{t}W$ (a), $t\bar{t}Z$ (b) et $t\bar{t}$ (c).

$t\bar{t}Z$

Dans ce processus, illustré figure 5.8b, un lepton est issu du quark t ou \bar{t} et deux autres du boson Z . Ce dernier étant neutre, sa décroissance leptonique donne deux leptons de signe opposés, soit un état final à trois leptons. Cependant, l'un d'eux peut être mal reconstruit dans le détecteur ou encore être en dehors de sa zone d'acceptance et ainsi constituer un bruit de fond pour le canal $2\ell SS0\tau_{had}$.

$t\bar{t}$

En comparant les diagrammes de signal (figure 5.7) et de $t\bar{t}$ (figure 5.8c), il est clair que, pour ce dernier, les leptons peuvent provenir des bosons W mais ont alors des charges opposées et seuls deux jets de quark b sont émis. La charge de l'un des leptons peut toutefois être mal identifiée (*charge flip*, ou inversion de charge), correspondant alors à un état final à deux leptons de même signe. Demeure la différence de jets légers. Ils peuvent provenir de gluons radiés par les quarks top ou encore par d'autres gluons, lesquels s'hadroniseront en jets. Il est aussi possible qu'un lepton provienne d'un W , et que l'un des jets soit identifié comme lepton. Un lepton peut aussi être produit lors de la désintégration d'un hadron de beauté, dont le temps de vol n'est pas négligeable. Dans ce dernier cas, la trace du lepton dans le trajectographe est décalée du vertex primaire et le lepton n'est pas isolé.

Ce bruit de fond est qualifié de "faux leptons" dans la suite du document. Ce terme regroupe des signatures identifiées à tort comme leptons (définition littérale de "faux leptons") mais aussi les leptons liés aux désintégrations de saveur lourde (présence d'un quark b), associés à des vertex déplacés. Ces derniers sont qualifiés de "non-prompts" par opposition aux leptons prompts du vertex primaire.

La table 5.2 détaille les sections efficaces de production du signal et des bruits de fond. Le calcul pour 13 TeV du

nombre d'évènements produits donne :

$$N_{\text{sig, run2}} = \underbrace{507 \text{ fb}}_{\sigma_{t\bar{t}H}} \times \underbrace{0.215}_{\text{BR}(H \rightarrow WW)} \times \underbrace{0.041}_{\text{Deux leptons de même signe}} \sim 4.3 \text{ évènements par fb}^{-1} (\sim 645 \text{ pour } 150 \text{ fb}^{-1})$$

Pour 36.1 fb^{-1} de données (luminosité des lots utilisés dans la présente analyse), 332030 évènements passent les sélections pour l'ensemble des 8 régions de signal. Près de 200 évènements de signal sont attendus dans la région $2\ell\text{SS}$ en comptant toutes les désintégrations du boson de Higgs. Environ 40 d'entre eux sont effectivement exploitables selon la simulation après sélection et prise en compte de l'acceptance du détecteur (pour un nombre total d'évènement mesuré de 514). Les acceptances et efficacités de sélection combinées sont données table 5.3 pour les 8 régions de signal. Il est intéressant de noter que l'acceptance du canal à deux leptons de même signe, bien que de seulement 0.23 %, représente près de 50 % de l'acceptance totale. Le détail des prédictions par processus et nombre total d'évènements observés sera donné au paragraphe 5.5.3.

Section efficace σ [fb] (NLO)	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}W^\pm$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}$ [pb] (NNLO + NNLL)
8 TeV	130	232	206	253
13 TeV	507	601	839	832
$\frac{\sigma_{13 \text{ TeV}}}{\sigma_{8 \text{ TeV}}}$	3.9	2.6	4.1	3.3

TABLE 5.2 – Sections efficaces de production du signal et des bruits de fond principaux dans le canal avec deux leptons de même signe pour $\sqrt{s} = 8$ et 13 TeV.

	$2\ell\text{SS}$	3ℓ	4ℓ	$1\ell + 2\tau_{\text{had}}$	$2\ell\text{SS} + 1\tau_{\text{had}}$	$2\ell\text{OS} + 1\tau_{\text{had}}$	$3\ell + 1\tau_{\text{had}}$	Total
$A \times \epsilon [10^{-4}]$	23	13	0.6+0.1	2.3	1.7	7.8	0.8	50

TABLE 5.3 – Produit de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de sélection des évènements ($A \times \epsilon$) pour le signal $t\bar{t}H$ dans les 7 canaux de l'analyse. Sont pris en compte les rapports d'embranchement du boson de Higgs et du quark top, l'acceptance du détecteur et l'efficacité de reconstruction et de sélection des objets. Ces valeurs sont calculées en considérant l'ensemble de la production $t\bar{t}H$ et toutes les désintégrations possibles pour le boson de Higgs et le quark top. Dans le canal 4ℓ , les deux nombres correspondent aux régions Z-enr. et Z-dep.

5.4 Fichiers de données et simulations

L'ensemble des lots de données et simulations exploités dans l'analyse sont créés à partir de fichiers contenant l'information de tous les objets pour chaque évènement (*AOD, Analysis Objects Data*). J'ai eu l'opportunité de participer à la création des lots utilisables par le groupe d'analyse $t\bar{t}H \rightarrow$ multileptons. Cette tâche, nécessaire pour réduire la taille des fichiers à l'ordre du téraoctet (To), demande d'effectuer une première sélection sur les évènements afin de ne conserver que les canaux multileptoniques. Il est aussi nécessaire de répondre aux besoins des analyses relatives à chaque canal en implémentant toutes les variables requises, gérer la production des fichiers sur la grille de calcul et les mettre à disposition du groupe d'analyse.

5.4.1 Données issues des collisions proton-proton

L'analyse présentée ici utilise 36.1 fb^{-1} de données récoltées au cours des années 2015 et 2016 par l'expérience ATLAS avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. L'espacement entre les paquets de protons est de 25 ns, et le nombre moyen d'interactions par collision de paquets de protons est de $\langle \mu \rangle = 24$. Chaque lot de données est contrôlé et seuls les lots de qualité suffisante sont conservés. Une présélection est faite lors de la construction de ces lots pour l'analyse :

- seuls les évènements comptant au moins deux leptons légers passant les critères d'identification *loose* sont retenus, avec une impulsion transverse minimale $p_T > 15$ GeV pour le lepton le plus énergétique, $p_T > 5$ GeV pour le second. Cette sélection est restreinte à la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 2.6$);
- au moins un lepton léger satisfait aux critères d'identification *loose* avec une impulsion transverse $p_T > 15$ GeV et $|\eta| < 2.6$. Au moins deux candidats tau avec décroissance hadronique (τ_{had}) sont nécessaires dans ce cas.

5.4.2 Fichiers de simulation

5.4.2.1 Simulation du signal avec deux leptons de même signe

Le signal est simulé avec un générateur d'éléments de matrice incluant des boucles ou couplages supplémentaires au premier ordre (un ordre au dessus de l'arbre) pour $m_H = 125$ GeV et $m_t = 172.5$ GeV. De tels générateurs sont appelés *NLO* (*Next to Leading Order*, littéralement le premier ordre au dessus de l'arbre). MadGraph5 MG5_AMC@NLO est utilisé conjointement à PYTHIA 8 pour la fragmentation des partons et l'hadronisation. Les trois modes de désintégration de la paire de quarks top sont modélisés : hadronique, semi-leptonique et dileptonique. La section efficace de production totale calculée pour $t\bar{t}H$ est de 507 fb. Cette valeur est calculée avec corrections des processus QCD et couplages électrofaibles [144, 145, 146, 147, 148, 149] au premier ordre des perturbations (*NLO*), l'ensemble des résultats relatifs à cette section efficace sont compilés ici [140, 39]. Cette valeur est affectée des incertitudes $^{+5.8\%}_{-9.2\%}$ relatives aux choix de renormalisation et factorisation de l'échelle QCD. 3.6% d'incertitude additionnelles proviennent des incertitudes sur la fonction de distribution des partons (*PDF*, incluant les incertitudes sur la constante de couplage de l'interaction forte α_s).

5.4.2.2 Simulation des bruits de fond

Les générateurs et configurations utilisées pour chaque processus intervenant dans l'analyse des 7 canaux multileptoniques sont détaillés table 5.4. Les bruits de fond $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$, introduits au paragraphe 5.3.2, sont générés par MadGraph5 MG5_AMC et PYTHIA 8. Leurs sections efficaces de production incluent les processus $pp \rightarrow t\bar{t}\ell^+\ell^- + X$.

5.5 Sélection des objets et des évènements

Cette section est dédiée à la sélection des évènements et la définition des divers objets physiques utilisés dans l'analyse.

5.5.1 Critères de déclenchement

L'acquisition des évènements est déclenchée par un lepton léger (électron ou muon), ou deux (ee , $e\mu$ ou $\mu\mu$). La table 5.5 résume les différents critères de déclenchement définis pour les années 2015 et 2016. L'acquisition des évènements de 2015 est déclenchée par un électron (muon) d'impulsion transverse de 24 (20) GeV, deux électrons (muons) de 12+12 (18+8) GeV, ou encore un électron et un muon d'impulsions respectives 17 et 14 GeV. Ces seuils en p_T ont été rehaussés pour l'année 2016 à 26 GeV pour les critères de déclenchement à un lepton (électron ou muon) et respectivement 17+17 et 22+8 GeV pour deux électrons ou deux muons (les valeurs pour un déclenchement mixte avec un électron et un muon sont inchangées).

Les canaux profitant le plus du gain d'acceptance par la combinaison de critères de déclenchement à simple et double leptons sont $2\ell SS$ et $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$. Cela permet d'abaisser le seuil d'impulsion transverse du lepton de déclenchement dans les sélections suivantes. La table 5.6 détaille les gains ou pertes de signification statistique de $t\bar{t}H$ pour des déclenchements à simple et double leptons, ou seulement un (canaux $2\ell SS$ et $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$).

Processus	Générateur d'évènements	Ordre des éléments de matrice	Section efficace [pb]	Gerbes partoniques	PDF	Tune
$t\bar{t}H$	MG5_AMC (MG5_AMC)	NLO (NLO)	0.51	PYTHIA 8 (HERWIG++)	NNPDF 3.0 NLO [150] (CT10 [151])	A14 (UE-EE-5)
$tHqb$	MG5_AMC	LO	0.0074	PYTHIA 8	CT10	A14
tHW	MG5_AMC	NLO	0.015	HERWIG++	CT10	UE-EE-5
$t\bar{t}W$	MG5_AMC (SHERPA 2.1.1)	NLO (LO multileg)	0.60	PYTHIA 8 (SHERPA)	NNPDF 3.0 NLO (NNPDF 3.0 NLO)	A14 (Défaut SHERPA)
$t\bar{t}(Z/\gamma^* \rightarrow ll)$	MG5_AMC (SHERPA 2.1.1)	NLO (LO multileg)	0.12	PYTHIA 8 (SHERPA)	NNPDF 3.0 NLO (NNPDF 3.0 NLO)	A14 (Défaut SHERPA)
tZ	MG5_AMC	LO	0.61	PYTHIA 6	CTEQ6L1	Perugia2012
tWZ	MG5_AMC	NLO	0.16	PYTHIA 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}t, t\bar{t}\bar{t}$	MG5_AMC	LO	0.0092	PYTHIA 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}W^+W^-$	MG5_AMC	LO	0.0099	PYTHIA 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$t\bar{t}$	POWHEG-BOX v2 [152]	NLO	832	PYTHIA 8	NNPDF 3.0 NLO	A14
$t\bar{t}\gamma$	MG5_AMC	LO	5.7	PYTHIA 8	NNPDF 2.3 LO	A14
$s-, t\text{-channel}$	POWHEG-BOX v1 [153, 154, 155]	NLO	10.2	PYTHIA 6	CT10	Perugia2012
Wt single top			72			
$VV(\rightarrow llXX),$ $qqVV, VVV$	SHERPA 2.1.1	MEPS NLO	37	SHERPA	CT10	Défaut SHERPA
$Z \rightarrow l^+l^-$	SHERPA 2.2.1	MEPS NLO	2070	SHERPA	NNPDF 3.0 NLO	Défaut SHERPA

TABLE 5.4 – Configurations utilisées pour la génération des évènements de signal et bruits de fond. Les lots de simulations utilisés dans le calcul des erreurs systématiques sont indiqués entre parenthèses. “V” fait référence à un boson vecteur (W ou Z/γ^*). “Tune” fait référence aux paramètres de gerbes partoniques. La fonction de distribution des partons (PDF) apparaissant dans la table est celle utilisée dans le calcul des éléments de matrice. La PDF utilisée pour les gerbes partoniques est soit NNPDF 2.3 LO [156] pour les lots de paramètres A14 [157] ou CTEQ6L1 [158, 159] pour les lots de paramètres UE-EE-5 [160] ou Perugia2012 [161]. “MG5_AMC” fait référence à MADGRAPH5_AMC@NLO, des versions 2.1.0 à 2.3.3 [162]; “PYTHIA 6” désigne la version 6.427 [163]; “PYTHIA 8” la version 8.210 ou 8.212 [164]; “HERWIG++” désigne la version 2.7 [165]; “MEPS” désigne la méthode utilisée dans SHERPA [166, 167, 168, 169, 170] pour la correspondance des éléments de matrice aux gerbes partoniques. Les lots utilisant PYTHIA 6 ou PYTHIA 8 ont leur décroissances de hadrons aux saveurs lourdes modélisées par EVTGEN 1.2.0 [171]. Tous les lots incluent des émissions de photons au premier ordre modélisées par le programme de gerbes partoniques ou par PHOTOS [172].

5.5.2 Définition des objets

5.5.2.1 Électrons et muons

Présélection des électrons *loose*

La reconstruction des électrons est décrite au chapitre 4. Ils sont soumis aux présélections suivantes :

- $p_T > 10$ GeV ;
- détectés dans la partie centrale du détecteur : $|\eta_{\text{cluster}}| < 2.47$;
- hors de la région moins instrumentée du calorimètre : $1.37 < |\eta_{\text{cluster}}| < 1.52$;
- critère *loose* du discriminant d'identification. Ce discriminant est basé sur une analyse multivariée combinant des informations sur les traces et forme des gerbes des objets dans les calorimètres ;
- pas de critère d'isolation ;
- des coupures résumées table 5.7 sont appliqués aux paramètres d'impact transverse ($|d_0|/\sigma_{d_0}$) et longitudinal ($|\Delta z_0 \sin(\theta_\ell)|$).

Présélection des muons *loose*

Les muons sont reconstruits en combinant les traces dans le détecteur interne et celles dans les spectromètres à muons (traces ou segments de trace). Dans la région $|\eta| < 0.1$, moins instrumentée, les candidats muons sont aussi reconstruits grâce à l'association de leur trace à des dépôts d'énergie faibles et isolés dans les calorimètres. Le pouvoir ionisant dans les calorimètres est en effet moins élevé pour les muons que les jets ou les électrons. Ils sont soumis aux présélections suivantes :

- $p_T > 10$ GeV ;

Déclenchement à un lepton		Déclenchement à un lepton	
μ	HLT_mu20_iloose_L1MU15 HLT_mu50	μ	HLT_mu26_ivarmedium HLT_mu50
e	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH HLT_e60_lhmedium HLT_e120_lhloose	e	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose HLT_e60_lhmedium_nod0 HLT_e140_lhloose_nod0
Déclenchement à deux leptons		Déclenchement à deux leptons	
$\mu\mu$ (asym)	HLT_mu18_mu8noL1	$\mu\mu$ (asym)	HLT_mu22_mu8noL1
ee (sym)	HLT_2e12_lhloose_L12EM10VH	ee (sym)	HLT_2e17_lhvloose_nod0
$e\mu, \mu e$ (\sim sym)	HLT_e17_lhloose_mu14	$e\mu, \mu e$ (\sim sym)	HLT_e17_lhloose_nod0_mu14

(a) 2015
(b) 2016

TABLE 5.5 – Liste des critères de déclenchement utilisés pour les années 2015 et 2016.

Rapport d'acceptance de $t\bar{t}H$	$\mu\mu + 0\tau$	$OF + 0\tau$	$ee + 0\tau$	$\mu\mu + 1\tau$	$OF + 1\tau$	$ee + 1\tau$
(DLT)/(SLT)	1.04 ± 0.04	0.69 ± 0.02	0.74 ± 0.04	1.04 ± 0.10	0.60 ± 0.04	0.74 ± 0.09
(SLT DLT)/(SLT)	1.08 ± 0.04	1.06 ± 0.03	1.05 ± 0.05	1.11 ± 0.10	1.10 ± 0.06	1.11 ± 0.11

 TABLE 5.6 – Gain ou perte d'acceptance pour le signal $t\bar{t}H$ en utilisant les critères de déclenchement à simple (*SLT*, *Single Lepton Trigger*) et double leptons (*DLT*, *Double Lepton Trigger*) (ou seulement double leptons) par rapport à un seul lepton. Les leptons sont *loose* dans les sélections hors-ligne. *OF* est l'acronyme de l'anglais *Opposite Flavor* pour des leptons de saveurs différentes (un électron et un muon). Le seuil en p_T hors-ligne est de 10 GeV, ou 1 GeV de plus de la coupure en-ligne.

- $|\eta| < 2.5$;
- critère *loose* d'identification ;
- pas de critères d'isolation ;
- comme pour les électrons, les critères de paramètres d'impact sont résumés table 5.7.

Définition des critères d'isolation

Deux variables sont définies pour quantifier l'isolation d'un lepton. La première, isolation dans le calorimètre, est définie comme la somme scalaire des énergies transverses mesurées dans les amas de cellules présents dans un cône $\Delta R = 0.3$ autour du candidat lepton (e ou μ). L'amas de cellules permettant la reconstruction d'un électron est exclu de la somme tandis que tous les amas de cellules dans un cône $\Delta R = 0.1$ autour d'un muon ne sont pas comptés. Des corrections sur les pertes d'énergie de la gerbe électronique et l'énergie ambiante d'empilement sont apportées [173, 174].

La seconde, isolation des traces dans le détecteur interne, est la somme des impulsions transverses des traces de $p_T > 1$ GeV dans un cône $\Delta R = \min(0.3, 10 \text{ GeV}/p_T(\ell))$ et originaires du vertex primaire. La trace du candidat muon ou électron, n'est pas comptée dans cette somme.

Critères d'isolation calorimétrique ou isolation des traces dans le détecteur interne sont appliquées aux électrons et aux muons de tous les menus à l'exception du menu *loose* (L). Les critères de sélections *loose* (L), *tight* (T) et leurs variations (L[†], L* et T*) sont définis table 5.7 et détaillés plus loin. Cette multiplicité de sélections plus ou moins strictes est dictée par les besoins des 7 canaux de l'analyse multileptonique.

Les sélections d'isolation avec des variables ainsi définies ont une efficacité de 99%.

Réduction des "faux leptons"

En plus de la sélection *loose* et des critères d'isolation décrits ci-dessus, les objets sont soumis à une condition sur une variable construite pour réduire le nombre de faux leptons. Il s'agit d'objets dont les signatures similaires aux électrons

	e					μ			
	L	L^\dagger	L^*	T	T^*	L	L^\dagger	L^*	T
Isolation	Non		Oui			Non		Oui	
BDT pour lepton non-prompt	Non		Oui			Non		Oui	
Identification	Loose			Tight		Loose			
Veto contre mauvaise assignation de la charge	Non			oui		N/A			
Rapport $ d_0 /\sigma_{d_0}$ pour le paramètre d'impact transverse	< 5					< 3			
Paramètre d'impact longitudinal $ z_0 \sin \theta $	< 0.5 mm								

TABLE 5.7 – Définition des sélections : relâchée (*loose* L), relâchée avec isolation (L^\dagger), relâchée avec isolation et sélection BDT pour leptons non-prompts (L^*), stricte (*tight* T) et très stricte (T^*) pour les électrons. Les coupures pour sélections strictes sont ajoutées à celles des sélections plus relâchées.

ou muons sont majoritairement issues de leptons produits lors de désintégrations de hadrons aux saveurs lourdes (b ou c) ou de jets de quarks légers. Les leptons issus de désintégrations de quarks lourds sont dits non-prompts, par opposition aux leptons prompts issus de désintégrations de bosons W ou Z . Ces derniers, au temps de vol négligeable, sont détectés comme provenant du vertex primaire. À l'inverse, le temps de vol plus élevé des saveurs lourdes implique un déplacement notable du vertex (alors qualifié de secondaire).

Les analyses multivariées se montrant plus performantes que les coupures rectangulaires dans la sélection des objets, des arbres de décision boostés sont utilisés pour définir la variable `PromptLeptonIso`. Entraînée pour la réduction du nombre de faux leptons, elle utilise des informations sur :

- les dépôts d'énergie dans les calorimètres et traces des particules chargées (y compris celle du lepton) dans un cone orienté dans la direction du muon ou électron ;
- la réponse des traces à l'algorithme d'identification des jets de quark b ;
- les variables d'isolation.

L'utilisation ou non de cette sélection additionnelle selon les menus d'identification est détaillée table 5.7. Dans le canal $2\ell SS$, seuls les leptons satisfaisant aux critères *very tight* (T^*) sont sélectionnés dans la région de signal (décrite au paragraphe 5.5.3). Les critères L, L^\dagger , L^* et T sont utilisés dans la méthode d'estimation du nombre de faux leptons (méthode de la matrice, décrite au paragraphe 5.6.2) et la définition d'autres régions de signal. Par exemple le canal 3ℓ utilise un lepton L^* et deux T^* , le canal 4ℓ compte deux leptons L et deux leptons T et le canal $2\ell OS + 1\tau_{had}$ compte deux leptons L^\dagger .

Réduction sur l'erreur de l'assignation de la charge

Pour les canaux faisant intervenir deux leptons de même signe dans l'état final, une mauvaise assignation de la charge de l'un d'eux est un problème. Les mécanismes de création et d'estimation de ce bruit de fond sont détaillés au paragraphe 5.6.1. Un électron énergétique peut radier (par rayonnement de freinage) un photon et celui ci peut former une paire électron-positron. Le positron peut alors être identifié à la place de l'électron³. Pour discriminer ce bruit de fond, des arbres de décision boostés sont utilisés. La variable ainsi construite permet, avec une efficacité de sélection de 95% pour les électrons reconstruits avec une charge correcte, de diminuer ce bruit de fond d'un facteur de 17. Elle combine des informations sur :

- les amas de cellules du calorimètre électromagnétique dans lesquels les électrons ont laissé de l'énergie ;
- les propriétés de leurs traces ;
- leur impulsion transverse et pseudo-rapidité ;
- la signification statistique sur la courbure de leur trace ;
- le produit du paramètre d'impact transverse par la charge électrique.

Cette sélection est utilisée dans les canaux $2\ell SS$, $2\ell SS + 1\tau_{had}$ et 3ℓ (pour les deux leptons de même charge). Elle signe la différence entre les critères T^* et T pour les électrons.

3. Des situations plus complexes sont considérées si la gerbe électromagnétique est initiée dans le détecteur interne par exemple.

5.5.2.2 Jets

Les jets sont reconstruits à partir des amas de cellules topologiques dans le calorimètre électromagnétique. La reconstruction est faite par l'algorithme anti- k_t [96, 175] avec un paramètre de rayon $R = 0.4$. Les amas de cellules présentant un profil assimilable à du bruit ou des effets du détecteur sont rejetés et seuls les candidats d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$ sont conservés. La reconstruction des jets étant particulièrement sensible au bruit d'empilement, la majeure partie de la somme scalaire des impulsions transverses des traces des jets de $p_T < 60$ GeV et $|\eta| < 2.4$ doit provenir du vertex primaire. L'efficacité de ce critère de sélection est de 92%.

Jets issus de désintégration de quarks b Les jets peuvent contenir des hadrons de saveur b . Ceux-ci sont identifiés à l'aide d'un discriminant multivarié combinant des informations sur les paramètres d'impact des traces et des informations sur les propriétés des vertex secondaires reconstruits au sein du jet. Le point de fonctionnement utilisé permet une efficacité de sélection de 70% pour des jets avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$ (dans les événements $t\bar{t}$ riches en jets de b), avec une rejection de 380 pour les jets légers et jets de gluons et 12 pour les jets de c .

5.5.2.3 Leptons τ_{had}

Les leptons τ à décroissance hadronique (τ_{had}) sont reconstruits par association de traces dans le détecteur interne avec des amas de cellules dans les calorimètres et doivent compter une ou trois traces de charge ± 1 . Le vertex associé à ces traces doit être identifié comme vertex primaire afin de réduire le bruit de fond d'empilement. Ces candidats doivent avoir une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$ excluant la région moins instrumentée. Des arbres de décision boostés (BDT) sont entraînés pour rejeter les bruits de fond de jets et électrons. La contribution issue de jets de quark b est supprimée par veto des candidats associés aux saveurs lourdes par le même algorithme que pour les jets et la contribution issue de muons est supprimée par veto sur les candidats doublement comptés comme muons de basse énergie.

5.5.2.4 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante E_T^{miss} est utilisée pour définir certaines sélections additionnelles pour la modélisation du bruit de fond. Elle provient de la présence de neutrinos ne laissant aucune trace dans le détecteur, mais emportant une partie de l'énergie des collisions. Elle est évaluée comme la norme de la différence vectorielle entre l'énergie transverse totale mesurée, et la somme des impulsions transverses de tous les objets physiques reconstruits et calibrés.

5.5.2.5 Suppression du double comptage

Pour éviter le double comptage des objets et supprimer de la sélection des leptons provenant de désintégration de hadrons aux saveurs lourdes, des suppressions successives sont faites en fonction de la proximité des objets avec leurs voisins. Elles sont faites dans l'ordre suivant :

- tout candidat électron présent dans le cône $\Delta R = 0.1$ d'un autre candidat électron d'impulsion transverse p_T plus élevée est rejeté ;
- tout candidat électron présent dans le cône $\Delta R = 0.1$ d'un candidat muon est rejeté ;
- tout jet présent dans le cône $\Delta R = 0.3$ d'un candidat électron est rejeté ;
- tout jet présent dans le cône $\Delta R = 0.4$ d'un candidat τ_{had} est rejeté ;
- si un muon et un jet sont présents dans un cône $\Delta R = \min(0.4, 0.04 + 10[\text{GeV}]/p_T(\text{muon}))$, le muon est rejeté au profit du jet.

Cet algorithme est appliqué avant toute sélection spécifique à un canal. La définition des 7 canaux se fait après la suppression du double comptage pour assurer l'uniformité des définitions des objets. La sélection spécifique au canal $2\ell SS$ est détaillée au paragraphe suivant.

5.5.3 Sélection des évènements

Pour chaque évènement, plusieurs vertex primaires sont reconstruits. Le vertex sélectionné est celui dont la somme des carrés des impulsions transverses des objets $\sum p_T^2$ est la plus grande.

Une région enrichie en évènements de signal est définie spécifiquement pour le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$. Elle est définie comme suit :

- exactement deux leptons légers (e ou μ) de même charge électrique, pas de τ_{had} pour assurer l'orthogonalité avec le canal $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$;
- les deux leptons doivent satisfaire aux critères très stricts (T*) définis table 5.7 dans le but de réduire le nombre de faux leptons ;
- leur impulsion transverse doit être supérieure à 20 GeV, la proportion de faux leptons étant plus élevée à plus basse énergie ;
- au moins quatre jets doivent être reconstruits. La région de basse multiplicité de jets (< 4) est en effet trop peuplée en bruits de fond $t\bar{t}$, $t\bar{t}V$ et di-bosons (bruits de fond définis au paragraphe 5.3.2) ;
- au moins un des quatre jets doit être de quark b . La signature du signal devrait comprendre 2 jets de quark b , comme visible figure 5.7. Or l'efficacité de sélection d'un jet de quark b est de 70% pour l'algorithme d'identification de la saveur. Pour deux jets, elle n'est donc que de 49% et la dégradation de signification statistique est trop grande. La région de multiplicité nulle est exclue afin de réduire le bruit de fond di-boson (VV) et plus généralement rejeter les processus ne comptant pas de jet de quark b ;
- au maximum 2 jets de quark b . La région de haute multiplicité (≥ 3) présente en effet un excès d'évènements dans le canal dimuons ($\mu\mu$). Cet effet a également été observé dans d'autres analyses [176, 177]. De plus la topologie à deux jets de b du signal indique que la région en comptant trois n'est pas peuplée de signal. Il a été confirmé que cette sélection n'a pas d'impact sur la sensibilité de l'analyse (c.f. table 5.8).
- pas de coupure sur l'énergie transverse manquante E_T^{miss} .

Ces sélections définissent la région utilisée pour l'entraînement des méthodes multivariées décrites section 5.7. La simulation prédit 42.6 évènements de signal pour 484 de bruit de fond (simulations et méthodes utilisant les données) soit un rapport signal-sur-bruit $S/B = 8.8\%$. Le détail du nombre d'évènements avant ajustement est donné table 5.9 pour tous les canaux multileptoniques de l'étude.

Région pré-MVA	S	B	S/B	S/\sqrt{B}	$\Delta\mu_{ttH}$ Asimov
$2\ell SS, p_T(\ell) > 15\text{GeV}, N_{\text{jets}} \geq 4, N_{b\text{-jets}} \geq 1$	51.7	637.4	8.1%	2.0	0.59
$2\ell SS, p_T(\ell) > 15\text{GeV}, N_{\text{jets}} \geq 4, 1 \leq N_{b\text{-jets}} \leq 2$	49.3	614.7	8.0%	2.0	0.59
$2\ell SS, p_T(\ell) > 20\text{GeV}, N_{\text{jets}} \geq 4, 1 \leq N_{b\text{-jets}} \leq 2$	42.6	484	8.8%	1.9	0.56

TABLE 5.8 – Impact de la suppression de la région $N_{b\text{-jets}} \geq 3$. Comparaison des nombre d'évènements de signal (S), bruits de fond (B), rapports signal-sur-bruit S/B et S/\sqrt{B} incluant ou non cette région. $\Delta\mu_{ttH}$ Asimov réfère à l'erreur sur l'ajustement aux pseudo-données détaillé au paragraphe 5.8.3. Les nombres d'évènements correspondent à $L=36.1 \text{ fb}^{-1}$ de données avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Il a été vérifié que la catégorisation de la région de signal en fonction de la charge et/ou de la saveur des leptons ($++$ / $--$ et/ou ee / $e\mu$ / $\mu\mu$) et l'utilisation d'analyses multivariées dans chacune d'elles n'apportait pas ou peu de gain de sensibilité (c.f. paragraphe 5.7.2).

Dans le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$, le bruit de fond réductible (faux leptons et inversion de charge) est largement dominé par la présence de faux leptons. L'erreur sur l'assignation de la charge n'en représente que 12%. L'erreur affectée au nombre de faux leptons est de près de 20%, celle sur l'inversion de charge est de 30%. Les méthodes d'estimation de ces bruits de fond et erreurs associées sont détaillées dans la section suivante.

5.6 Estimation des bruits de fond

Plus généralement, les principaux processus de bruits de fond décrits au paragraphe 5.3.2 sont $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}$. L'ensemble de tous les bruits de fond est catégorisé en deux groupes :

Catégorie	Faux leptons	Faux τ_{had}	Inv. charge	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	Diboson	Autres	Prédiction	$t\bar{t}H$ ($\mu = 1$)	Observation
$2\ell SS$	233 ± 39	–	33 ± 11	123 ± 18	41.4 ± 5.6	25 ± 15	28.4 ± 5.9	484 ± 38	42.6 ± 4.2	514
$3\ell SR$	14.5 ± 4.3	–	–	5.5 ± 1.2	12.0 ± 1.8	1.2 ± 1.2	5.8 ± 1.4	39.1 ± 5.2	11.2 ± 1.6	61
$3\ell t\bar{t}W CR$	13.3 ± 4.3	–	–	19.9 ± 3.1	8.7 ± 1.1	< 0.2	4.53 ± 0.92	46.5 ± 5.4	4.18 ± 0.46	56
$3\ell t\bar{t}Z CR$	3.9 ± 2.5	–	–	2.71 ± 0.56	66 ± 11	8.4 ± 5.3	12.9 ± 4.2	93 ± 13	3.17 ± 0.41	107
$3\ell VV CR$	27.7 ± 8.7	–	–	4.9 ± 1.0	21.3 ± 3.4	51 ± 30	17.9 ± 6.1	123 ± 32	1.67 ± 0.25	109
$3\ell t\bar{t} CR$	70 ± 17	–	–	10.5 ± 1.5	7.9 ± 1.1	7.2 ± 4.8	7.3 ± 1.9	103 ± 17	4.00 ± 0.49	85
$4\ell Z\text{-enr.}$	0.11 ± 0.07	–	–	< 0.01	1.52 ± 0.23	0.43 ± 0.23	0.21 ± 0.09	2.26 ± 0.34	1.06 ± 0.14	2
$4\ell Z\text{-dep.}$	0.01 ± 0.01	–	–	< 0.01	0.04 ± 0.02	< 0.01	0.06 ± 0.03	0.11 ± 0.03	0.20 ± 0.03	0
$1\ell + 2\tau_{\text{had}}$	–	65 ± 21	–	0.09 ± 0.09	3.3 ± 1.0	1.3 ± 1.0	0.98 ± 0.35	71 ± 21	4.3 ± 1.0	67
$2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$	2.4 ± 1.4	1.80 ± 0.30	0.05 ± 0.02	0.88 ± 0.24	1.83 ± 0.37	0.12 ± 0.18	1.06 ± 0.24	8.2 ± 1.6	3.09 ± 0.46	18
$2\ell OS + 1\tau_{\text{had}}$	–	756 ± 80	–	6.5 ± 1.3	11.4 ± 1.9	2.0 ± 1.3	5.8 ± 1.5	782 ± 81	14.2 ± 2.0	807
$3\ell + 1\tau_{\text{had}}$	–	0.75 ± 0.15	–	0.04 ± 0.04	1.38 ± 0.24	0.002 ± 0.002	0.38 ± 0.10	2.55 ± 0.32	1.51 ± 0.23	5

TABLE 5.9 – Nombre d'évènements attendus et observés par processus et par canal avant ajustement des prédictions aux données (*pre-fit*). 36.1 fb^{-1} de données avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ sont utilisés. Les bruits de fond "faux leptons", "inv. charge" et "faux τ_{had} " sont estimés grâce aux données. Les autres processus sont estimés par les simulations. Les processus rares : tZ , tW , tWZ , $t\bar{t}WW$, production de triboson, $t\bar{t}t$, $t\bar{t}t\bar{t}$, tH apparaissent dans la colonne "autres".

- le bruit de fond réductible : faux leptons et inversions de charge. Ceux-ci proviennent d'erreurs sur l'identification d'objets. La topologie particulière de ces évènements facilite l'établissement de variables propres à leur discrimination. Bien que très réductibles, leurs sections efficaces élevées en font tout de même les bruits de fond dominants ;
- le bruit de fond irréductible : tous les processus issus du Modèle Standard dont la signature est similaire à celle du signal.

Le second voit le nombre d'évènements associé à chaque processus estimé par les simulations, dont générateurs, ordre des perturbations et divers paramètres sont détaillés au paragraphe 5.4.2.2. Le premier est largement sous-estimé par ces simulations et l'estimation de son nombre d'évènements et la forme des distributions sont livrées par des méthodes n'utilisant que les données. Les paragraphes 5.6.1 et 5.6.2 décrivent les méthodes d'estimations des nombres d'inversion de charge et de faux leptons.

5.6.1 Estimation du bruit de fond lié à la mauvaise assignation de la charge

La reconstruction des électrons est largement décrite au chapitre précédent. L'assignation d'une charge à un ensemble trace - amas de cellules du calorimètre est soumise à des erreurs. Ce point impacte particulièrement les canaux comptant deux leptons de même charge électrique : $2\ell SS$ et $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$ où les erreurs sur l'assignation de la charge deviennent un bruit de fond à part entière. Le taux de production d'évènements à deux leptons de charge opposées est en effet très élevé.

Le choix d'une charge positive ou négative d'un lepton léger dans le détecteur se fait grâce à la courbure des traces dans les champs magnétiques solénoïdaux et toroïdaux du détecteur interne et des chambres à muons, tous deux décrits au chapitre 2.

Mauvaise assignation de la charge par rayonnement de freinage et création de paire Une particule chargée avec une accélération non nulle perd une partie de son énergie sous forme d'un rayonnement dit de "freinage". La section efficace de ce *bremstrahlung* est proportionnelle à l'inverse du carré de la masse de la particule incidente. Ainsi, il est environ 40000 fois plus élevé pour les électrons que les muons (masses respectives de 511 keV et 105 MeV, pour une charge égale).

Un électron suffisamment énergétique peut radier un photon d'énergie $E > 2m_e \sim 1\text{MeV}$ et ce dernier peut générer une paire électron-positron. Le positron peut alors être sélectionné à la place de l'électron original, résultant en une inversion de charge. On peut alors écrire (diagramme présenté figure 5.9) :

$$e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\gamma^* \rightarrow e^{\pm}e^+e^-$$

Cette création de nouvelle paire e^+e^- résulte de l'interaction du photon avec le détecteur lui-même et est supérieure à la création de paires de muons, plus massifs. Des deux conditions précédentes :

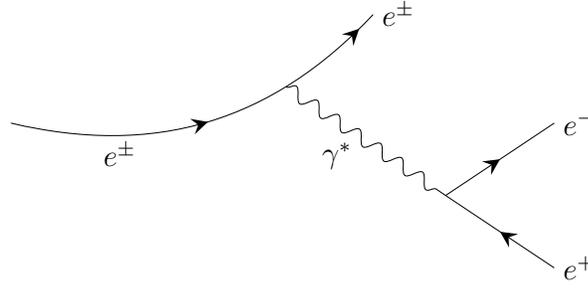


FIGURE 5.9 – Électron radiant un photon par rayonnement de freinage. L'énergie élevée du photon donne lieu à la création d'une paire électron-positron.

- énergie élevée de l'électron incident,
- interaction du photon radié avec la matière du détecteur,

deux variables apparaissent naturelles pour mesurer l'impact de ce bruit de fond : l'impulsion transverse p_T des candidats et leur pseudo-rapidité η . Pour la seconde, la répartition du matériel dans le détecteur est fonction directe de η comme illustré figure 2.5.

Autres facteurs de mauvaise assignation de la charge électrique

Ce phénomène peut intervenir à haute impulsion transverse, la courbure de la trace dans le champ magnétique étant faible, elle peut être mal identifiée. Cela s'applique surtout aux électrons, les muons étant moins affectés par de telles erreurs. L'effet de levier étant plus important dans les chambres à muons, l'estimation de la courbure en est d'autant plus précise. S'ajoute aussi la redondance dans la détection des muons combinés (détecteur interne et chambres à muons). Il a alors été montré que ce bruit de fond était négligeable pour les muons et n'est pas inclus dans l'analyse.

Mesure du bruit de fond relatif à la mauvaise assignation de la charge

Il a déjà été mentionné que les muons n'étaient que marginalement impactés par ce processus. Seul les canaux ee et $e\mu$ sont alors considérés ici. Le principal processus contribuant à ce bruit de fond est $t\bar{t}$. Le but est la mesure du nombre d'évènements avec deux électrons de même charge électrique dans l'état final, dont l'un d'eux de charge inversée au préalable (évènement initialement OS).

Le taux d'erreur d'assignation de cette charge $\epsilon_{\text{mis-id}}$ (de l'anglais *mis-identification*) est mesuré grâce à une étude de maximum de vraisemblance (*likelihood*) dans les évènements $Z \rightarrow ee$ aux électrons de même signe. Les intervalles considérés sont définis par p_T et η comme justifié précédemment. Le nombre important d'évènements et la pureté de ce processus, déjà exploités au chapitre précédent, permettent des erreurs statistiques faibles. Comme décrit au section 4.3, le bruit de fond présent dans une fenêtre de masse autour de la masse du boson Z est soustrait à partir de leur estimation dans des bandes latérales. Le taux d'erreur sur la charge apparaît figure 5.10 pour des électrons *tight*. Les erreurs systématiques proviennent de trois sources principales :

- l'erreur statistique sur le maximum de vraisemblance $\sigma_{\epsilon}^{\text{likelihood}}(|\eta|, p_T)$;
- la différence entre les taux mesurés avec le maximum de vraisemblance et la vérité *Monte Carlo* des évènements $Z \rightarrow ee$ simulés (la simulation permet d'accéder à la vérité, soit la nature de chaque particule sans ambiguïté) ;
- les variations de fenêtre de masse autour de la masse du boson Z lors de l'extraction du bruit de fond.

Comme attendu, ce taux augmente avec l'impulsion transverse p_T et la pseudo-rapidité η des candidats (de 5.10^{-5} à bas p_T et bas $|\eta|$ à 10^{-2} pour une haute impulsion transverse, $p_T > 60$ GeV, et $|\eta| > 2$). Un poids est alors affecté à chaque évènement $Z \rightarrow ee$ en fonction des taux d'erreur sur l'assignation de la charge des deux candidats électrons :

$$w_{\text{QmisID}} = \epsilon_{\text{mis id},1}(1 - \epsilon_{\text{mis id},2}) + \epsilon_{\text{mis id},2}(1 - \epsilon_{\text{mis id},1}) \quad (5.1)$$

Ce poids est calculé pour une unique inversion de charge (premier lepton, mais pas le second, ou second mais pas le premier) et est affecté d'une erreur systématique totale d'environ 30% à titre conservatif. La table 5.10 détaille le

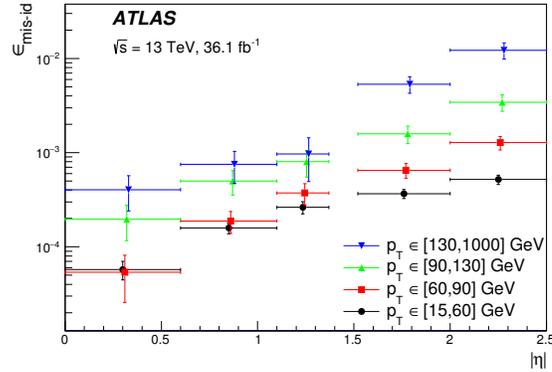


FIGURE 5.10 – Taux d’erreur $\epsilon_{\text{mis-id}}$ sur l’assignation de la charge pour des électrons *very tight* (T^*) dans le canal $2\ell\text{SS}$. La distribution est ici présentée en fonction de $|\eta|$ pour plusieurs fenêtres d’impulsion transverse p_T et combine les données recoltées en 2015 et 2016 pour un total de 36.1 fb^{-1} . Les barres d’erreur matérialisent la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques.

Prédictions	$2\ell\text{SS} (ee)$	$2\ell\text{SS} (e\mu)$	$2\ell\text{SS} (\text{tot})$
Par les données (DD)	18.5 ± 6.5	14.1 ± 5.0	32.6 ± 11.4
Simulation (MC)	15.8	12.9	28.7
DD/MC	1.2 ± 0.4	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.4

TABLE 5.10 – Mesure dans les données du nombre d’erreurs sur l’assignation de la charge d’électrons dans la région de signal $2\ell\text{SS}$. À titre comparatif, les prédictions des simulations et le rapport données-prédictions sont donnés.

nombre prédit de candidats dont la charge a été inversée dans le canal $2\ell\text{SS}$ et montre un bon accord entre mesures faites à l’aide des données (*data driven*, DD) et de la simulation.

5.6.2 Estimation du bruit de fond de faux leptons

La présence de "faux leptons" a déjà été mentionnée dans la section 5.5.2. Cette appellation désigne aussi bien des leptons non-prompts que des particules dont la signature est identifiée à tort comme un lepton. Elle est indifféremment utilisée pour les électrons et les muons et l’origine des faux leptons est multiple. Les désintégrations en cascade de hadrons de saveurs lourdes produisent des leptons (électrons ou muons) non-isolés. Ce sont les leptons non-prompts. Faux électrons et faux muons peuvent aussi provenir de sources spécifiques.

Outre les leptons non-prompts, les "faux électrons" proviennent de deux sources principales :

- hadron arrêté dans le calorimètre électromagnétique, laissant une signature similaire à celle d’un électron ;
- conversion d’un photon en une paire électron-positron.

Les "faux muons" peuvent eux être :

- des résidus de gerbes hadroniques parvenant au spectromètre à muons ;
- des muons issus de la désintégration en vol de mésons.

Il est intéressant de noter qu’il existe aussi de faux leptons taus, n’entrant pas dans le cadre du canal $2\ell\text{SS}$ et dont une méthode spécifique est développée pour en estimer le nombre de candidats bruit de fond.

Ces processus dépendent des interactions avec le détecteur, ils sont ainsi difficilement modélisables, et la méthode d’estimation des faux leptons développée ici utilise uniquement les données. Elle est dite *data driven* au même titre que l’estimation du bruit de fond dans la mesure de l’efficacité de reconstruction des électrons au chapitre 4. Il s’agit de la méthode de la matrice développée au paragraphe suivant.

On peut souligner que ce bruit de fond est largement dominant dans le canal $2\ell\text{SS}$, objet de ce chapitre. La figure

5.11 illustre la proportion des bruits de fond principaux dans chacune des régions de signal et de contrôle définies pour cette analyse. Le canal $2\ell SS$ voit son bruit de fond représenté à près de 50% par des faux leptons. Ils représentent près

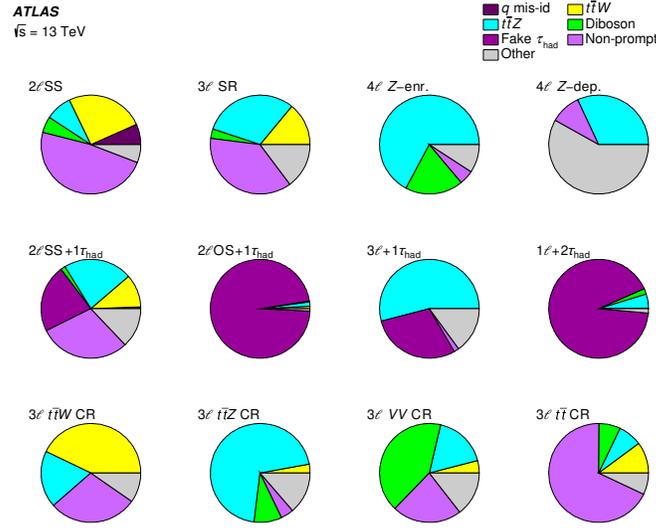


FIGURE 5.11 – Proportion des contributions des différents bruits de fond pour chacune des 8 régions de signal et 4 régions de contrôle. Les faux leptons apparaissent en rose sous le nom *Non-prompt*. $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ apparaissent en jaune et bleu clair et l'erreur sur l'assignation de la charge est en violet.

d'un tiers du bruit de fond pour le canal 3ℓ . Leur réduction et, au delà, leur estimation précise sont par conséquent cruciaux pour la précision de la mesure finale.

5.6.2.1 Méthode de la matrice

Cette méthode repose sur les réponses différentes entre "vrais" et "faux" leptons à des critères d'identification ou d'isolation plus ou moins restrictifs [178] et est utilisée dans de nombreuses analyses de physique. Le principe réside dans la définition de trois régions de contrôle orthogonales entre elles et orthogonales à la région de signal définie au paragraphe 5.5.3. Chaque événement i est catégorisé comme :

- TT_i regroupant les événements dont les deux leptons satisfont aux critères *tight* (T^*) définis table 5.7, il s'agit de la région de signal. Ce nombre d'évènements est noté N^{TT} ,
- $T\bar{T}_i$ pour les événements dont le premier lepton (celui ayant l'impulsion transverse la plus élevée) satisfait aux critères *tight* et le second échoue à ces mêmes critères (nombre d'évènements associé $N^{T\bar{T}}$),
- $\bar{T}T_i$ où le premier lepton échoue aux critères de sélection *tight* et le second les satisfait (nombre d'évènements associé $N^{\bar{T}T}$),
- $\bar{T}\bar{T}_i$ où les deux échouent (nombre d'évènements associé $N^{\bar{T}\bar{T}}$).

On peut aussi regrouper les événements des quatre catégories définies ci-dessus en quatre autres catégories orthogonales en séparant les "faux" et "vrais" leptons :

- rr_i les événements avec deux "vrais leptons" de nombre d'évènements associé N^{rr} ,
- rf_i les événements où le premier est un "vrai" lepton, le second est "faux" (nombre d'évènements associé N^{rf}),
- fr_i les événements où le premier est un "faux" lepton, le second est "vrai" (nombre d'évènements associé N^{fr}),
- ff_i les événements où les deux sont des "faux" leptons (nombre d'évènements associé N^{ff}).

On définit finalement ε_r et ε_f les efficacités respectives pour un lepton réel ou faux de satisfaire aux critères de sélection *tight*. De même, ϕ_r et ϕ_f définissent les probabilités qu'un lepton réel ou faux échoue aux critères *tight* mais entre tout de même dans la région de signal (soit $\phi = 1 - \varepsilon$). Il est alors possible d'exprimer N^{TT} , $N^{T\bar{T}}$, $N^{\bar{T}T}$ et $N^{\bar{T}\bar{T}}$ en fonction de N^{rr} , N^{rf} , N^{fr} et N^{ff} . Toutes les efficacités précédemment définies ε_r , ε_f , ϕ_r et ϕ_f sont affectées d'un second indice \bullet_1 ou \bullet_2 pour les deux leptons (selon un ordre d'impulsion transverse décroissante).

On peut ainsi par exemple exprimer le nombre d'évènements dans la région TT :

$$N^{TT} = \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} \times N^{rr} + \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} \times N^{rf} + \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} \times N^{fr} + \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \times N^{ff}.$$

De même dans la région $T\bar{T}$:

$$N^{T\bar{T}} = \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} \times N^{rr} + \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} \times N^{rf} + \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} \times N^{fr} + \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \times N^{ff}.$$

Sous forme de matrice 4×4 , on peut alors écrire :

$$\begin{pmatrix} N^{TT} \\ N^{T\bar{T}} \\ N^{T\bar{T}} \\ N^{TT} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N^{rr} \\ N^{rf} \\ N^{fr} \\ N^{ff} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Dans la formule (5.2), le terme de gauche est connu. Il s'agit simplement de compter les évènements dans chaque région. Les efficacités/probabilités pour les leptons réels ou faux de satisfaire aux critères *tight* sont mesurables dans les données (voir paragraphe 5.6.3). Ainsi le dernier terme, séparant les évènements en quatre sous-ensembles selon le caractère réel ou faux des leptons peut être calculé. L'équation (5.2) peut être inversée :

$$\begin{pmatrix} N^{rr} \\ N^{rf} \\ N^{fr} \\ N^{ff} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \\ \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2} & \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} N^{TT} \\ N^{T\bar{T}} \\ N^{T\bar{T}} \\ N^{TT} \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Le nombre total d'évènements entrant dans la catégorie bruit de fond N_{TT}^f (évènements comptant au moins un faux lepton dans la région TT) s'écrit :

$$N_{TT}^f = N_{TT}^{rf} + N_{TT}^{fr} + N_{TT}^{ff} = \varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2}N^{rf} + \varepsilon_{r,2}\varepsilon_{f,1}N^{fr} + \varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2}N^{ff}. \quad (5.4)$$

En incluant la définition des poids de la méthode de la matrice dans cette formule et en explicitant la somme sur les évènements i :

$$\begin{aligned} N_{TT}^f &= \sum_{i \in \{rf\}} (\varepsilon_{r,1}\varepsilon_{f,2})_i + \sum_{i \in \{fr\}} (\varepsilon_{f,1}\varepsilon_{r,2})_i + \sum_{i \in \{ff\}} (\varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2})_i \\ &= \sum_{i \in \{TT\}} (w_{TT}^{MM})_i + \sum_{i \in \{T\bar{T}\}} (w_{T\bar{T}}^{MM})_i + \sum_{i \in \{T\bar{T}\}} (w_{T\bar{T}}^{MM})_i + \sum_{i \in \{TT\}} (w_{TT}^{MM})_i \end{aligned} \quad (5.5)$$

Où :

$$\begin{aligned} w_{TT}^{MM} &= \left(1 - \alpha\varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2}\varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2}\right)_i \\ w_{T\bar{T}}^{MM} &= \left(\alpha\varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2}\varepsilon_{f,2}\varepsilon_{f,1}\right)_i \\ w_{T\bar{T}}^{MM} &= \left(\alpha\varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2}\varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2}\right)_i \\ w_{TT}^{MM} &= -\left(\alpha\varepsilon_{r,1}\varepsilon_{r,2}\varepsilon_{f,1}\varepsilon_{f,2}\right)_i \\ \alpha_i &= \frac{1}{(\varepsilon_{r,1i} - \varepsilon_{f,1i})(\varepsilon_{r,2i} - \varepsilon_{f,2i})} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Ces poids ne tiennent pas compte de l'erreur possible d'assignation de la charge. Les poids w_{QMisID} définis au paragraphe précédent, équation (5.1), sont appliqués aux régions $2lOS$: TT , $T\bar{T}$, $T\bar{T}$, et $T\bar{T}$, puis soustraits avant calcul des poids par la méthode de la matrice.

5.6.2.2 Traitement des électrons issus de conversion de photons

En général, la proportion de leptons non-prompts domine ce que sont appelés ici les "faux leptons". Les électrons issus de conversions de photons, dont le mécanisme est détaillé au paragraphe 5.6.1 sont largement sous-dominants. Cependant, l'utilisation de la variable `PromptLeptonIso`, réduisant principalement le nombre de leptons issus de désintégration de saveurs lourdes⁴, change ces proportions.

La proportion de faux leptons n'étant ni des leptons non-prompts, ni issus de conversions de photons est faible (moins de 5%) comme illustré figure 5.12.

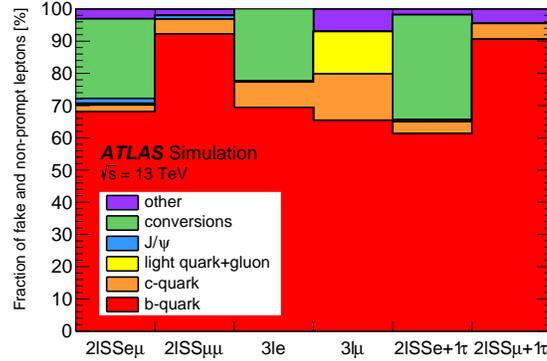


FIGURE 5.12 – Proportion du nombre de faux leptons selon leur origine dans les canaux $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ ($e\mu$ et $\mu\mu$), 3ℓ ($3/x$ désigne les évènements à 3 leptons où x est le lepton de plus basse impulsion transverse p_T) et $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$ ($e + \tau_{\text{had}}$ et $\mu + \tau_{\text{had}}$). Ces estimations sont faites à partir des simulations, utilisant les variables de vérité.

Bien que minoritaires, les électrons issus de conversions de photons ont une efficacité de sélection aux critères *tight* (notée f_γ) 5 à 6 fois plus grande que leurs homologues issus de décroissances de quarks aux saveurs lourdes (notée f_{hf} , avec hf acronyme de *heavy flavour*). Ces différences de réponse aux critères *tight* sont une motivation pour estimer séparément le nombre de faux leptons selon leur origine. Il est cependant difficile de définir deux régions de contrôle suffisamment pures en conversions de photons ou décroissances de saveurs lourdes. Le choix a alors été fait de garder une estimation commune, une efficacité de sélection de faux leptons effective, dans une seule région de contrôle inclusive. Cette efficacité effective doit alors être corrigée à l'aide de facteurs prenant en compte la proportions d'électrons de conversion et des efficacités de chaque type de faux électrons, calculées à l'aide des simulations. La fraction d'électrons de conversion dans la région de signal est définie par F_{SR} , F_{CR} désigne celle dans la région de contrôle de la méthode de la matrice (définie au paragraphe suivant). Le facteur de correction est alors défini comme :

$$\alpha = \frac{(1 - F_{SR}) \times f_{hf} + F_{SR} \times f_\gamma}{(1 - F_{CR}) \times f_{hf} + F_{CR} \times f_\gamma} - 1.$$

Alors, l'efficacité des faux leptons dans la région de signal s'exprime comme $f = (1 + \alpha)f_{CR}$. Ce facteur est soumis à 40% d'erreur comptant 15% d'incertitude sur la modélisation des conversions dans les simulations, 20% sur la mesure de $t\bar{t}\gamma$ et 50% sur la modélisation des désintégrations semi-leptoniques du quark b . α vaut alors 0.07 ± 0.03 dans le canal $e\mu$ et 0.42 ± 0.18 dans le canal ee .

5.6.3 Calcul des efficacités des vrais et faux leptons

Dans les définitions des poids données équation (5.6), les paramètres à déterminer sont l'efficacité de vrais leptons à satisfaire aux critères *tight* de sélection et le taux de faux leptons satisfaisant aux mêmes critères. Le premier, ϵ_r , est mesuré en fonction de l'impulsion transverse p_T des leptons dans une région de contrôle enrichie en évènements

4. Les saveurs lourdes désignées ici sont les quarks b et c . Les leptons non-prompts proviennent très majoritairement des quarks b . Moins de 5% proviennent de décroissances de quarks c .

$t\bar{t}$ ($Z \rightarrow ee$ n'est pas utilisé dans cette mesure, $t\bar{t}$ reproduisant mieux la topologie des événements où les leptons peuvent être à proximité de jets de quarks b). Cette région de contrôle est définie par :

- exactement deux leptons de charge et saveur différentes ($2\ell OSOF$) satisfaisant aux critères *loose* ;
- 2 ou 3 jets dans l'état final, ce qui permet d'assurer l'orthogonalité avec la région de signal (définie avec au moins 4 jets) ;
- au moins un jet identifié comme provenant d'un quark b , pour minimiser le nombre d'événements n'ayant aucun quark top. L'efficacité d'identification de jets de quark b étant de 70%, un seul est requis dans la sélection.

La méthode *Tag and Probe* est alors utilisée pour mesurer ε_r . Le lepton *tag* doit alors satisfaire aux critères *tight* (définis table 5.7) et correspondre au lepton sélectionné par les critères de déclenchement à simple lepton. La contamination en faux leptons est soustraite à partir de son estimation dans la simulation. Comme pour ce qui a été fait lors des mesures des efficacités relatives aux électrons, dans le cas de deux candidats *probe*, les deux sont utilisés dans la mesure. La figure 5.13a montre les efficacités de sélection de vrais électrons et muons mesurées dans les données.

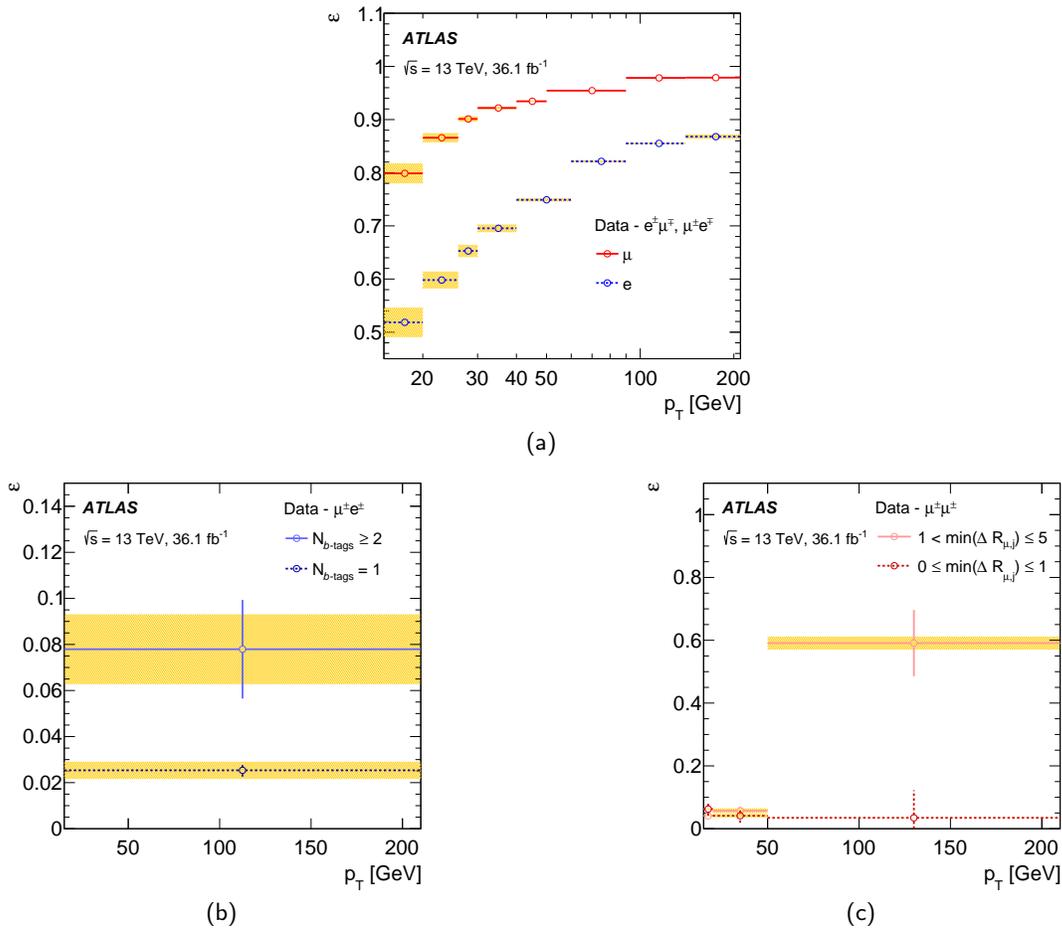


FIGURE 5.13 – Efficacités de sélection des vrais leptons, électrons et muons (a), des faux électrons (b) et faux muons (c) mesurées dans les données. Les barres d'erreur matérialisent les incertitudes statistiques et les bandes oranges indiquent les erreurs systématiques.

Les efficacités des faux leptons (ε_f) sont elles aussi mesurées dans les données, dans une région de contrôle enrichie en faux leptons dans le processus $t\bar{t}$ (un seul lepton parmi les deux dans l'état final). Cette région de contrôle est définie par :

- exactement deux leptons de même charge électrique ;
- 2 ou 3 jets dans l'état final, toujours pour assurer l'orthogonalité avec la région de signal ;

— au moins un jet identifié comme provenant d'un quark b .

Pour sélectionner les *probes* faux électrons, seuls les évènements μe sont considérés. Le *tag* doit alors être le muon et celui-ci doit être utilisé dans les critères de déclenchement et passer les critères de sélection *tight*.

Dans la sélection des *probes* faux muons, seuls les évènements $\mu\mu$ sont considérés avec les mêmes conditions sur le *tag*. Dans le cas où deux muons satisfont au critères du *tag*, l'ambiguïté est levée en choisissant le muon de plus grande impulsion transverse. Le bruit de fond de ce lot, ici les leptons prompts, est estimé par la simulation et soustrait. Le bruit de fond lié à la mauvaise assignation de la charge est soustrait comme décrit au paragraphe 5.6.1, en utilisant les données uniquement. Les mesures des taux de faux leptons dans la région *tight* se présentent sous forme de deux cartes à deux dimensions pour les électrons et les muons. Pour les électrons, la mesure est faite dans des intervalles $p_T \times N_{b\text{-jets}}$ ⁵ et $p_T \times \Delta R(\mu, \text{jet le plus proche})$ pour les muons. La dépendance au nombre de jets de quarks b permet de prendre en compte les variations de composition des faux leptons tandis que la dépendance en ΔR permet d'inclure les effets des jets proches dans l'efficacité des faux muons à satisfaire le menu *tight*. Les figures 5.13b et 5.13c en illustrent les résultats.

5.6.4 Vérification de la méthode

La méthode précédemment décrite est appliquée aux échantillons simulés $t\bar{t} + t\bar{t}\gamma$ dans les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ pour s'assurer de sa validité. Les efficacités de leptons prompts et taux de faux leptons sont mesurées dans les régions de contrôle définies précédemment (ici dans les simulations) et les résultats de la méthode de la matrice (indexés MM dans équations suivantes) sont alors utilisés pour la prédiction du nombre de faux leptons dans les régions de signal des deux canaux considérés. Le rapport entre le nombre de faux leptons donné par la vérité *Monte Carlo* et l'estimation de la méthode de la matrice est utilisé dans l'estimation des erreurs systématiques :

$$SF = \frac{N_{t\bar{t}, t\bar{t}\gamma}}{N_{MM}} \quad (5.7)$$

$$\zeta = 1 - SF = \frac{N_{MM} - N_{t\bar{t}, t\bar{t}\gamma}}{N_{MM}}$$

ζ est le facteur de non-correspondance entre nombre d'évènements contenant un faux lepton donné par la vérité *Monte Carlo* et son estimation par la méthode de la matrice dans la même simulation ($\zeta = 0$ pour un accord parfait entre vérité et estimation). Le maximum entre valeur centrale de ζ et son incertitude σ_ζ est utilisé dans le calcul des erreurs systématiques de la force du signal $\mu_{t\bar{t}H}$. La table 5.11 donne la valeur des facteurs définis équation (5.7) dans les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ . Le paramètre de nuisance relatif à l'estimation des faux leptons dans l'ajustement des prédictions aux données apparaît aussi dans la table 5.11 sous la dénomination " ζNP ", avec NP acronyme de l'anglais *nuisance parameter*.

	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	3ℓ
$SF \left(\frac{t\bar{t}, t\bar{t}\gamma}{MM} \right)$	0.94 ± 0.10	1.11 ± 0.08	0.89 ± 0.08	0.91 ± 0.18
Non correspondance (ζ)	0.06 ± 0.10	-0.11 ± 0.08	0.11 ± 0.09	-0.09 ± 0.18
$\zeta NP = \max(\zeta, \sigma_\zeta)$	0.10	0.11	0.11	0.18

TABLE 5.11 – Facteur de non-correspondance ζ dans les régions pré-MVA et paramètre de nuisance associé dans l'ajustement des prédictions aux données.

Prédictions du nombre de faux leptons dans les régions de signal

La table 5.12 présente les nombres d'évènements prédits par la méthode de la matrice et les simulations dans les régions de signal $2\ell SS$ et 3ℓ . Dans toutes les catégories de saveur de ces canaux, la simulation sous estime largement le nombre de faux leptons. L'utilisation d'une méthode basée sur les données pour l'estimation du nombre de faux leptons est aisément justifiée au regard des différences de prédictions entre les deux méthodes. La simulation sous

5. Initialement, la paramétrisation en impulsion transverse comptait deux intervalles. La région 15-20 GeV n'apparaît pas ici avec l'augmentation du seuil en p_T à 20 GeV.

Prédiction	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$2\ell SS$	$\ell\mu\mu$	$\ell e\mu$	ℓee	3ℓ
MM	47 ± 14	110 ± 22	76 ± 17	233 ± 39	35.3 ± 5.9	62.0 ± 7.9	24.0 ± 4.9	121.3 ± 18.9
MC	32 ± 3	65 ± 6	38 ± 4	134 ± 13	16.4 ± 4.1	24.9 ± 5.0	11.1 ± 3.3	52.4 ± 13.6
MM/MC	1.5 ± 0.5	1.7 ± 0.4	2.0 ± 0.5	1.7 ± 0.3	2.2 ± 0.7	2.5 ± 0.6	2.2 ± 0.8	2.3 ± 0.7

TABLE 5.12 – Nombres de faux leptons prédits dans les régions pré-MVA des canaux $2\ell SS$ et 3ℓ par la méthode de la matrice (MM) et les simulations (MC). Les incertitudes sont la somme des erreurs statistiques et systématiques.

estime en effet largement la prédiction basée sur les données à hauteur de 50% dans le canal $\mu\mu$, 70% dans le canal $e\mu$ et 100% dans le canal ee comme détaillé table 5.12. Les processus à l'origine de faux leptons sont l'un des éléments les plus difficiles à modéliser, en particulier à cause du traitement de l'hadronisation.

5.6.5 Validation des bruits de fond

Les estimations de bruits de fond dominants doivent être vérifiées pour s'assurer de la validité de l'analyse. Des régions de validation sont construites pour les bruits de fond principaux de l'analyse (à 7 canaux) pour valider les estimations de leptons prompts et non-prompts. Chacune de ces régions est optimisée pour maximiser sa pureté en le bruit de fond considéré. Il est ainsi possible de comparer les données aux estimations (ou prédictions des simulations) dans ces régions enrichies. Le bruit de fond $t\bar{t}V$ est étudié au paragraphe 5.6.5.1. Le paragraphe 5.6.5.2 décrit la région de validation pour le bruit de fond composé de faux leptons et permet de juger de l'accord entre estimations du bruit de fond et données dans plusieurs distributions.

5.6.5.1 Validation du bruit de fond de leptons prompts

$t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ sont les bruits de fond de leptons prompts dominants dans le canal $2\ell SS$ (respectivement 25 et 9% du bruit de fond total, *c.f.* table 5.9). Deux régions de contrôle pour $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ sont construites dans le canal 3ℓ et sont définies par analyse multivariée. La différence entre régions de validation et de contrôle repose sur le fait qu'une région de contrôle est utilisée dans l'ajustement des prédictions aux données pour ajouter des contraintes sur le bruit de fond.

Ces régions sont construites à l'aide d'arbres de décision boostés à 5 dimensions (pour les processus $t\bar{t}H$, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}$ et VV). Le principe des arbres de décision boostés (*BDT*) et plus généralement des analyses multivariées utilisées dans la classification des événements est décrit section 5.7.

L'espace des phases est l'ensemble des événements dans les prédictions. Les arbres de décision boostés permettent de classifier chaque événement en leur affectant une probabilité de correspondre à un processus plutôt qu'aux autres. Cet espace peut alors être partitionné par 5 surfaces (une par processus précédemment listé) à 5 dimensions. Chaque région ainsi délimitée et enrichie en l'un des processus est finalement projetée sur un axe à une dimension. Ceci est illustré figure 5.14a pour le bruit de fond $t\bar{t}Z$ et figure 5.14b pour $t\bar{t}W$ avec la projection sur la multiplicité en jets. Un bon accord entre données et prédictions est observé.

5.6.5.2 Validation du bruit de fond lié aux faux leptons

La région de validation pour le bruit de fond de faux leptons est définie comme la région de signal, à l'exception de la multiplicité de jets, $2 \leq N_{\text{jets}} \leq 3$. Elle est illustrée par les distributions de distance minimale entre le lepton de plus basse impulsion transverse et le jet le plus proche $\Delta R(\ell_1, \text{jet})$ figure 5.15a et l'impulsion transverse de ce lepton $p_T(\ell_1)$ figure 5.15b.

Une seconde région, enrichie en événements $t\bar{t}$, est construite dans le canal 3ℓ de la même façon que les régions de validation des bruits de fond $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$. Elle est illustrée par les distributions de nombre de jets de quark b et l'impulsion transverse du lepton de même charge figures 5.15c et 5.15d.

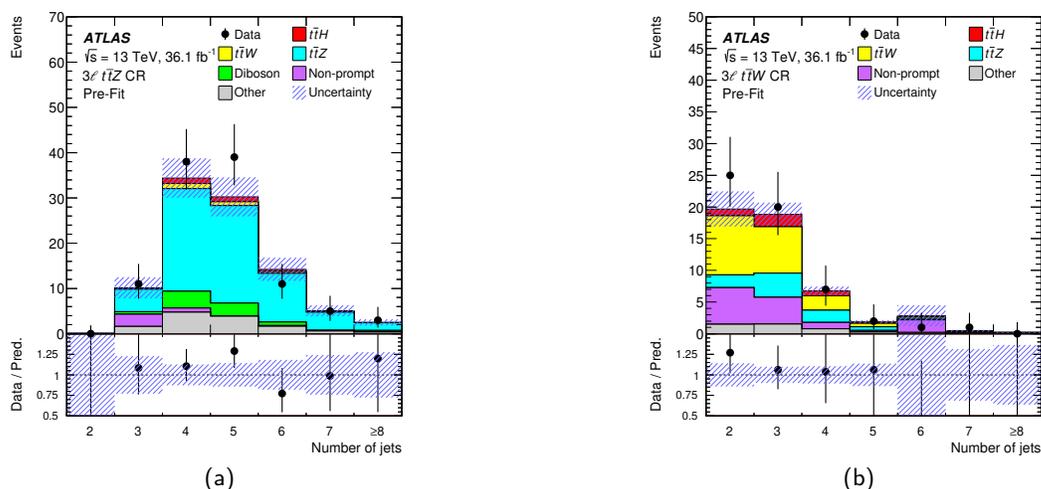


FIGURE 5.14 – Comparaisons des prédictions aux données dans la distribution de multiplicité de jets dans les régions de contrôle $t\bar{t}Z$ (gauche) et $t\bar{t}W$ (droite) dans le canal 3ℓ . Le rapport données/prédictions apparaît en bas des distributions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

5.7 Analyse multivariée dans le canal avec deux leptons de même signe

Les sections précédentes ont permis la définition d'une région de signal comptant exactement deux leptons de même charge électrique. Sa construction se fait par un choix de coupures sur les variables cinématiques ou la topologie des événements comme l'impulsion transverse des leptons ou la multiplicité des jets. Au stade de la présélection des événements, des techniques d'analyse multivariées ont déjà été utilisées dans la définition des objets (par exemple dans les critères d'identification des leptons ou des jets de quark b) ou la réduction du nombre de faux leptons (section 5.5.2). Les bruits de fond ainsi réduits sont alors estimés soit grâce aux simulations ou à des méthodes utilisant directement les données (section 5.6).

Le but de l'analyse est la mesure de la force du signal $t\bar{t}H$, ce manuscrit limitant le détail au canal $2\ell SS$. Le plus simple serait alors de compter le nombre d'événements attendus dans la région de signal et comparer avec les modélisations pour confronter les sections efficaces de production observée et attendue. C'est en effet ce qui a été fait au cours du Run 1 du LHC par l'expérience ATLAS [138] et pour les premiers résultats au Run 2 [142] (section 5.1 et paragraphe 5.2.1).

L'espace défini par l'ensemble de ces événements est cependant réorganisé en une distribution permettant de discriminer signal et bruits de fond. Pour ce faire, il est à nouveau possible d'utiliser le pouvoir de séparation signal/bruit de fond des analyses multivariées au cœur de la région de signal. En combinant le pouvoir de discrimination de certaines variables sur les propriétés des événements ou des objets en une seule, il devient possible d'utiliser le plein pouvoir de la statistique disponible et ajuster les prédictions/estimations de signal et bruits de fond aux données dans cette nouvelle distribution.

Cette section introduit le principe de la classification par analyse multivariée et arbres de décision boostés au paragraphe 5.7.1 et justifie le choix du lot de variables utilisé au paragraphe 5.7.2. La classification des événements de la région de signal grâce aux variables discriminantes est présentée au paragraphe 5.7.3 ainsi que l'optimisation d'un discriminant unique (paragraphe 5.7.4) utilisé dans l'ajustement final (section 5.8).

L'utilisation et optimisation de méthodes multivariées dans le canal $2\ell SS$ constitue ma contribution principale à cette analyse.

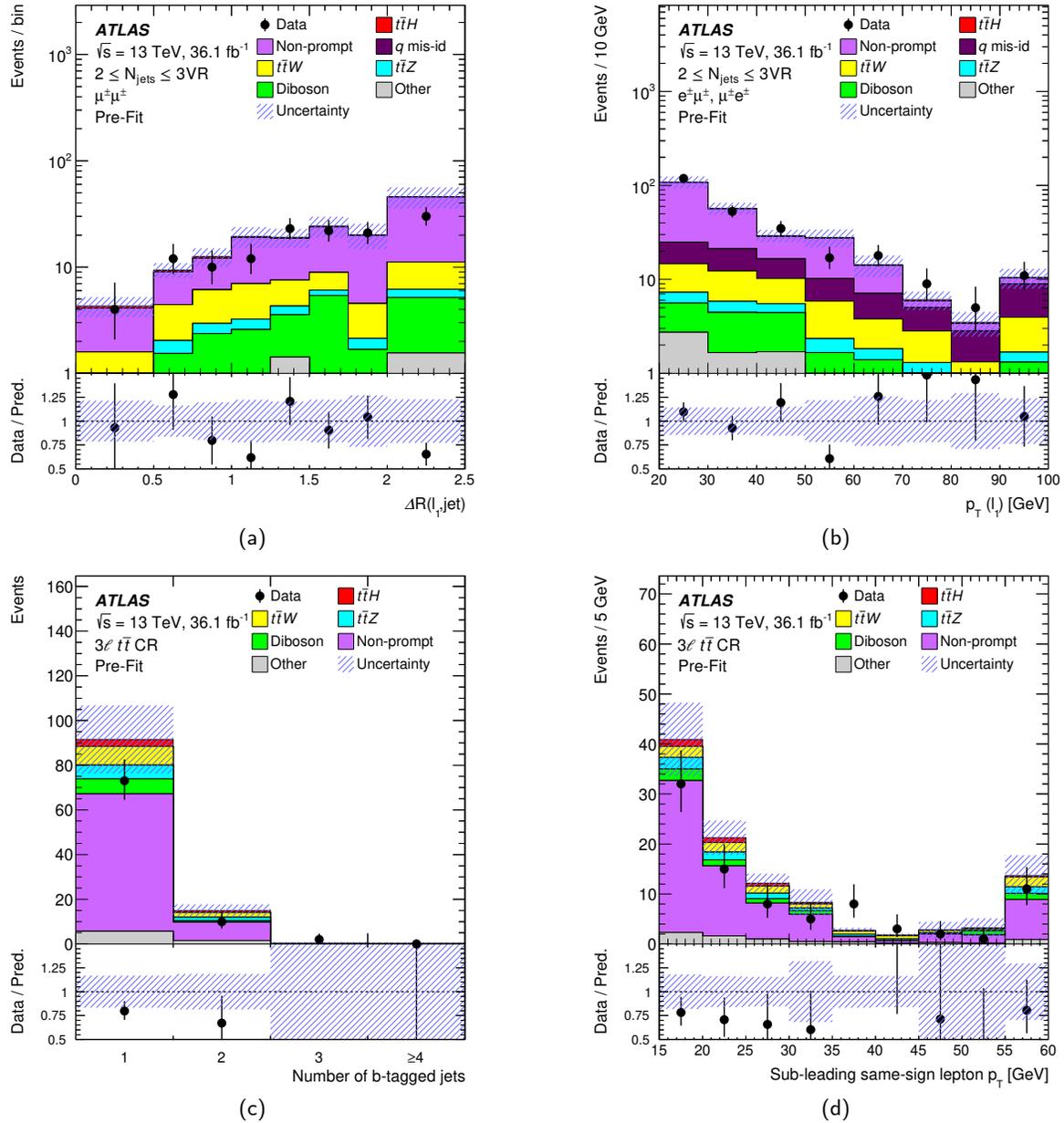


FIGURE 5.15 – Comparisons des prédictions aux données dans les distributions de distance entre le lepton de plus basse impulsion transverse et le jet le plus proche, $\Delta R(\ell_1, \text{jet})$ dans le canal $2\ell SS(\mu\mu)$ (a) et l'impulsion transverse de ce lepton $p_T(\ell_1)$ (b), dans les canaux $e\mu$ et μe .

Multiplicité de jets de quarks b (c) et impulsion transverse du lepton de plus bas p_T (d) dans la région de contrôle $3\ell t\bar{t}$.

Le rapport données/prédictions apparaît en bas des distributions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

5.7.1 Principe d'une analyse multivariée

Comparaison avec des sélections booléennes usuelles

Nombre d'analyses de physique reposent sur la définition d'une ou plusieurs régions de signal, afin de maximiser la signification statistique des événements du processus recherché. Beaucoup entrent dans la catégorie dite *cut and count* en Anglais, littéralement "coupe et compte", le principe étant en effet de "couper" les lots d'évènements à l'aide de sélections simples sur diverses variables. Par exemple, les coupures usuelles sur l'impulsion transverse d'un lepton $p_T > 20$ GeV ou sa pseudo-rapidité $|\eta| < 2.47$ sont dites rectangulaires.

Définissons un cadre simple où un évènement est décrit par deux variables $var1$ et $var2$. La figure 5.16 matérialise un comportement hypothétique de ces deux variables. La figure 5.16c présente le diagramme de corrélations entre elles. Pour construire une région favorisant la présence de signal au détriment du bruit de fond, il pourrait être considéré de

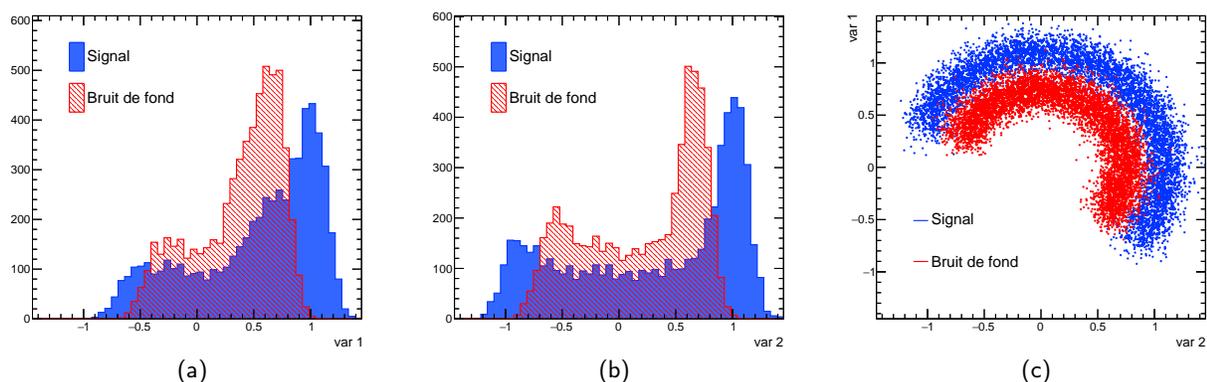


FIGURE 5.16 – Diagrammes d'exemples de variables pour des lots de signal et bruit de fond (a et b). Diagramme de corrélations entre ces deux variables (c).

rejeter tous les évènements avec $-0.6 \leq var1 \leq 0.9$ et $-0.8 \leq var2 \leq 0.9$ comme illustré figure 5.17a. Mais cette méthode n'utilise pas les informations sur la corrélation entre $var1$ et $var2$. Il est manifeste au regard de la figure 5.16c qu'une corrélation fonctionnelle du type $var1^2 + var2^2 = R^2$ lie ces variables avec R le rayon du cercle, différent pour signal bruit de fond. Il est bien sûr plus efficace de définir une sélection qui ne soit pas un rectangle, mais le

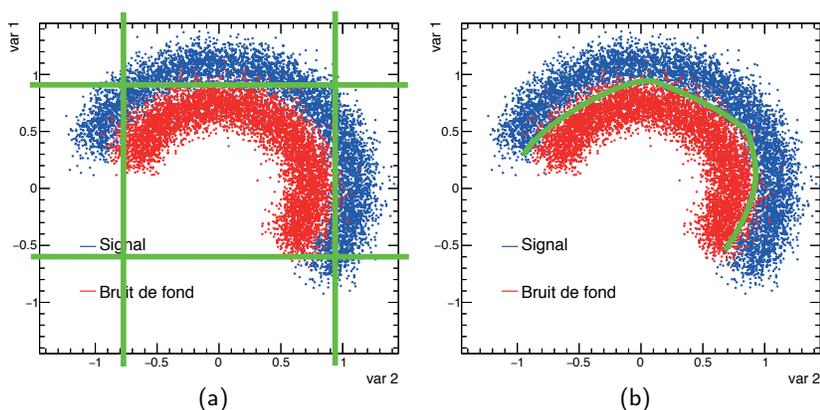


FIGURE 5.17 – Diagramme de corrélations entre les deux variables, où sont indiquées des coupures rectangulaires (à gauche) et la sélection issue d'une analyse multivariée (à droite)

contour de séparation entre les distributions rouge et bleue comme illustré figure 5.17b. Une telle sélection n'est pas aussi simple qu'un booléen du type $var1 > 0.5$. De telles sélections sont possibles grâce aux analyses multivariées.

Évidemment, ceci n'est qu'un exemple construit pour illustrer le principe. Ici, un simple changement de variables (passage en coordonnées polaires) pourrait permettre de conserver deux variables R et φ et séparer signal et bruit de fond par leur distance au centre du cercle. Il apparaîtra cependant au long du manuscrit que le pouvoir de séparation des sélections multivariées est largement supérieur aux sélections conventionnelles.

Arbres de décision boostés

Les méthodes d'analyses multivariées appartiennent à la famille des algorithmes à apprentissage supervisé (*Supervised learning*) où sont utilisés deux échantillons de prédictions (simulations ou méthodes utilisant les données comme la méthode de la matrice) : un pour l'entraînement (*training*) et un pour le test. Les lots d'entraînement permettent de déterminer la frontière de séparation entre signal et bruit de fond, la distinction entre les deux étant connue. Cet entraînement consiste à combiner les variables entre elles afin d'établir des sélections sur la combinaison plutôt que sur les variables individuelles. Cette frontière est ensuite appliquée aux lots de tests où va être mesurée l'efficacité de la sélection.

La méthode utilisée dans l'analyse de ce canal repose sur des arbres de décision. Dans tout ce qui suit, ces arbres de décision seront appelés "BDT", acronyme de l'Anglais *Boosted Decision Tree*. Elle consiste en la construction d'un arbre similaire à celui figure 5.18. Partant du nœud racine, appelé sélection pré-MVA (correspondant à la région de signal), des séparations binaires sont successivement appliquées en utilisant les variables discriminantes, comme les sélections rectangulaires. Chaque division se fait sur la valeur optimale de séparation en deux lots, l'un enrichi en signal, l'autre en bruit de fond. Certaines variables peuvent apparaître plusieurs fois dans l'arbre tandis que d'autres peuvent ne pas apparaître du tout. Les feuilles en bas de l'arbre sont notées S pour le signal et B pour le bruit de fond en fonction du type d'évènement majoritaire. Les arbres utilisés sont dits "boostés" par l'utilisation d'algorithmes spéciaux dans l'attribution de poids à chaque évènement. Les arbres de décision pourront alors apparaître sous le nom "BDTG" dans les figures suivantes pour signifier que les BDT utilisent un algorithme appelé *Gradient*. Les diverses appellations "MVA", "BDT", "BDTG" réfèrent ici toutes à la même méthode. En prolongeant l'exemple précédent

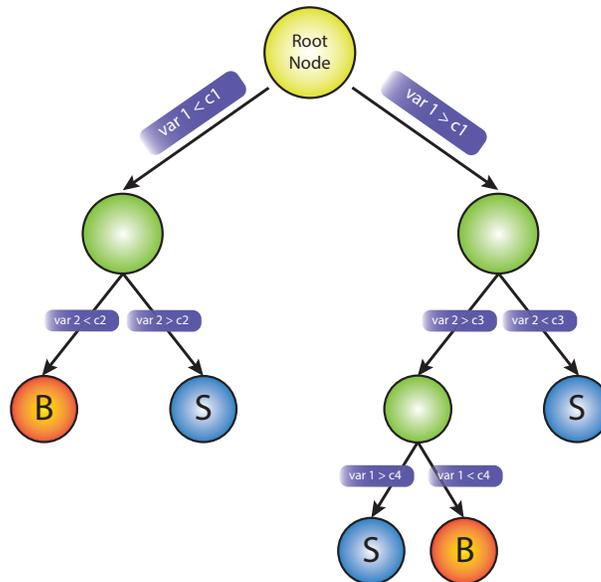


FIGURE 5.18 – Vue schématique d'un arbre de décision.

avec deux variables, les paires de feuilles S et B au bas de l'arbre peuvent être interprétées comme ligne de séparation entre signal et bruit de fond définie par l'équation :

$$\text{Pour } x < \text{var1} < x + h_1, y < \text{var2} < y + h_2$$

h_1 et h_2 , largeurs des intervalles dans la sélection pour var1 et var2 , sont d'autant plus petites qu'il y a de feuilles dans l'arbre.

Ainsi, la sélection en arc de cercle représentée figure 5.17b serait une succession de sélections rectangulaires suivant la courbure du cercle. On peut faire l'analogie entre ces sélections et la représentation d'un arc de cercle sur un écran à pixels carrés où la finesse de l'affichage (ou la sélection) dépend directement du nombre de pixels par unité de surface (nombre de branches).

Finalement, l'ensemble de ces sélections est retranscrit dans une variable appelée "discriminant" au long de ce manuscrit. Cette dernière combine le pouvoir de séparation des variables utilisées dans l'entraînement de la méthode et est définie entre -1 et 1. Une sélection "discriminant ≥ -1 " correspond à l'ensemble de la région pré-MVA, soit aucune sélection supplémentaire. Plus la valeur du discriminant est élevée (maximum 1), plus la sélection est stricte et voit augmenter la pureté $S/(S + B)$ du signal. De -1 à $+1$, les feuilles sont agrégées par pureté croissante. Si plusieurs arbres sont utilisés (forêt), la coupure sur la variable BDT est moyennée sur tous les arbres.

Le canal considéré compte deux bruits de fond principaux : $t\bar{t}V$ et les faux leptons. Ainsi, deux BDT sont entraînés pour discriminer spécifiquement chacun d'eux :

- la modélisation des faux leptons n'étant pas suffisamment fidèle aux données, la discrimination du bruit de fond réductible se fait en entraînant un BDT n'utilisant que la modélisation du processus de signal $t\bar{t}H$ et les estimations du nombre de faux leptons calculées avec la méthode de la matrice. Pratiquement, cela se traduit par l'application événement par événement des poids calculés par cette dernière. De nombreux événements sont affectés de poids négatifs. La méthode utilisée ne peut cependant pas inclure de poids négatifs dans l'entraînement. La valeur absolue de ces poids est alors utilisée dans le "BDT". Il a toutefois été montré que les distributions des événements affectés d'un poids négatif étaient très similaires à celles avec poids positifs, assurant de ne pas introduire de biais dans la méthode.
- le bruit de fond $t\bar{t}V$ est dominé par $t\bar{t}W$. La modélisation de ce processus par la simulation a été contrôlée dans une région de validation au paragraphe 5.3.2 et jugée suffisante. Il en est de même pour les régions de contrôle définies dans le canal 3ℓ. Elle est donc utilisable pour l'entraînement d'un BDT utilisant les simulations de signal $t\bar{t}H$ de bruit de fond $t\bar{t}V$.

La première étape dans l'application de méthodes d'analyse multivariées est de s'assurer que la modélisation des processus considérés est compatible avec les données. Ceci a en partie été fait avec les régions de validation, mais il faut que cet accord données-prédictions se confirme dans les variables utilisées lors de l'entraînement de la méthode, pour la sélection pré-MVA. Il convient alors de définir un lot de variables pertinent et satisfaisant au critère de correspondance données - prédictions. Ceci est présenté au paragraphe suivant.

Les lots de données et prédictions sont séparés en deux parties selon l'indice de chaque événement. L'entraînement de la méthode se fait parallèlement en utilisant l'ensemble des événements d'indices pairs (impairs). Les sélections résultant de l'entraînement sont ensuite appliquées au lot de test, d'événements d'indices impairs (pairs), afin d'évaluer les performances. Ces sélections sont finalement appliquées aux données. La prédiction du nombre de faux leptons se basant sur ces mêmes données la réponse des événements pairs (impairs) est aussi appliquée sur les événements impairs (pairs) afin de ne pas introduire de biais dans les performances. Cet entraînement double permet d'utiliser l'ensemble de la statistique disponible dans données et simulations. Bien sur, pour s'assurer de l'homogénéité des lots d'indices pairs et impairs, les événements sont indexés de façon aléatoire.

5.7.2 Choix du lot de variable utilisé dans l'entraînement du BDT

Outre l'accord entre prédictions et données pour chaque variable, nécessaire pour que les résultats de la procédure d'entraînement soient par la suite applicables aux données, le choix de ces variables doit satisfaire à plusieurs critères :

- elles doivent contribuer au pouvoir discriminant de la méthode. Cette contrainte a une origine double. La première est la nécessité de limiter le nombre de variables utilisées durant l'entraînement. Il serait en effet sans intérêt d'inclure des distributions parfaitement identiques pour signal et bruit de fond. Pour réduire le temps de calcul et éviter certaines instabilités inhérentes à la méthode, un lot d'une dizaine de variables est défini. La réduction de leur nombre passe par l'élimination des variables les plus corrélées entre elles afin de maximiser l'information utilisable ;
- pour saisir les tenants et aboutissants des résultats de performances, elles doivent conserver un sens physique et ne pas faire une combinaison aléatoire de variables. Par exemple, il n'aurait pas de sens d'utiliser comme variable d'entraînement la somme de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des leptons $p_T + \eta$. À

l'inverse, la somme des pseudo-rapidités des leptons conserve un sens, les faux leptons peuplant plus les régions de haut $|\eta|$.

Des études dans ce sens ont été menées et conduisent au lot de 9 variables suivant :

- N_{jets} (notée `nJets_OR_T` dans les diagrammes de corrélation, comme figure 5.21) : multiplicité de jets d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV. Pour prendre en compte la modélisation incertaine des régions de haute multiplicité, N_{jets} voit $N_{\text{jets}} \geq 7$ rapporté à $N_{\text{jets}} = 7$ (une multiplicité de 8 jets sera considérée comme étant de 7 jets dans l'entraînement) ;
- $N_{b\text{-jets}}$ (`nJets_OR_T_MV2c10_70`) : nombre de jets identifiés comme jets de b avec $p_T > 25$ GeV (efficacité d'identification de 70%) ;
- saveur des leptons (`lep_flavour`) : définie comme $2 \times N_{\mu_0} + N_{\mu_1}$. Cette valeur est de 0 dans le canal ee , 1 pour $e\mu$, 2 pour μe et 3 pour $\mu\mu$ (le premier lepton est celui d'impulsion transverse la plus élevée). Il est en effet attendu que le nombre de faux leptons change en fonction de la saveur de l'état final ;
- $\Delta R(\ell_0, \text{jet})$ (`minDeltaR_LJ_0`) : distance angulaire entre le premier lepton et le jet le plus proche. Les faux leptons, en général moins isolés, se voient alors globalement plus proches des jets voisins. Les variables d'isolation ne sont pas utilisées car mal modélisées par les simulations ;
- $\Delta R(\ell_1, \text{jet})$ (`minDeltaR_LJ_1`) : distance angulaire entre le second lepton et le jet le plus proche ;
- maximum entre les pseudo-rapidités des leptons $|\eta_{\ell_0}|$ et $|\eta_{\ell_1}|$ (`max_eta`), $\text{Max}(|\eta_{\ell_0}|, |\eta_{\ell_1}|)$;
- impulsion transverse du second lepton $p_T(\ell_1)$ (`lep_Pt_1`) ;
- E_T^{miss} (`MET_RefFinal_et`) : l'énergie transverse manquante, caractérisant la présence de plus ou moins de neutrinos et leur impulsion ;
- M_{ℓ_0, ℓ_1} (`M1101`) : la masse invariante de la paire de leptons. Il est en effet attendu que la masse invariante de cette paire soit plus élevée pour le bruit de fond $t\bar{t}W$ que pour le signal $t\bar{t}H$. Le boson W décroît en effet directement en $\ell\nu$, tandis que le boson de Higgs décroît en une paire WW^* , ZZ^* ou $\tau\bar{\tau}$ et le lepton sera issu de l'une de ces particules filles.

La charge totale des deux leptons (+2 ou -2) pourrait potentiellement profiter de l'asymétrie de la production $t\bar{t}W$, composée de 2/3 de $t\bar{t}W^+$ et 1/3 $t\bar{t}W^-$ comme exposé au paragraphe 5.3.2. Il a cependant été montré que l'ajout de cette variable à l'entraînement du BDT n'apportait aucun gain de sensibilité. Il a aussi été mentionné au paragraphe 5.5.3 que la catégorisation de la région de signal en sous régions de somme de charges des leptons n'apportait aucune amélioration de la sensibilité. Le fait qu'il en est de même au sein du BDT ne fait que le confirmer. La saveur de l'état final a néanmoins été conservée dans le lot de 9 variables pour tirer avantage des différentes réponses à certaines variables entre faux électrons et muons. En addition, la figure 5.19 compare le pouvoir de séparation (signal - $t\bar{t}V$ et signal - faux leptons) du présent lot de 9 variables à un lot de 14 variables (ajout de M_{eff} , M_T , $p_T(\ell_0)$, $\Delta R(\ell_0, \ell_1)$ et $\text{Max}(|\eta_{\ell}|)$ séparé en $|\eta_{\ell_0}|$ et $|\eta_{\ell_1}|$).

On peut représenter graphiquement les performances de séparation signal - bruit de fond avec les courbes caractéristiques de chaque méthode. Cette représentation, appelée *ROC* de l'Anglais *Receiver Operation Characteristics*, figure 5.19, consiste en un graphique avec en abscisse l'efficacité de sélection du signal (ϵ_{sig}) et en ordonnée la rejection du bruit de fond (définie comme $1 - \epsilon_{\text{bkg}}$). Aucune amélioration de la séparation entre signal et bruits de fond n'apparaît ici. Le lot de 14 variables compte des corrélations modérées entre certaines d'entre elles. Le retrait de ces variables du lot, jusqu'à n'en compter plus que 9, n'impacte pas les performances. Ce lot de 9 variables est donc le lot minimal permettant les mêmes performances que des lots plus complets.

Enfin, ce même lot est utilisé dans les deux entraînements pour discriminer les bruits de fond $t\bar{t}V$ et faux leptons. La raison en est uniquement de conserver une certaine flexibilité dans le code.

Les comparaisons entre prédictions et données pour ces 9 variables apparaissent figure 5.20. L'accord entre données et prédictions est globalement bon dans chacune des distributions. Ces prédictions dépendent largement de l'estimation du nombre de faux leptons (près de 50% du bruit de fond total) et la plupart de ces fluctuations sont largement couvertes par l'inclusion des erreurs systématiques associées. Un léger déficit est observé dans la région de basse impulsion transverse pour ℓ_1 . Des approfondissements l'imputent aux électrons. De même, la modélisation imparfaite de la région à haut $p_T(\ell_1)$, E_T^{miss} , et m_{ℓ_0, ℓ_1} (toutes trois corrélées) provient du canal ee .

Les variables les plus performantes dans la séparation signal/bruits de fond sont :

- N_{jets} : la production d'évènements $t\bar{t}$ peuplant majoritairement la région à basse multiplicité de jets ;
- $\min(\Delta R(\ell_0, \text{jet}))$ et $\min(\Delta R(\ell_1, \text{jet}))$: il est attendu que les faux leptons / leptons non-prompts soient moins isolés que les leptons de signal. Dans le canal $t\bar{t}$, sont en effet attendus des leptons pouvant provenir de

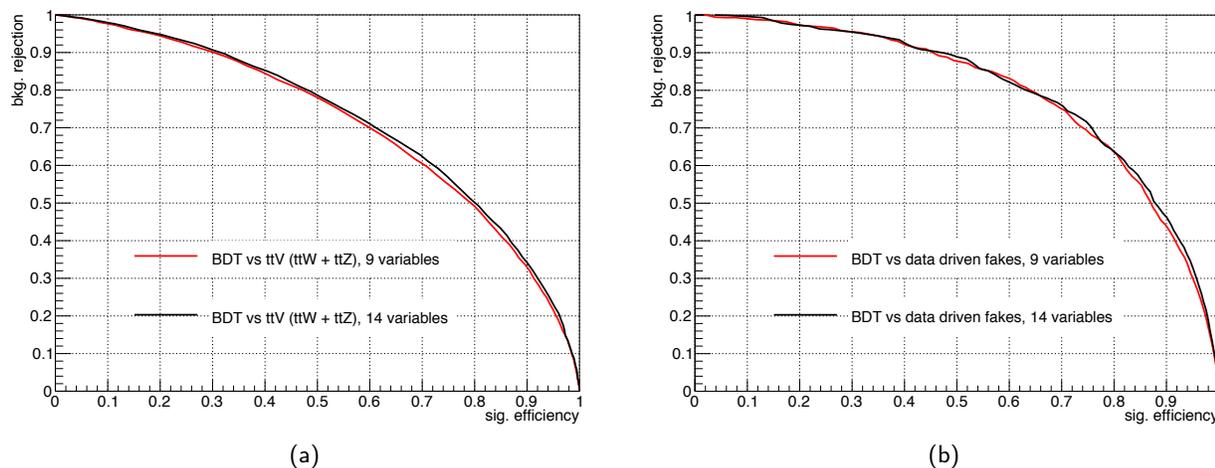


FIGURE 5.19 – Courbes caractéristiques obtenues avec 9 et 14 variables dans l’entraînement de la méthode pour la discrimination du bruit de fond $t\bar{t}V$ (de faux leptons) à gauche (à droite).

désintégrations en cascade dans l’hadronisation de quarks aux saveurs lourdes ;

- $p_T(\ell_1)$: en accord avec l’argument précédent, la fraction d’énergie emportée par un lepton issu d’une désintégration en cascade ou d’une conversion de photon est moins importante que pour la décroissance d’un boson W par exemple.

Les matrices de corrélations du lot de variables utilisé dans cette analyse sont présentées figure 5.21 pour signal, bruit de fond réductible et bruit de fond irréductible. Celles-ci sont inférieures à 20% pour l’ensemble des variables utilisées dans l’entraînement de la méthode multivariée à l’exception de $m_{\ell_0\ell_1}$ et $p_T(\ell_1)$ de l’ordre de 60% pour le bruit de fond $t\bar{t}V$ et 70% pour signal et faux leptons. Cette corrélation, attendue par définition de la masse invariante des deux leptons, n’a cependant pas été un motif suffisant pour la suppression de l’une de ces variables. Il a été vérifié que le retrait de l’une ou l’autre d’entre elles entraînait une diminution significative de la sensibilité de l’analyse.

Des variables additionnelles relatives à la reconstruction ou la cinématique de la paire $t\bar{t}$ ont été ajoutées au précédent lot de 9 variables pour augmenter le pouvoir discriminant de la méthode. Ces variables sont :

- le χ^2 relatif à l’ajustement de la reconstruction de la paire $t\bar{t}$;
- son impulsion transverse p_T ;
- la somme des impulsions transverse des jets H_T ;
- la distance angulaire entre les deux quarks top $\Delta\phi$.

De même, le logarithme de la fonction de vraisemblance calculée pour la reconstruction de la paire $t\bar{t}$ a été incluse dans le même but. Plus de détails sur les méthodes de reconstruction des paires $t\bar{t}$ sont donnés en ref. [179]. Les courbes caractéristiques relatives au lot de 9 variables, au lot de 9 + 4 (χ^2 , p_T , H_T , $\Delta\phi$) variables et 9 + 1 (fonction de vraisemblance) sont données figure 5.22. Aucune de ces variables n’apportant d’amélioration aux performances du lot de variables initial, ce dernier est conservé dans tout ce qui suit.

5.7.3 Pouvoir discriminant des analyses multivariées

Il a été mentionné section 5.7.1 que le but des analyses multivariées menées ici étaient de combiner le pouvoir discriminant des variables utilisées au cours de l’entraînement de la méthode en une seule. La figure 5.23a présente cette nouvelle variable, spécifiquement construite pour la discrimination du bruit de fond irréductible $t\bar{t}V$. La figure 5.23b présente une variable similaire, construite pour discriminer le bruit de fond réductible. Sur chacun de ces graphiques, quatre distributions apparaissent :

- la distribution de points bleus est la réponse de l’analyse multivariée évaluée dans la simulation du signal pour l’ensemble des événements ayant été utilisés au cours de l’entraînement de la méthode ;
- la distribution bleue correspond aux mêmes performances que la distribution précédente, évaluées cette fois dans l’ensemble des événements de signal n’ayant pas été utilisés lors de l’entraînement de la méthode ;

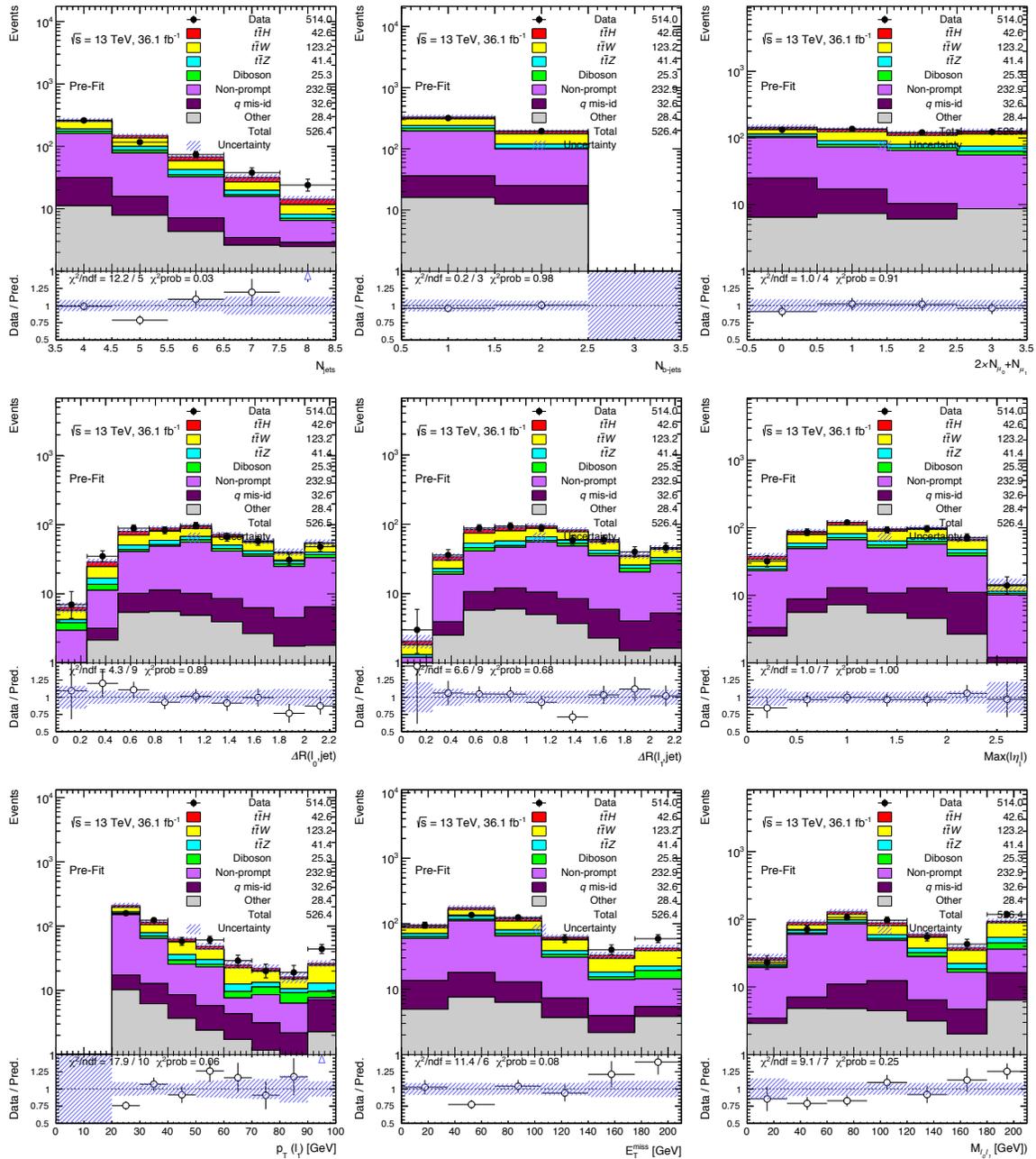


FIGURE 5.20 – Comparaison des prédictions aux données dans la région de signal pour les 9 variables utilisées dans l’entraînement des méthodes multivariées. Il n’y a aucun ajustement des prédictions aux données ici (label *pre-fit*). Les nombres d’évènements relatifs aux bruits de fond de faux leptons et inversion de charge sont estimés dans les données, les autres le sont par les simulations. Le rapport données/prédictions apparaît en bas des distributions. Les barres d’erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions. Les premiers et derniers intervalles somment ce qui n’apparaît pas en deçà de l’abscisse minimale et au delà de l’abscisse maximale (*underflow* et *overflow*).

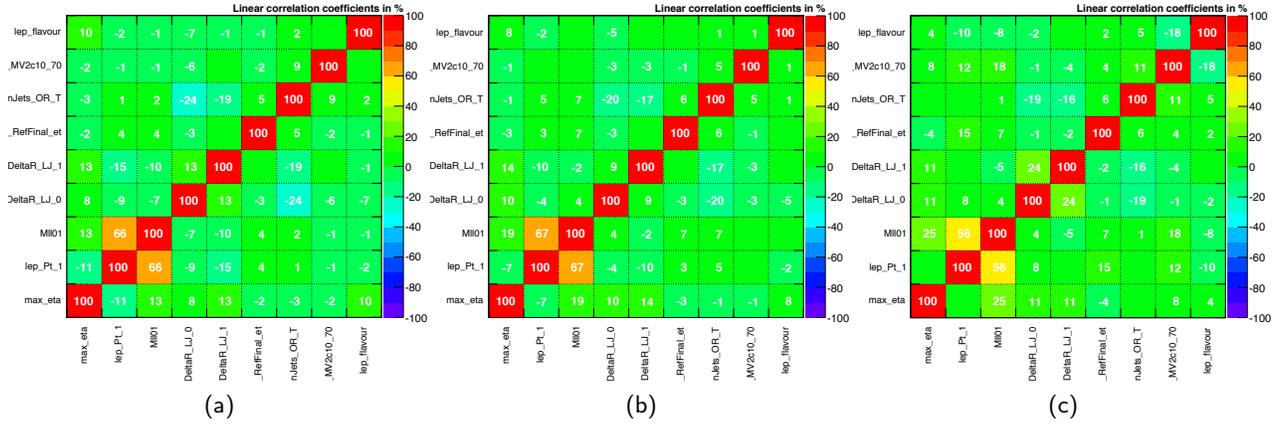


FIGURE 5.21 – Matrices de corrélations entre les 9 variables utilisées dans l’entraînement de la méthode pour le signal (a), le bruit de fond $t\bar{t}V$ (b) et les faux leptons (c).

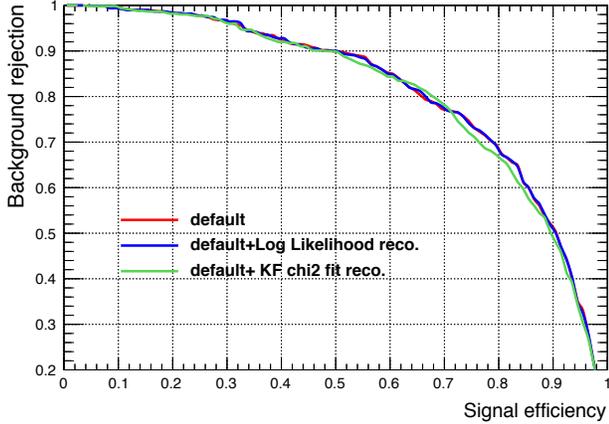


FIGURE 5.22 – Superposition des courbes ROC dans la discrimination du bruit de fond de faux leptons utilisant 9 variables, 9 + 4 (variables cinématiques) ou 9 + 1 (maximum de vraisemblance) variables.

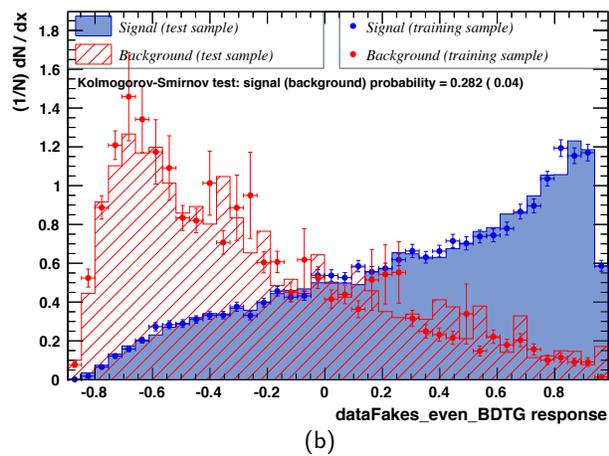
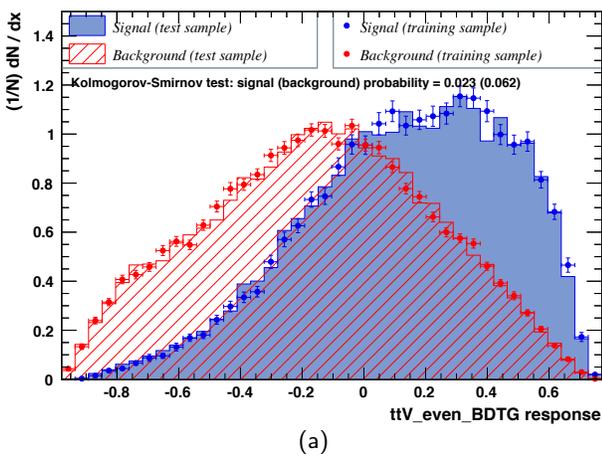


FIGURE 5.23 – Réponse des évènements de signal et bruits de fond $t\bar{t}V$ (a) et de faux leptons (b) au discriminants respectivement construits pour les réduire. Sont superposées les réponses des évènements du groupe utilisé pour l’entraînement de la méthode (*training*) et son complémentaire pour la validation de la méthode (*test*).

- la distribution de points rouges correspond à la réponse du bruit de fond au discriminant précédemment construit. Cette réponse est évaluée dans les événements de simulation utilisées lors de l'entraînement de la méthode pour discriminer le bruit de fond $t\bar{t}V$, ou les fichiers de données eux-mêmes pour l'estimation du nombre de faux leptons (pondérés par les poids calculés au paragraphe 5.6.2) ;
- la dernière distribution, rouge et hachurée est la réponse des événements de bruit de fond non-utilisés durant l'entraînement.

Comme décrit précédemment, les événements de signal voient leur réponse tendre vers 1 et les événements de bruit de fond tendre vers -1. Si le pouvoir discriminant de chaque variable est peu visible figure 5.20, il est indéniable pour les variables nouvellement créées. Ces graphiques permettent de détecter un possible surentraînement de la méthode. Ce surentraînement (*overtraining* en Anglais) résulte d'une méthode trop complexe pour la statistique disponible (trop de nœuds, profondeur⁶ trop élevée. . .) Une telle méthode verra la frontière entre signal et bruit de fond sensible aux fluctuations statistiques des lots utilisés. Une statistique infinie pourrait permettre une complexité infinie du modèle. Le nombre d'événements étant ici limité, l'enjeu est de trouver un compromis entre complexité de la méthode et robustesse aux fluctuations statistiques. Ici, l'accord entre réponses des lots d'entraînement et de test à ces nouveaux discriminants est suffisamment bon pour considérer qu'il n'y a pas de surentraînement.

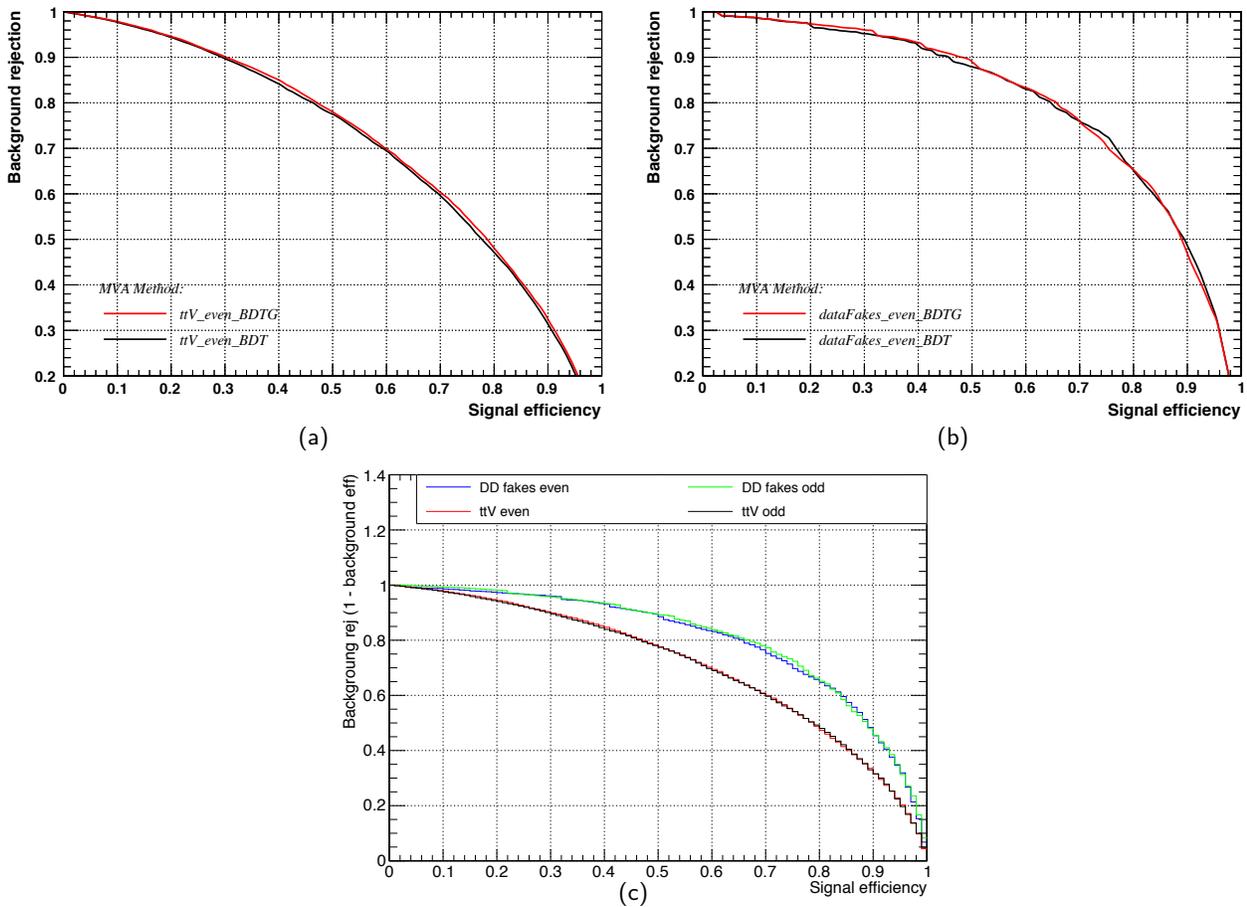


FIGURE 5.24 – Courbes *ROC* pour le discriminant optimisé pour séparer signal et bruits de fond $t\bar{t}V$ (a) et de faux leptons (b). Le suffixe *BDT(G)* indique l'utilisation ou non de l'algorithme de gradient dans l'optimisation (il est utilisé dans l'ensemble des résultats présentés ici).

Superposition des courbes *ROC* dans la discrimination des deux bruits de fond principaux pour l'entraînement de la méthode avec les événements d'indices pairs et impairs (c).

Pour en saisir la signification, prenons un exemple simple, basé sur la figure 5.23a. Supposons qu'une coupure est faite

6. Nombre maximal de nœuds avant d'atteindre une feuille

pour une valeur du discriminant $BDT(t\bar{t}V) > 0.5$. Dans ce cas, l'efficacité de signal correspond au rapport des aires des distributions bleues : $BDT(t\bar{t}V) \geq 0.5 / BDT(t\bar{t}V) \geq -1$ (même définition pour l'efficacité de bruit de fond). Dans ce cas, x % du signal satisfait cette sélection et y % du bruit de fond ($x > y$). La rejection est définie de deux façons :

- Elle peut être définie comme le nombre d'événements de bruit de fond rejetés pour la sélection d'un événement, soit $1/\epsilon_{\text{bkg}}$. Ainsi pour une rejection de 20, seul 1 événement de bruit de fond sur 19 satisfait aux critères de sélections du BDT.
- Il apparaît aussi une définition équivalente à l'inefficacité de sélection, soit $(1 - \epsilon)$. C'est cette définition qui est utilisée ici.

Ainsi le point précédemment défini verra son abscisse définie dans la courbe ROC par $\epsilon_{\text{sig}} = x$ et son ordonnée par $1 - \epsilon_{\text{bkg}} = 1 - y$. Plus une méthode est efficace dans la discrimination d'un bruit de fond, plus l'aire sous-tendue par sa courbe caractéristique (ROC) est grande, jusqu'à une limite de 1. Ce cas limite, caractérisé par une discrimination totale du bruit de fond pour une efficacité de sélection du signal de 100% serait alors un point de coordonnées (1,1).

Au regard des figures 5.23 et 5.24, il est clair que la discrimination signal - faux leptons est plus performante que pour le bruit de fond $t\bar{t}V$. Ceci est effectivement attendu à cause de la topologie particulière des événements $t\bar{t}$ et le mécanisme de production ou d'identification (à tort) de faux leptons ou leptons non-prompts. Les performances affichées dans ces deux figures sont celles de l'entraînement de la méthode en utilisant les événements d'indice pair. Des performances très similaires sont observées avec les événements d'indice impair.

Les figures 5.25a et 5.25b présentent les réponses aux deux discriminants individuels en superposant données et prédictions dans la région de signal. Le premier est relatif au bruit de fond $t\bar{t}V$ et le second au bruit de fond de faux leptons. Tous deux affichent un accord raisonnable entre données et prédictions en considérant les erreurs systématiques (selon le χ^2 donné dans la partie intérieure des histogrammes). Le déficit dans les données dans la région $[-0.8, -0.6]$ du discriminant $BDT(\text{faux leptons})$ est corrélé à celui observé figure 5.20 à basse impulsion transverse pour le lepton ℓ_1 .

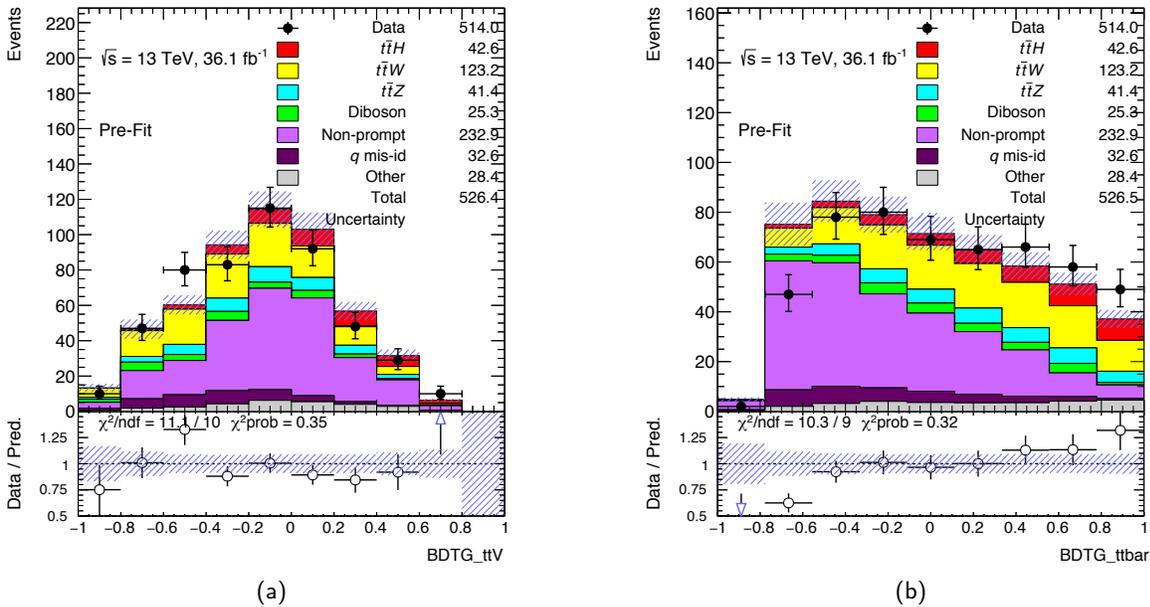


FIGURE 5.25 – Réponses de l'ensemble des événements aux deux variables BDT avant ajustement aux données. A gauche (droite), seule la variable issue de l'analyse multivariée séparant signal et bruit de fond $t\bar{t}V$ (faux leptons) est considérée. Le rapport données/prédictions apparaît en bas des distributions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

5.7.4 Optimisation du discriminant

Le paragraphe précédent traitait de l'optimisation individuelle des deux analyses multivariées. Le but est ici d'avoir un discriminant unique, combinant le pouvoir de séparation des deux précédents pour les deux bruits de fond principaux.

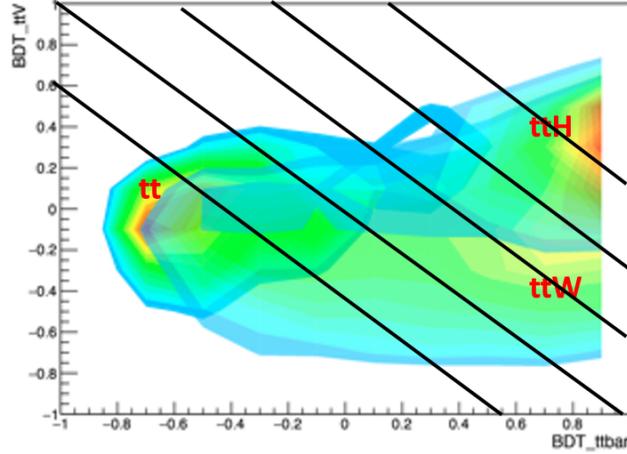


FIGURE 5.26 – Projection des deux précédents sur un plan ayant pour abscisse $BDT(\text{faux leptons})$ et $BDT(t\bar{t}V)$ en ordonnée. Les droites inclinées en sont la partition avec 6 intervalles ($a = 1$), $z_s = 3$ et $z_b = 3$. Les paramètres a , z_s et z_b sont définis plus loin.

On peut répartir tous les évènements comptés dans ces graphes sur un plan avec les réponses aux discriminants $BDT(\text{faux leptons})$ en abscisse et $BDT(t\bar{t}V)$ en ordonnée. La figure 5.26 illustre cette projection. Cette carte présente alors des régions enrichies en signal ou en bruits de fond en superposant chacune d'entre elles. Pour que les trois distributions soient visibles, différents niveaux de transparence ont été appliqués. Les calques superposent les évènements $t\bar{t}H$ au dessus des évènements $t\bar{t}V$ eux mêmes au dessus des faux leptons.

Il convient alors de réorganiser cet espace à deux dimensions en une seule variable à une dimension. Pour se faire, plusieurs approches ont été testées.

Première approche, partitionnement sous contrainte

La première est très simple et uniquement basée sur la forme de la réponse des évènements aux deux discriminants BDT . La classification des feuilles plus riches en signal ou bruit de fond (illustrée figure 5.18) est telle que la réponse du signal sera plutôt 1, celle du bruit de fond plutôt proche de -1. Dans une carte à deux dimensions avec $BDT(\text{faux leptons})$ en abscisse et $BDT(t\bar{t}V)$ en ordonnée, cela implique que le signal devrait être plutôt proche de (1,1), le bruit de fond $t\bar{t}V$ proche de $(\bullet, -1)$ et les faux leptons dans une région proche de $(-1, \bullet)$. Ceci est illustré figures 5.26 avec la superposition des 3 processus principaux (signal, $t\bar{t}V$ et faux leptons) et 5.27a de façon plus schématique. On peut alors découper la carte en 6 régions en ne définissant que 3 points, nommés A_1 , A_2 et A_3 (figure 5.27b). Un nombre minimal de degrés de liberté a été choisi pour limiter le temps de calcul. Ainsi, la définition de ces trois points peut dépendre de 4 degrés de liberté si $x_{A_1} = x_{A_2}$, $y_{A_1} = y_{A_3}$.

Les seuls degrés de liberté restants sont x_{A_1} , y_{A_1} , y_{A_2} et x_{A_3} . Le paramètre (empirique) utilisé pour optimiser le partitionnement est défini comme suit :

$$Z = \sum_{t\bar{t}H, t\bar{t}V, t\bar{t}} \left(\omega_{\# \text{ int}} \frac{\sum_{\langle x,y \rangle \text{ region}} \frac{N_{\text{process}}}{N_{\text{tot}}}}{\sum_{\langle x,y \rangle \text{ tout}} \frac{N_{\text{process}}}{N_{\text{tot}}}} \right) \times \omega_{\text{process}}. \quad (5.8)$$

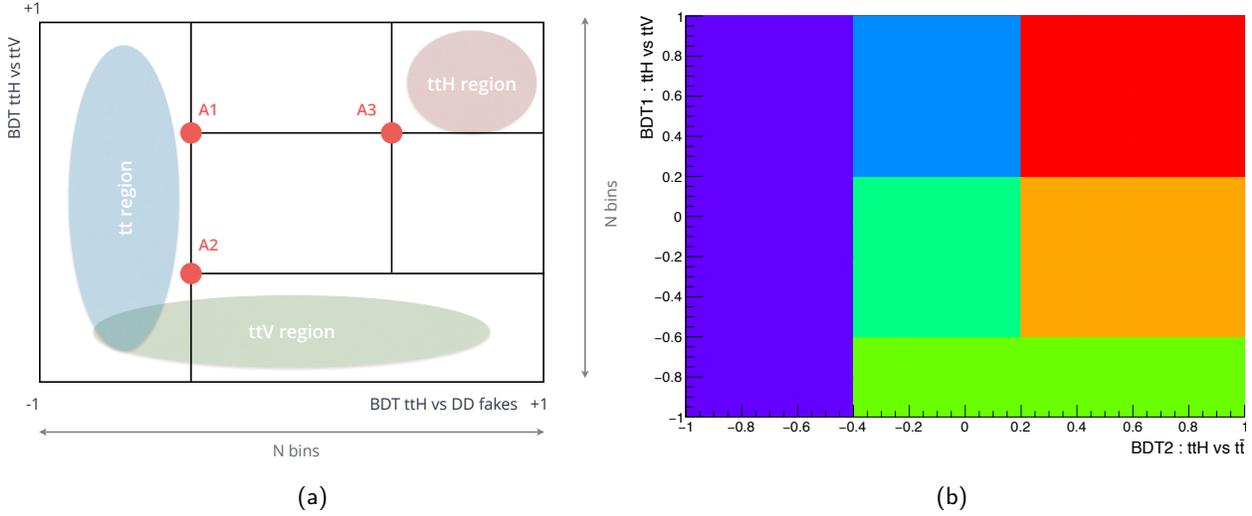


FIGURE 5.27 – Représentation schématique de la répartition attendue des événements de signal et bruits de fond principaux dans une carte d'abscisse BDT(faux leptons) et d'ordonnée BDT($t\bar{t}V$) (gauche). Exemple de partition de la carte à deux dimensions par minimisation du paramètre Z , défini équation (5.8) (droite).

$\omega_{\# \text{ int}}$ est un poids associé à l'espace occupé par un processus sur la carte à deux dimensions ($1, 1/\sqrt{N_{\text{tot}}}$ ou $1/N_{\text{tot}}$, avec N le nombre d'évènements), ω_{process} est le poids associé à un processus en particulier. N_{process} (N_{tot}) est le nombre d'évènements du processus considéré (total) dans la région de sommation. L'ensemble de l'espace des phases ($x_{A_1}, y_{A_1}, y_{A_2}, x_{A_3}$) est alors exploré. Une combinaison de ces trois paramètres est présentée figure 5.27b.

D'autres régions ont été définies avec des formes géométriques plus complexes visuellement définies à partir de cartes de répartition du signal et des bruits de fond.

Néanmoins, les performances de ces tentatives d'optimisation n'ont apporté qu'une amélioration marginale à la sensibilité de la mesure. Une méthode plus simple et directe, utilisant directement des outils du programme calculant la force du signal (*TRexFitter*) est en effet utilisée et est décrite ci-dessous.

Seconde approche, utilisation de *TRexFitter*

Une approche simple de combinaison des deux discriminants peut se faire ainsi :

$$BDT = BDT(\text{faux leptons}) + a \times BDT(t\bar{t}V)$$

Pour conserver un discriminant compris entre -1 et 1, on peut écrire :

$$BDT = \frac{BDT(\text{faux leptons}) + a \times BDT(t\bar{t}V)}{1 + a}$$

a est un poids affecté au discriminant du bruit de fond $t\bar{t}V$. Cette représentation peut aussi être vue comme une droite dans le plan $(x, y) = (BDT(\text{faux leptons}), BDT(t\bar{t}V))$ (c.f. figure 5.26).

Le but va être ici de partitionner l'espace à deux dimensions en sections délimitées par :

$$\text{borne inf.} \leq \frac{BDT(\text{faux leptons}) + a \times BDT(t\bar{t}V)}{1 + a} \leq \text{borne sup.}$$

3 paramètres sont à considérer :

- le nombre de subdivisions, soit le nombre d'intervalles du discriminant combiné. Maximiser la sensibilité passe par un compromis entre l'information conservée lors du passage de deux à une dimension et les incertitudes relatives à chaque intervalle. Un nombre élevé d'intervalles conserve plus d'information qu'un nombre plus petit. À l'inverse, le fait d'avoir plus d'intervalles augmente la sensibilité du discriminant aux erreurs statistiques.
- Le poids a associé à $t\bar{t}V$, inclinaison des droites.
- La valeur des bornes inférieures et supérieures de chaque intervalle (globalement compris entre -1 et 1), c'est à dire la largeur de chaque intervalle.

Cette dernière est calculée par un algorithme analysant la distribution et en définissant les bornes inférieure et supérieure en fonction des fractions de signal et bruit de fond dans chaque intervalle. Le paramètre utilisé est défini par :

$$Z = z_b \frac{n_b}{N_b} + z_s \frac{n_s}{N_s},$$

avec

$$N_x = \sum_{i=1}^{N_{\text{intervalles}}} n_x^i$$

$$n_x = \sum_{i=a}^b n_x^i.$$

n_x^i est le nombre d'évènements de signal s ou bruit de fond b dans l'intervalle i , a et b sont des indices d'intervalles. z_s et z_b sont deux paramètres définis par l'utilisateur avec $z_s + z_b = N_{\text{intervalles}}$. Les largeurs des intervalles sont fixés par la condition $Z > 1$. Ainsi, avec de telles définitions et 6 intervalles, pour $(z_s, z_b) = (0, 6)$, la largeur des intervalles est définie telle que le nombre d'évènements de bruit de fond est constant dans chaque intervalle. À l'inverse, pour $(z_s, z_b) = (6, 0)$, c'est le nombre d'évènements de signal qui est constant. L'ajustement permettant la meilleure sensibilité (minimisant l'incertitude totale sur $\mu_{t\bar{t}H}^{\text{Asimov}}$ ⁷) est atteint pour les paramètres suivants :

- $N_{\text{bins}} = 6$.
- $a = 1$, soit un poids identique pour les deux distributions BDT. Le discriminant est alors la simple moyenne des deux distributions.
- $z_s = 6$ et $z_b = 0$. Soit un nombre d'évènements de signal constant dans les 6 intervalles.

La table 5.13a présente la différence de $\mu_{t\bar{t}H}$ entre un ajustement avec $z_s = z_b = 3$ et $a \in [0.5, 2]$ et l'ajustement ($a = 1, z_s = 6, z_b = 0$). La table 5.13b présente la différence d'ajustements avec certaines valeurs de (z_s, z_b) , $a = 1$ et celui défini par ($a = 1, z_s = 6, z_b = 0$).

a pour $z_b=3$ et $z_s=3$	0.5	0.75	1	1.25	1.5	2
Différence avec le meilleur ajustement de $\mu_{t\bar{t}H}$	0.043	0.017	0.006	0.009	0.012	0.037

(a)

(z_b, z_s) pour $a = 1$	(0,6)	(1,5)	(2,4)	(4,2)	(5,1)	(6,0)
Différence avec le meilleur ajustement de $\mu_{t\bar{t}H}$	0.040	0.028	0.012	0.006	0.005	0.000

(b)

TABLE 5.13 – a. Différence de sensibilité entre de multiples ajustements avec $a \in [0.5, 2]$ et l'ajustement optimal défini pour cette analyse ($a = 1, z_s = 6, z_b = 0$).

b. Différence de sensibilité entre de multiples ajustements variant (z_b, z_s) et l'ajustement optimal.

Les pseudo-données utilisées correspondent à 36.1 fb^{-1} de données avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Le discriminant optimisé, défini par le jeu de paramètres ($a = 1, z_s = 6, z_b = 0$) est présenté figure 5.28 (gauche) pour données, et prédictions individuelles sommées. L'accord entre données et somme des prédictions y est bon. Les

7. L'ajustement *Asimov* correspond à celui sur les pseudo-données et est défini au paragraphe 5.8.3.

réponses des prédictions de signal et de la somme des bruits de fond sont présentées figure 5.28 (droite). Les deux sont normalisées à l'unité (aire sous tendue fixée à 1). Présenté ainsi, le pouvoir de séparation de la méthode y apparaît clairement et est estimé à près de 16% (cela tient compte du chevauchement des distributions, deux distributions d'union nulle auraient une séparation de 100%, 0% pour deux distributions identiques).

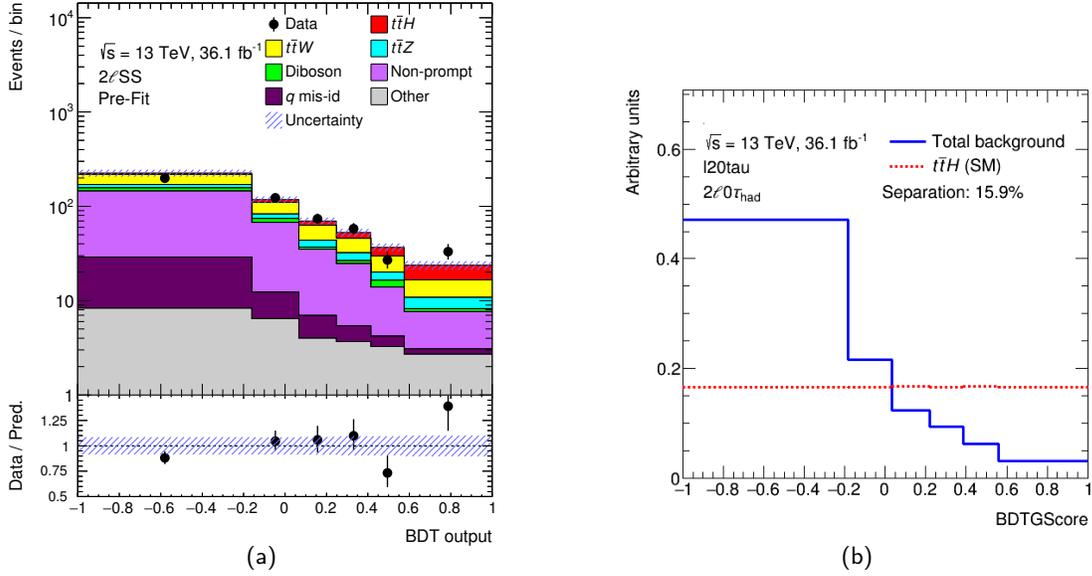


FIGURE 5.28 – Réponses de l'ensemble des évènements au discriminant BDT optimisé avant ajustement (a). Le rapport données/prédictions apparaît en bas des distributions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions. Réponses des distributions de signal (en rouge) et de la somme des prédictions pour les bruits de fond (en bleu) au discriminant optimisé (b). Ces deux distributions sont normalisées à l'unité. Le pouvoir de séparation est estimé à 15.9%.

5.8 Ajustement aux données

La force du signal $t\bar{t}H$ est obtenue en ajustant la somme des prédictions (estimées dans les données ou issues des simulations) aux données dans des distributions optimisées pour avoir la meilleure séparation entre signal et bruits de fond. Cette section concerne principalement le canal $2\ell SS$. Un ajustement utilisant la distribution figure 5.28 uniquement est possible, mais ne tire aucun avantage de la statistique des 6 autres canaux multileptoniques. L'ajustement réellement effectué dans l'analyse se fait simultanément avec les 8 régions de signal et 4 régions de contrôle pour bénéficier non seulement de l'entière statistique de $t\bar{t}H \rightarrow$ multileptons, mais aussi de l'optimisation individuelle de chaque canal et des contraintes sur les bruits de fond basées sur les données.

Le paragraphe 5.8.1 définit ce qu'est l'ajustement des distributions aux données et les principes mathématiques sous-jacents. Le traitement des erreurs systématiques est détaillé au paragraphe 5.8.2 et les résultats dans le canal avec deux leptons de même charge électrique sont donnés paragraphe 5.8.3. La combinaison de tous les canaux multileptoniques est présentée au paragraphe 5.8.4. Finalement, les résultats combinés des analyses multileptoniques, $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ sont détaillés au paragraphe 5.8.5.

5.8.1 Modèle statistique

L'ajustement de la distribution 5.28 consiste en la confrontation de la somme des prédictions de signal et bruits de fond aux données. Le paramètre d'intérêt, $\mu_{t\bar{t}H}$, est varié pour obtenir le meilleur accord possible entre somme des

prédictions et données. Cependant, chaque modèle de signal ou bruit de fond est soumis à des sources d'incertitudes inhérentes à leur méthode de mesure/prédiction. L'estimation des bruits de fond à partir des données, notamment pour les faux leptons est aussi soumise à des erreurs, lesquelles seront détaillées au paragraphe 5.8.2.

Ces sources d'incertitudes, appelées paramètres de nuisance, sont autant de degrés de liberté utilisés dans les ajustements. Le but est de comparer dans chaque intervalle i du discriminant et chaque catégorie c , le nombre d'événements dans les données $N_{c,i}^{\text{data}}$ à celui des prédictions (somme de signal et bruits de fond) :

$$N_{c,i}^{\text{exp}}(\mu, k_1, \dots, k_m, \theta_1, \dots, \theta_n) = \mu \cdot N_{c,i,\text{sig}}^{\text{exp}}(\theta_1, \dots, \theta_{n_{\text{sig}}}) + \sum_{b \in \text{bkg}} k_b \cdot N_{c,i,b}^{\text{exp}}(\theta_1, \dots, \theta_{n_b})$$

où n est le nombre total de paramètres de nuisance, $(\theta_1, \dots, \theta_n)$ est le lot de paramètres de nuisance affectant le processus i , k_b est le facteur de normalisation⁸ du bruit de fond b , m est le nombre de processus de bruits de fond et $\mu = \sigma_{t\bar{t}H}/\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{SM}}$ est la force du signal. Dans ce qui suit, \vec{k} définit l'ensemble des facteurs de normalisation et $\vec{\theta}$ est l'ensemble des paramètres de nuisance. Les paramètres de nuisance θ_i peuvent modifier la forme et/ou la normalisation des distributions. La force du signal et les facteurs de normalisation n'impactent que la normalisation des distributions.

La fonction de maximum de vraisemblance est alors le produit de la probabilité de Poisson dans chaque intervalle :

$$\mathcal{L}_{\text{main}}(\mu, \vec{k}, \vec{\theta}) = \prod_{c \in \text{cats}} \prod_{i \in \text{intervalles}} \frac{\left(N_{c,i}^{\text{exp}}(\mu, \vec{k}, \vec{\theta}) \right)^{N_{c,i}^{\text{data}}}}{N_{c,i}^{\text{data}}!} e^{-N_{c,i}^{\text{exp}}(\mu, \vec{k}, \vec{\theta})}$$

Les systématiques sont définies par une valeur centrale de $\theta = 0$ correspondant à la meilleure estimation du paramètre et une variation de $\pm 1\sigma$ pour un intervalle de 68% de niveau de confiance. La déviation d'un paramètre de nuisance est appelée *pull*. Dans la fonction de maximum de vraisemblance, les paramètres de nuisance sont considérés gaussiens (certains sont log-normaux), affectant à leur erreur une probabilité *a priori* :

$$\mathcal{L}(\mu, \vec{k}, \vec{\theta}) = \mathcal{L}_{\text{main}}(\mu, \vec{k}, \vec{\theta}) \cdot \prod_{t=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta_t^2}{2}}$$

Le meilleur ajustement correspond à des valeurs de $(\mu, \vec{k}, \vec{\theta})$ maximisant la fonction L . La minimisation de l'inverse du logarithme $-\log L$ est en général effectuée. Elle donne en effet le même résultat tout en étant numériquement plus stable.

L'intervalle du niveau confiance est donné par un test statistique construit à partir du logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$q_\mu = -2 \ln \Lambda_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\hat{\theta}})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\hat{\theta}})}$$

$\hat{\mu}$ et $\hat{\hat{\theta}}$ sont les paramètres permettant de maximiser la fonction de maximum de vraisemblance. $\hat{\hat{\theta}}$ désigne l'ensemble de paramètres de nuisance permettant de maximiser la même fonction pour un μ donné. Ce test est utilisé pour quantifier l'accord entre données et bruit de fond seul ($\mu = 0$).

L'erreur donnée sur la force du signal σ_μ est obtenue par variation de $-2 \ln \Lambda_\mu$ d'une unité. Cette erreur est associée à un intervalle de niveau de confiance de 68%.

5.8.2 Traitement des incertitudes

Les sources d'erreurs systématiques sont multiples et proviennent de toutes les étapes de l'analyse. Prise de données, calibration, reconstruction et identification des objets, estimations des bruits de fond ou paramètres de simulation sont autant de paramètres de nuisance à prendre en compte dans le calcul des erreurs.

8. Aucun facteur de normalisation n'est utilisé dans l'analyse présentée ici. Ces termes, tous égaux à 1, apparaissent cependant dans les formules suivantes pour la description d'un cas général.

L'ensemble de ces sources est détaillé table 5.14. Au total, 315 paramètres de nuisance sont considérés. Ils peuvent être un facteur de normalisation pour l'ensemble des prédictions *Monte Carlo* comme l'incertitude sur la luminosité intégrée (2.1% pour l'ensemble des données 2015 et 2016) ou n'affecter qu'un processus (par exemple les incertitudes sur les sections efficaces). D'autres n'impactent que la forme des distributions sans influencer sur leur normalisation comme les erreurs relatives aux échelles de renormalisation et de factorisation dans la simulation des événements et le calcul des éléments de matrice (l'impact sur la normalisation est ici pris en compte dans l'incertitude sur la section efficace). Enfin, nombre de paramètres de nuisance combinent effets sur la forme et la normalisation d'une ou plusieurs distributions. Leur type est noté S, N ou SN dans la table 5.14, désignant respectivement des effets de forme (S pour *Shape*) de normalisation ou une combinaison des deux.

Ces paramètres de nuisance peuvent être classés en trois groupes :

- les incertitudes expérimentales, regroupant erreurs sur la luminosité intégrée, sur la pondération des événements de simulation pour reproduire les effets d'empilement observés dans les données et les erreurs relatives aux objets (électrons, muons, taus, jets et énergie transverse manquante). On peut noter la contribution du chapitre 4 pour la reconstruction des électrons. Au total, 191 paramètres de nuisance sont classés dans cette catégorie ;
- les erreurs relatives aux estimations de bruits de fond basées sur les données. Affectant les nombres de faux leptons et inversions de charge (et forme de leurs distributions associées), lesquels sont décrits section 5.6, d'autres sont relatifs à l'estimation du nombre de faux τ_{had} . 83 paramètres de nuisance permettent d'estimer l'ensemble des erreurs relatives à ces estimations ;
- les choix de paramètres dans la simulation des processus de signal et bruits de fond. Plus axés sur la théorie, ils sont relatifs aux valeurs théoriques des sections efficaces, aux générateurs utilisés pour le calcul des éléments de matrice, aux fonctions de distribution de partons et aux modèles de gerbes partoniques et d'hadronisation. 41 paramètres sont pris en compte pour l'ensemble des processus considérés.

Au total, 315 paramètres de nuisance sont pris en compte, 38 (12%) d'entre eux n'impactent que la normalisation des distributions, 9 (3%) ne concernent que leur forme et 268 (85%) ont un impact mixte.

Les incertitudes expérimentales sont dominées par l'erreur sur l'énergie des jets, de 1.0 à 5.5% selon leur impulsion transverse p_T . L'identification des jets de quarks b compte 126 paramètres de nuisance issus de la calibration du discriminant construit dans ce but. 2 et 10% d'erreurs sont relatifs à l'efficacité d'identification des jets de quark b et c , 10% pour les τ et 30% pour les jets de quarks légers.

Il est intéressant de noter que les erreurs sur les efficacités relatives aux leptons légers n'influent que très peu sur la sensibilité de l'analyse, tandis que l'erreur sur l'efficacité d'identification des τ_{had} est de 6%.

Enfin, les incertitudes théoriques principales proviennent logiquement des prédictions relatives aux processus dominants modélisés par les simulations : le signal $t\bar{t}H$ et les bruits de fond $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$.

Ces 315 paramètres sont autant de degrés de liberté dans l'ajustement, le paramètre d'intérêt demeurant la force du signal $\mu_{t\bar{t}H}$. Pour limiter le temps de calcul, une estimation préliminaire de leur impact individuel est faite. En deçà d'un seuil défini par l'utilisateur, les paramètres de nuisance de faible impact sont alors ignorés (variation inférieure au seuil dans tous les intervalles de toutes les distributions à ajuster). Cette étape est appelée *pruning* ("élagage" en Français).

5.8.3 Résultats dans le canal avec deux leptons de même charge électrique

La procédure d'ajustement est effectuée deux fois. La première n'utilise que les prédictions (simulations et estimations à partir des données pour faux leptons et inversions de charge) et permet d'évaluer l'impact des paramètres de nuisance sur la précision de $\mu_{t\bar{t}H}$. Le résultat sera alors $\mu_{t\bar{t}H} = 1.00 \pm \delta\mu_{\text{stat}} \pm \delta\mu_{\text{sys}}$. La finalisation de l'analyse aveugle aux données est une étape nécessaire pour s'assurer de sa stabilité ainsi que pour en estimer la sensibilité. Il s'agit aussi d'une étape obligatoire avant accord pour application aux données, procédure d'*unblinding* (littéralement dé-aveuglement), nécessitant l'accord de la collaboration. Le second ajustement se fait sur les prédictions par rapport aux données elles-mêmes et permet la mesure de $\mu_{t\bar{t}H}$.

La première étape apparaît dans la littérature sous le nom d'*Asimov fit* et donne les résultats attendus (apparaissant sous la dénomination *expected* ou *exp.*). La seconde permet la réelle observation (*obs.*) et les résultats sont détaillés plus loin.

Erreur systématique	Type	Nombre de composants
Luminosité	N	1
Pondération des simulations pour empilement	SN	1
Objets		
Électrons	SN	6
Muons	SN	15
τ_{had}	SN	10
Échelle d'énergie et résolution des jets	SN	28
Fraction des jets issus d'un vertex primaire	SN	1
Saveur des jets	SN	126
E_T^{miss}	SN	3
Total (Expérimental)	–	191
Nombre de faux leptons - leptons non-prompts et inversions de charge		
Statistique de la région de contrôle	SN	38
Efficacités des leptons légers	SN	22
Nombre de leptons légers et non-prompts : test de correspondance	N	5
Fraction de conversion de photons	N	5
Nombre de faux τ_{had}	N/SN	12
Erreur sur l'assignation de la charge des électrons	SN	1
Total (Estimations de bruits de fond basées sur les données)	–	83
Modélisation du processus $t\bar{t}H$		
Section efficace	N	2
Échelles de renormalisation et de factorisation	S	3
Gerbes partoniques et modèle d'hadronisation	SN	1
Rapports d'embranchement du boson de Higgs	N	4
Paramètres de gerbes	SN	1
Modélisation du processus $t\bar{t}W$		
Section efficace	N	2
Échelles de renormalisation et de factorisation	S	3
Calcul des éléments de matrice et générateur d'évènements	SN	1
Paramètres de gerbes	SN	1
Modélisation du processus $t\bar{t}Z$		
Section efficace	N	2
Échelles de renormalisation et de factorisation	S	3
Calcul des éléments de matrice et générateur d'évènements	SN	1
Paramètres de gerbes	SN	1
Modélisation des autres bruits de fond		
Section efficace	N	15
Paramètres de gerbes	SN	1
Total (Modélisation du signal et des bruits de fond)	–	41
Total (toutes catégories)	–	315

TABLE 5.14 – Sources des erreurs systématiques considérées dans l'analyse complète (ajustement des 8 régions de signal et 4 régions de contrôle). N, S et SN indiquent respectivement un impact sur la normalisation, la forme des distributions, ou un impact mixte. Nombre de ces sources sont divisées en plusieurs paramètres de nuisance dont le nombre apparaît dans la colonne de droite.

Ajustement aux pseudo-données

Cette première étape est l'ajustement des distributions aux pseudo-données (prédictions). Seuls sont variés les paramètres de nuisance autour de leur valeur nominale pour en estimer l'impact dans les incertitudes et la sensibilité attendue de l'ajustement. Aucune déviation, contrainte, ou forte corrélation entre paramètres de nuisance ne sont observées. Le détail et combinaison des sensibilités attendues pour chaque canal de l'analyse multileptonique et comparaisons aux observations sont donnés au paragraphe 5.8.4.

La valeur de la force de signal attendue dans le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ est :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{exp}} = 1.0_{-0.4}^{+0.4} (\text{stat})_{-0.4}^{+0.4} (\text{syst}).$$

La signification statistique de l'excès attendu dans l'hypothèse de bruit de fond uniquement (pas de signal $t\bar{t}H$) attendue est de 1.9σ .

Ajustement aux données

La figure 5.29 présente la distribution du discriminant BDT optimisé après ajustement (label *post-fit*) aux données. Elle diffère de la figure 5.28 par normalisation de la distribution de signal à la force $\mu_{t\bar{t}H}$ mesurée et par des déviations ou contraintes apportées aux paramètres de nuisance. Les différences pré- et post-ajustement sont faibles pour ces deux distributions, il en est de même pour toutes les variables présentées figure 5.20. Cela tiens au fait que les paramètres de nuisance sont peu déviés comme il est montré plus loin (figure 5.31).

Les paramètres de nuisance, initialement au nombre de 315, passent au nombre de 230 après *pruning* (retrait de ceux faisant varier de moins de 1% la valeur centrale de $\mu_{t\bar{t}H}$). Ces 315 paramètres de nuisance sont définis pour l'ajustement des 8 régions de signal et 4 régions de contrôle. Tous ne sont pas nécessaires pour l'étude du canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ seul. Chacun d'eux modifie la distribution de la figure 5.29 en faisant varier le nombre d'événements dans chaque intervalle de $\pm\sigma$. Afin de limiter l'effet des fluctuations dans certaines distributions, un lissage (*smoothing*) est appliqué aux variations supérieures et inférieures. Des exemples de distributions relatives aux paramètres de nuisance du canal à deux leptons de même signe sont donnés figure 5.30.

La figure 5.31 présente les diverses déviations (*pull*) des paramètres de nuisance dans l'ajustement aux données. De faibles contraintes sont observées, particulièrement dans l'estimation des nombres d'événements de bruits de fond réductible (faux leptons et inversions de charge). La plupart sont liées à des paramètres statistiques relatifs à la différence observée entre données et prédictions.

La figure 5.32a montre les corrélations entre les paramètres de nuisance principaux. Seules de faibles corrélations sont observées, toutes inférieures à 20% (excepté avec le paramètre d'intérêt $\mu_{t\bar{t}H}$).

Le classement des paramètres de nuisance impactant le plus la mesure est donné figure 5.32b. Il est largement dominé par les incertitudes expérimentales relatives à l'échelle d'énergie des jets avec ATLAS_JES_Flavor_Comp_Other_l20tau, et ATLAS_JES_PU_Rho de rang 1 et 2. Ils concernent respectivement l'impact de la composition des jets légers (de quarks et de gluons) et de la densité d'empilement sur l'échelle d'énergie des jets. Le troisième paramètre de nuisance de ce classement est l'erreur sur section efficace de production du processus $t\bar{t}H$. Ce même paramètre de nuisance, relatif au bruit de fond $t\bar{t}W$ ($t\bar{t}Z$) apparaît en position 6 (14).

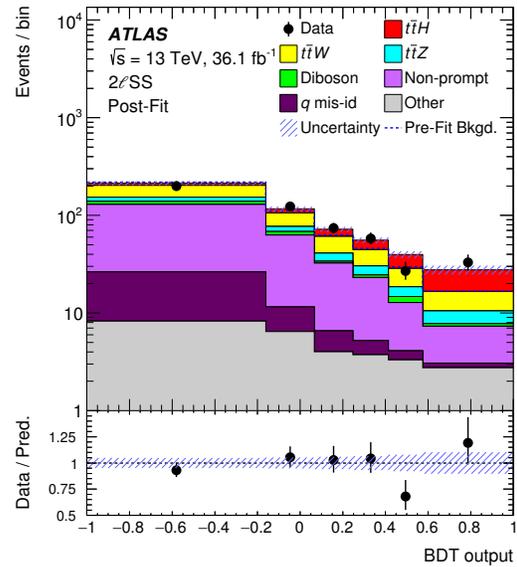


FIGURE 5.29 – Réponses de l'ensemble des événements au discriminant BDT optimisé après ajustement simultané dans toutes les régions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

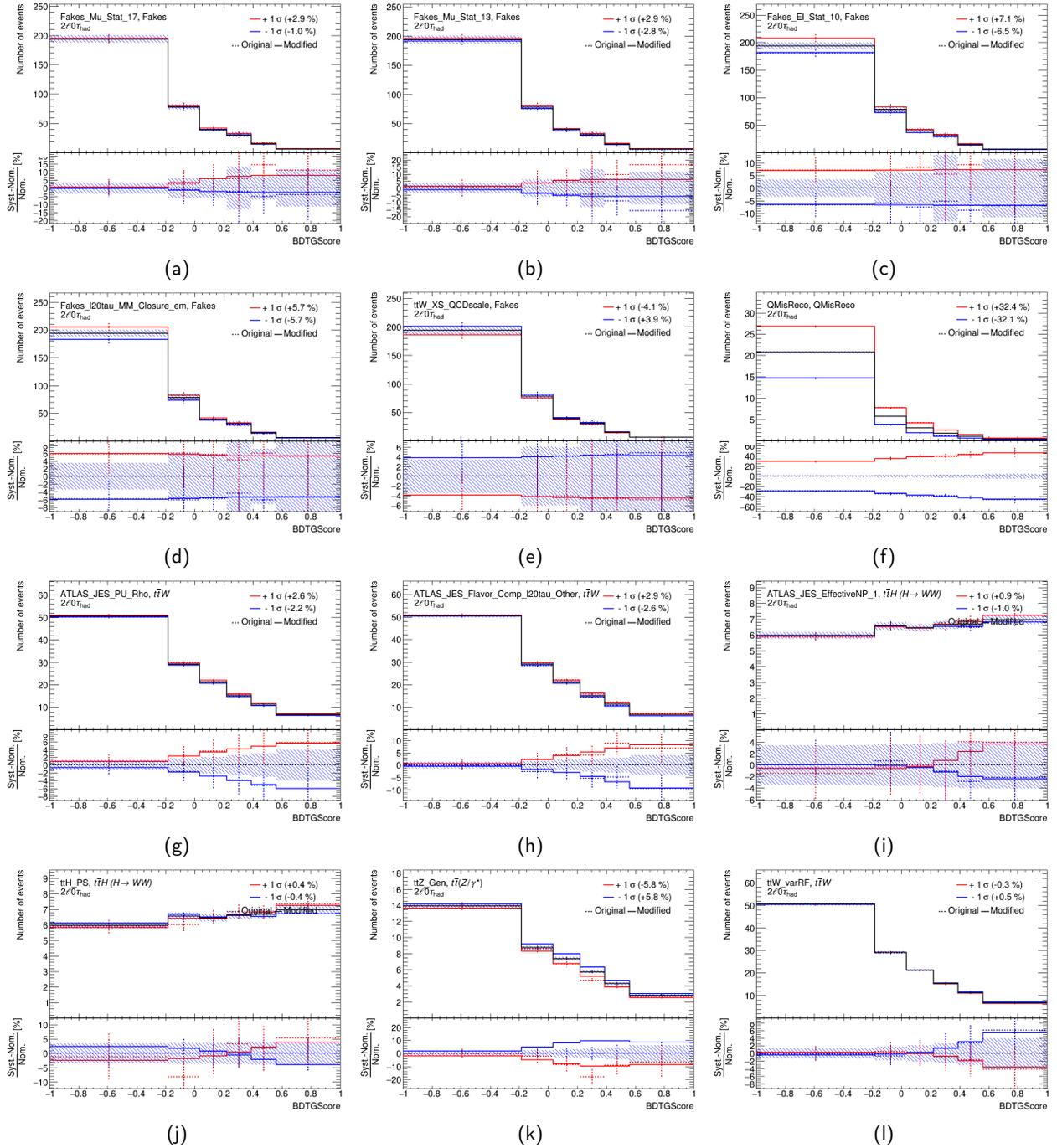


FIGURE 5.30 – Impact des paramètres de nuisance affectant le plus le discriminant BDT dans l'ajustement aux données. La distribution matérialise la réponse de la prédiction d'un processus à la variable optimisée encadrée des variations de $+\sigma$ (en rouge) et $-\sigma$ (bleu). La partie inférieure de chaque graphique donne le rapport entre chaque variation et la distribution nominale.

La première ligne (a., b., c.) correspond à des systématiques relatives aux erreurs statistiques sur le nombre de faux leptons dans la région de contrôle.

d. correspond aux erreurs relatives à la non-correspondance entre estimation du nombre de faux leptons dans le canal $2\ell SS(e\mu)$; e. à l'erreur sur la valeur de section efficace théorique de production de $t\bar{t}W$, f. à l'erreur sur l'assignation de la charge.

g., h., i. sont relatives aux erreurs sur l'échelle d'énergie des jets.

j., k., l. concernent respectivement les gerbes partoniques dans le processus $t\bar{t}H$, le générateur utilisé pour les évènements $t\bar{t}Z$ et les variations RF pour $t\bar{t}W$.

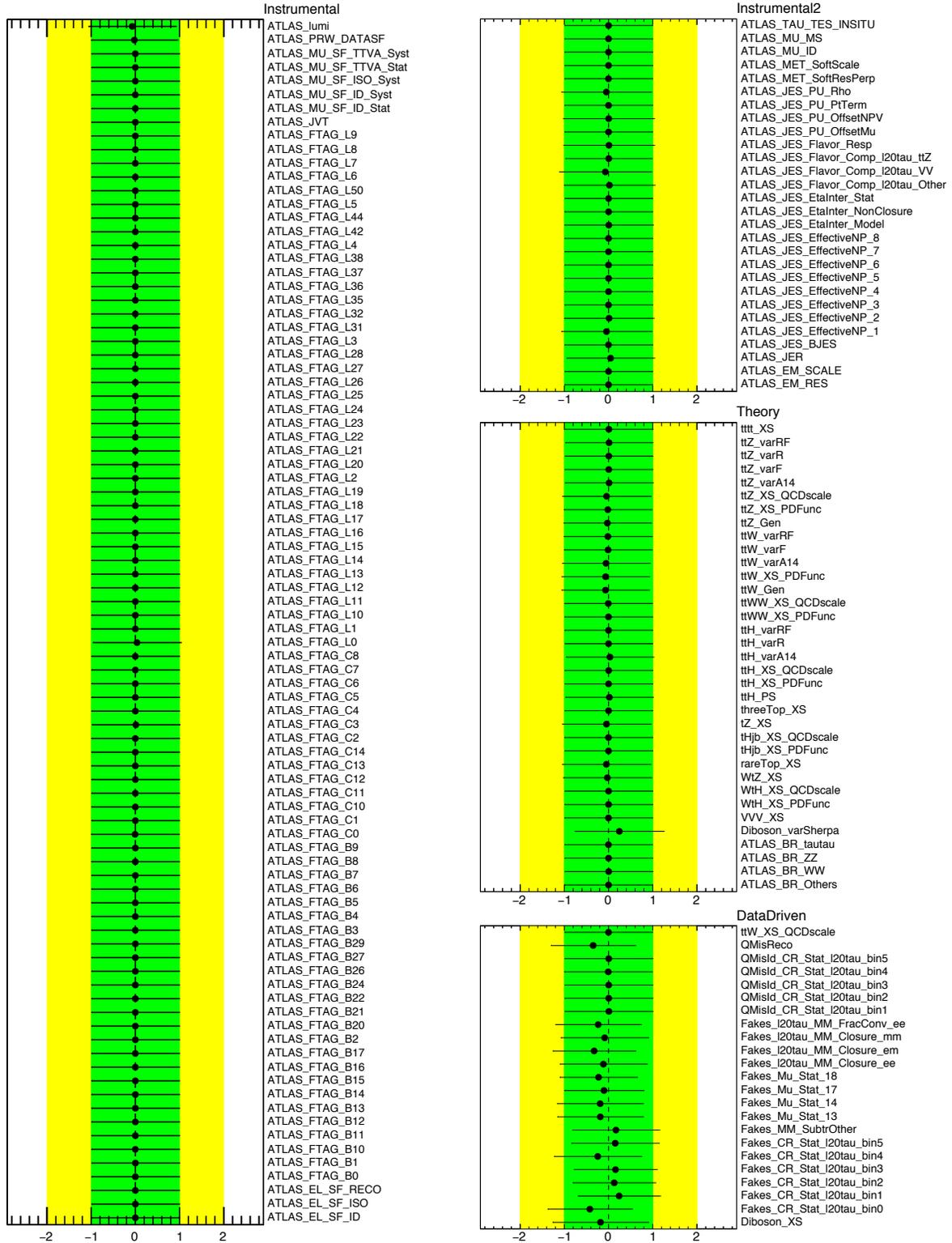
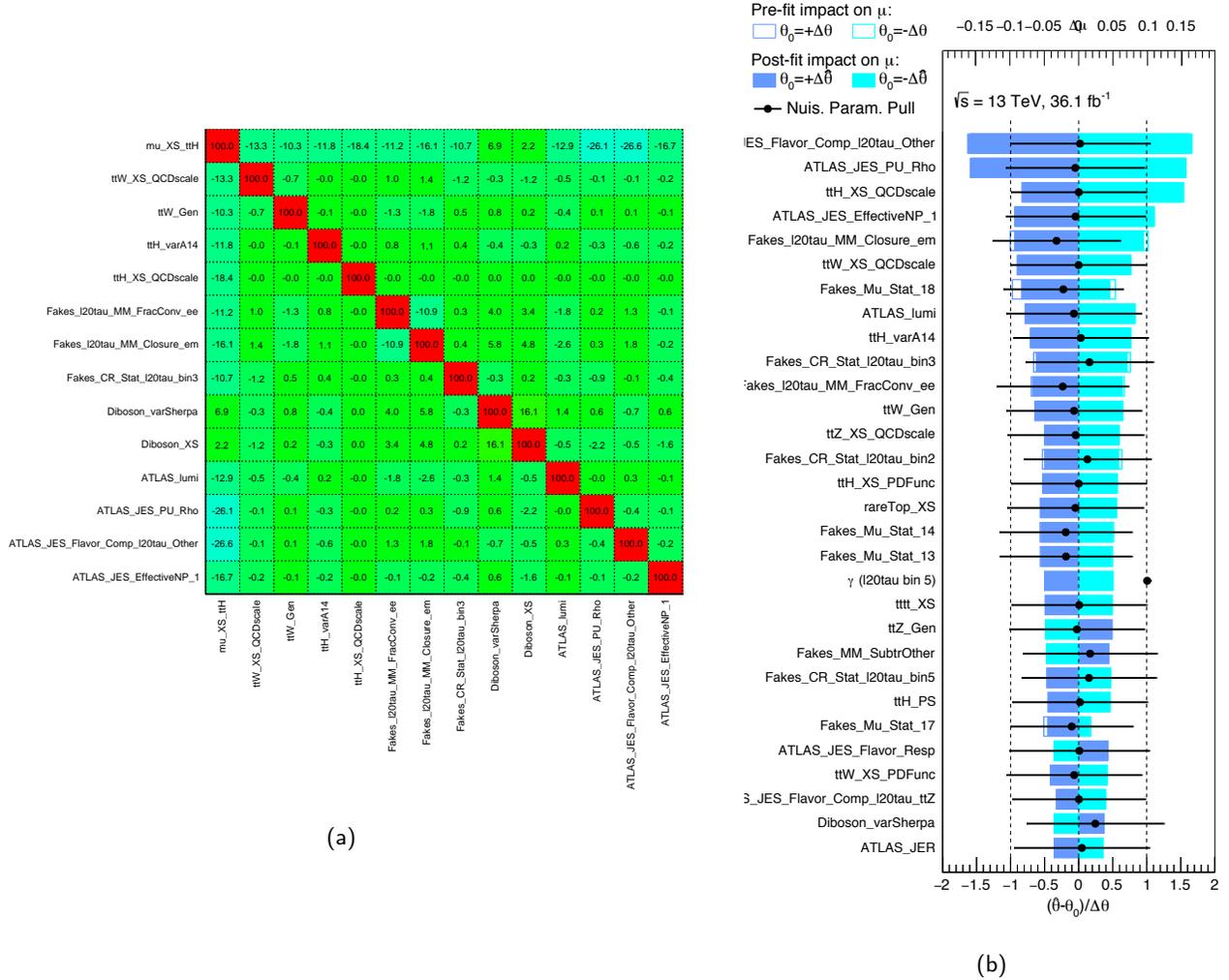


FIGURE 5.31 – Liste des paramètres de nuisance après *pruning* dans le canal $2\ell SS0\tau_{had}$.

À gauche et en haut à droite : paramètres de nuisance relatifs aux erreurs expérimentales.

Au milieu à droite : montre les paramètres de nuisance relatifs aux incertitudes théoriques.

En bas à droite : paramètres de nuisance liés aux méthodes d'estimations du nombre de bruit de fond basées sur les données.


 FIGURE 5.32 – a. Matrice de corrélation entre paramètres de nuisance principaux au canal $2\ell SS0\tau_{had}$.

b. Impact des incertitudes systématiques sur la valeur $\hat{\mu}$ dans l'ajustement de la distribution optimisée pour le canal $2\ell SS0\tau_{had}$. Les paramètres de nuisance sont classés dans l'ordre décroissant de leur impact sur $\hat{\mu}$. Les termes γ , dont un seul apparaît dans ce classement réduit, réfèrent à la propagation des erreurs statistiques. Les boîtes bleues matérialisent les variations $\Delta\mu$ autour de la valeur centrale $\hat{\mu}$ se référant à l'axe des abscisses du dessus quand l'ajustement est effectué avec les paramètres de nuisance individuels θ fixés à leur valeur $\hat{\theta} \pm \Delta\theta$, $\hat{\theta}$ et $\Delta\theta$ étant calculés après ajustement. Les boîtes bleues vides matérialisent les mêmes bornes avant ajustement. Les points et lignes noirs correspondent aux valeurs ajustées et incertitudes relatives $(\hat{\theta} - \theta_0)/\Delta\theta$ liées aux paramètres de nuisance. Ils se réfèrent à l'axe des abscisses du bas. Les lignes noires discontinues matérialisent les mêmes incertitudes avant ajustement.

Enfin, les systématiques relatives à l'estimation du nombre de faux leptons sont très représentées avec 11 paramètres de nuisance dans les 30 premiers du classement. Le premier, en 5^{ème} position correspond au facteur de non correspondance dans la comparaison des prédictions de la méthode de la matrice et de la vérité *Monte Carlo* dans le canal $e\mu$ (Fakes_l20tau_MM_closure_em). De nombreuses systématiques sont liées aux erreurs statistiques dans les intervalles de mesure de l'efficacité des faux muons (Fakes_Mu_Stat_18, Fakes_Mu_Stat_14, Fakes_Mu_Stat_13, Fakes_Mu_Stat_17).

La mesure de la force du signal dans le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ (lors de l'ajustement simultané dans toutes les régions) est :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 1.5_{-0.4}^{+0.4} (\text{stat})_{-0.4}^{+0.5} (\text{syst}).$$

Ce qui représente une signification statistique de 2.7σ dans l'hypothèse de bruit de fond uniquement. Il est intéressant de noter que dans ce canal, les incertitudes sont uniformément réparties entre erreurs statistiques et systématiques.

Comparaison avec une analyse basée sur des coupures rectangulaires

Les canaux les plus sensibles ($2\ell SS0\tau_{\text{had}}$, 3ℓ et $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$) ont parallèlement été étudiés par comptage d'évènements (*cut and count*). Dans l'hypothèse d'un bruit de fond seul, le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$ compte des excès d'évènements attendu et observé avec des significations statistique toutes deux égales à 1.2σ . Cette valeur est à comparer à celle attendue pour l'analyse multivariée (permettant de mieux rendre compte de la sensibilité de l'analyse). Cette dernière est de 1.9σ , soit une augmentation de plus de 50% de la sensibilité de l'analyse. Il est évident ici, qu'à luminosité égale, les analyses multivariées se montrent nettement plus performantes que les coupures rectangulaires dans la séparation signal-bruit de fond.

5.8.4 Combinaison de tous les canaux multileptoniques

Cette partie permet d'utiliser le pouvoir statistique et les optimisations propres aux 7 canaux multileptoniques en ajustant les distributions des 8 régions de signal et 4 régions de contrôle. La figure 5.33 présente ces distributions dans les 8 régions de signal.

Les principaux paramètres de nuisance peuvent être classés dans l'ordre décroissant de leur impact dans l'ajustement combiné de tous les canaux multileptoniques. La figure 5.34 en classe les 15 premiers. La quantification de leur impact sur la valeur μ mesurée est donnée table 5.15.

Le paramètre de nuisance présentant la plus grande déviation par rapport à sa valeur nominale est relatif à la non-concordance entre prédiction du nombre de faux leptons par la méthode de la matrice et vérité *Monte Carlo* dans le canal 3ℓ . Ceci est principalement dû à un déficit observé dans la région de contrôle $3\ell t\bar{t}$. Les corrélations entre paramètres de nuisance ont été vérifiées et aucune ne pose de problème. Les systématiques ayant le plus grand impact sur la sensibilité de l'analyse sont celles relatives à la modélisation du signal, l'échelle d'énergie des jets et l'estimation du nombre de leptons légers non-prompts.

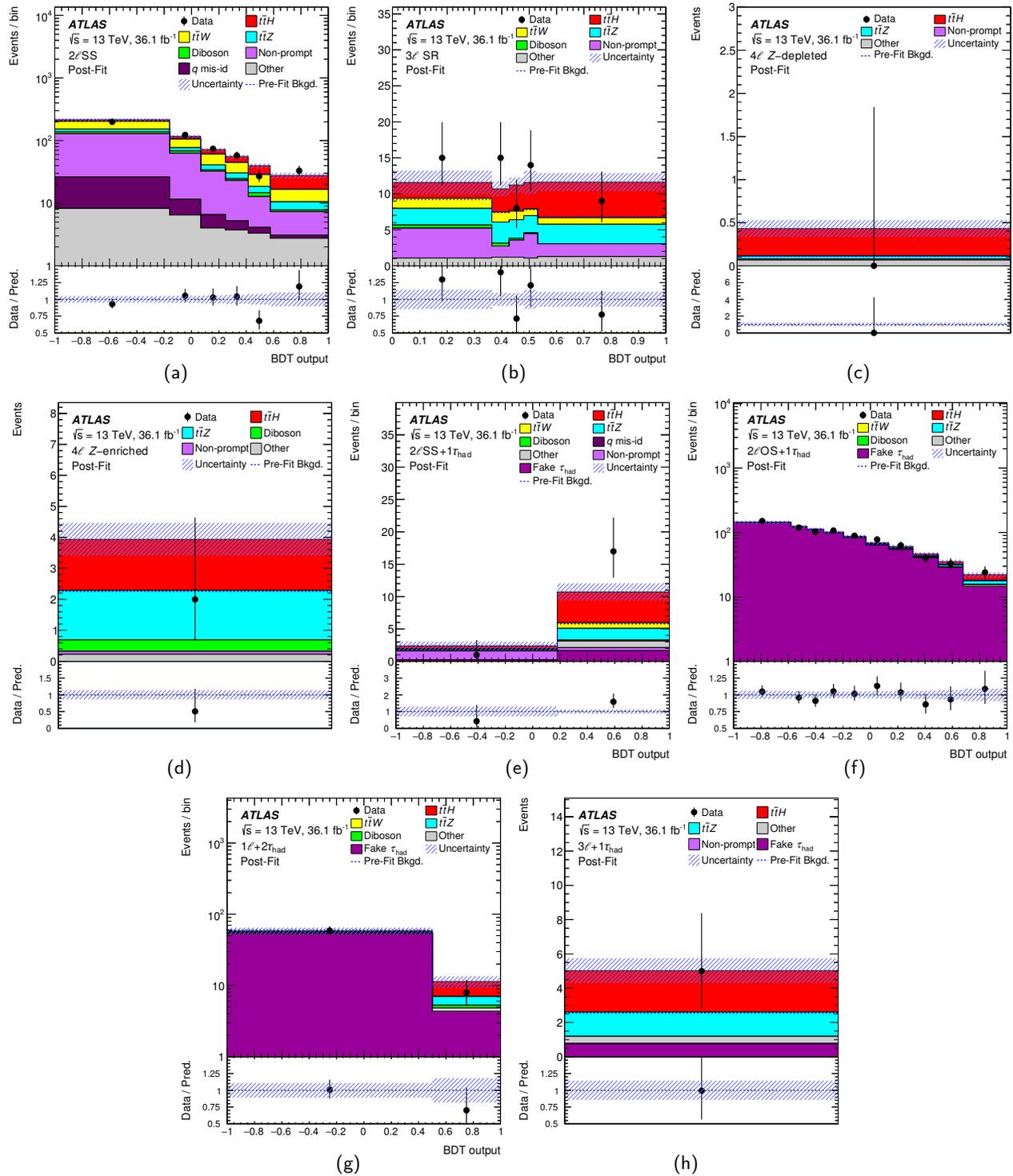


FIGURE 5.33 – Distributions des variables discriminantes définies dans les régions de signal $2\ell SS0\tau_{had}$ (a), 3ℓ (b), 4ℓ (Z dep.) (c), 4ℓ (Z enr.) (d), $2\ell SS + 1\tau_{had}$ (e), $2\ell OS + 1\tau_{had}$ (f), $1\ell + 2\tau_{had}$ (g) et $3\ell + 1\tau_{had}$ (h). Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

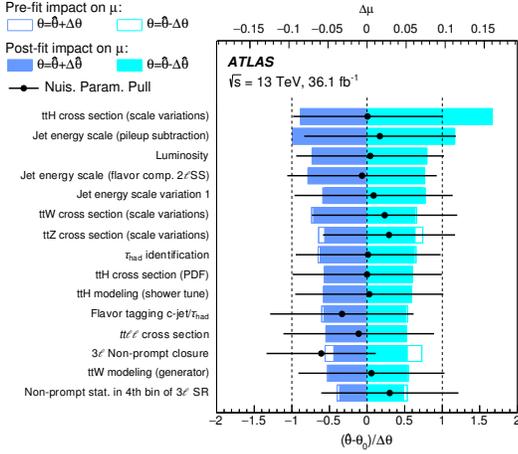


FIGURE 5.34 – Impact des incertitudes systématiques sur la valeur $\hat{\mu}$ dans l'ajustement combinant tous les canaux multileptoniques. Les définitions des divers termes sont les mêmes que figure 5.32b.

Source d'incertitude	$\Delta\mu$
Modélisation du processus $t\bar{t}H$ (section efficace)	+0.20 –0.09
Échelle d'énergie des jets	+0.18 –0.15
Estimation du nombre de leptons légers non-prompts	+0.15 –0.13
Identification de la saveur des jets et identification des τ_{had}	+0.11 –0.09
Modélisation du processus $t\bar{t}W$	+0.10 –0.09
Modélisation du processus $t\bar{t}Z$	+0.08 –0.07
Modélisation des autres processus de bruit de fond	+0.08 –0.07
Luminosité	+0.08 –0.06
Modélisation du processus $t\bar{t}H$ (acceptance)	+0.08 –0.04
Estimation du nombre de faux leptons Fake τ_{had}	+0.07 –0.07
Autres incertitudes expérimentales	+0.05 –0.04
Statistique dans les fichiers de simulation	+0.04 –0.04
Mauvaise assignation de la charge	+0.01 –0.01
Incertitude systématique totale	+0.39 –0.30

TABLE 5.15 – Impact des groupes de systématiques les plus importants. La somme quadratique des incertitudes individuelles diffère de l'incertitude totale à cause des effets d'arrondis et des corrélations entre paramètres de nuisance.

La table 5.16 donne les nombres d'évènements attendus et observés après ajustement des prédictions aux données, ces derniers sont illustrés figure 5.35 avec la projection de chacune des 8 régions de signal et 4 régions de contrôle dans 12 intervalles distincts. La table 5.17 donne les valeurs de μ mesurées pour chacun des 7 canaux multileptoniques et leur combinaison. Un paramètre d'intérêt est défini pour chaque canal. La compatibilité entre ces 7 forces de signal est de 34% (prise en compte de l'espacement des valeurs centrales et barres de chaque μ). La figure 5.35b donne une représentation visuelle de la table 5.17. Un excès d'évènements par rapport au bruit de fond attendu du

Catégorie	Faux leptons	Faux τ_{had}	Inv. charge	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	Diboson	Autres	Somme bdf	$t\bar{t}H$ ($\mu = 1$)	Observation
2ℓSS	211 ± 26	–	28.3 ± 9.4	127 ± 18	42.9 ± 5.4	20.0 ± 6.3	28.5 ± 5.7	459 ± 24	67 ± 18	514
3ℓ SR	13.2 ± 3.1	–	–	5.8 ± 1.2	12.9 ± 1.6	1.2 ± 1.1	5.9 ± 1.3	39.0 ± 4.0	17.7 ± 4.9	61
3ℓ $t\bar{t}W$ CR	11.7 ± 3.0	–	–	20.4 ± 3.0	8.9 ± 1.0	< 0.2	4.54 ± 0.88	45.6 ± 4.0	6.6 ± 1.9	56
3ℓ $t\bar{t}Z$ CR	3.5 ± 2.1	–	–	2.82 ± 0.56	70.4 ± 8.6	7.1 ± 3.0	13.6 ± 4.2	97.4 ± 8.6	5.1 ± 1.4	107
3ℓ VV CR	22.4 ± 5.7	–	–	5.05 ± 0.94	22.0 ± 3.0	39 ± 11	18.1 ± 5.9	106.8 ± 9.4	2.61 ± 0.82	109
3ℓ $t\bar{t}$ CR	56.0 ± 8.1	–	–	10.7 ± 1.4	8.1 ± 1.0	5.9 ± 2.7	7.1 ± 1.8	87.8 ± 7.9	6.3 ± 1.8	85
4ℓ Z-enr.	0.10 ± 0.07	–	–	< 0.01	1.60 ± 0.22	0.37 ± 0.15	0.22 ± 0.10	2.29 ± 0.28	1.65 ± 0.47	2
4ℓ Z-dep.	0.01 ± 0.01	–	–	< 0.01	0.04 ± 0.02	< 0.01	0.07 ± 0.03	0.11 ± 0.03	0.32 ± 0.09	0
1ℓ + 2 τ_{had}	–	58.0 ± 6.8	–	0.11 ± 0.11	3.31 ± 0.90	0.98 ± 0.75	0.98 ± 0.33	63.4 ± 6.7	6.5 ± 2.0	67
2ℓSS + 1 τ_{had}	1.86 ± 0.91	1.86 ± 0.27	0.05 ± 0.02	0.97 ± 0.26	1.96 ± 0.37	0.15 ± 0.20	1.09 ± 0.24	7.9 ± 1.2	5.1 ± 1.3	18
2ℓOS + 1 τ_{had}	–	756 ± 28	–	6.6 ± 1.3	11.5 ± 1.7	1.64 ± 0.92	6.1 ± 1.5	782 ± 27	21.7 ± 5.9	807
3ℓ + 1 τ_{had}	–	0.75 ± 0.14	–	0.04 ± 0.04	1.42 ± 0.22	0.002 ± 0.002	0.40 ± 0.10	2.61 ± 0.30	2.41 ± 0.68	5

TABLE 5.16 – Nombre d'évènements attendus et observés par processus et par canal après ajustement des prédictions aux données (*post-fit*). 36.1 fb⁻¹ de données avec $\sqrt{s} = 13$ TeV sont utilisés. Les bruits de fond "faux leptons", "inv. charge" et "faux τ_{had} " sont estimés grâce aux données. Les autres processus sont estimés par les simulations. La colonne "somme bdf" représente la somme de tous les bruits de fond. Les processus rares : tZ , tW , tWZ , $t\bar{t}WW$, production de triboson, $t\bar{t}t$, $t\bar{t}t\bar{t}$, tH apparaissent dans la colonne "autres".

modèle standard est observé (attendu) avec une signification statistique de 4.1σ (2.8σ). La valeur de la force du signal mesurée est :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 1.6_{-0.3}^{+0.3} (\text{stat})_{-0.3}^{+0.4} (\text{syst}) = 1.6_{-0.4}^{+0.5}$$

La valeur attendue par ajustement aux pseudo-données est :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{exp}} = 1.0_{-0.3}^{+0.3} (\text{stat})_{-0.3}^{+0.3} (\text{syst}) = 1.0_{-0.4}^{+0.4}$$

Dans l'hypothèse où le signal $t\bar{t}H$ observé est effectivement ce qui est prédit par le Modèle Standard, l'excès d'évènements est observé avec une signification statistique de 1.4σ .

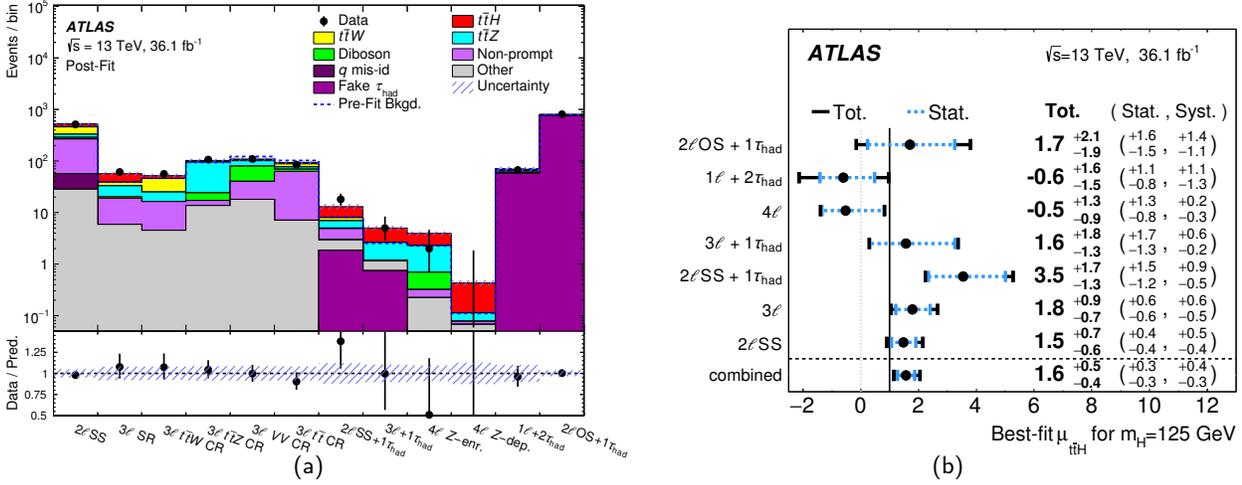


FIGURE 5.35 – a. Comparaisons des prédictions aux données dans les 8 régions de signal et 4 régions de contrôle après ajustement. Le graphe dans la partie inférieure donne le rapport données/prédictions. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur la somme des prédictions.

b. Valeurs mesurées de la force du signal $t\bar{t}H$ et incertitudes associées dans chacun des 7 canaux multileptoniques et valeur combinée.

Les canaux les plus sensibles sont dans l'ordre $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$, 3ℓ , $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$ et $3\ell + 1\tau_{\text{had}}$ où les erreurs statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. Les autres canaux (4ℓ , $1\ell + 2\tau_{\text{had}}$ et $2\ell OS + 1\tau_{\text{had}}$) voient les forces de signal mesurées dans chacun d'eux dominées par les erreurs statistiques.

La figure 5.36 présente la combinaison des données et prédictions de signal et bruit de fond des 7 canaux multileptoniques. Les discriminants dans les 8 régions de signal sont combinés en intervalles de $\log(S/B)$ avec S la prédiction de signal et B celle du bruit de fond après ajustement.

Enfin, à partir de la force de signal mesurée, la section efficace de production du processus $t\bar{t}H$ peut être ajustée :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 790_{-150}^{+150} (\text{stat})_{-150}^{+170} (\text{syst}) \text{ fb} = 790_{-210}^{+230} \text{ fb}.$$

Cette mesure est compatible avec la section efficace prédite par la théorie de :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{th}} = 507_{-50}^{+35} \text{ fb}.$$

5.8.5 Combinaison des résultats de l'ensemble des canaux de production $t\bar{t}H$

La collaboration ATLAS a mené des analyses relatives aux désintégrations du boson de Higgs autres que WW^* , ZZ^* (avec Z -veto sur la masse $m_{4\ell}$ pour les événements $Z \rightarrow \ell\ell(\ell \rightarrow \gamma^* \rightarrow \ell'\ell')$) et $\tau\bar{\tau}$:

- $H \rightarrow b\bar{b}$ aux états finaux comptant un lepton et de multiples jets ou deux leptons de la paire $t\bar{t}$ [180];
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ aux états finaux comptant un, deux ou aucun lepton de la paire $t\bar{t}$ (le dernier ne compte donc que des hadrons) [181];
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, faisant l'objet d'une analyse dédiée avec tous les modes de production du boson de Higgs dont la production associée avec une paire de quarks top est plus spécifiquement étudiée. Une seule catégorie est ici faite combinant tous les modes de désintégration de la paire $t\bar{t}$ [182].

Ces analyses utilisent toutes les mêmes 36.1 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ que l'analyse multileptonique et les mêmes générateurs pour événements de signal. Le recouvrement entre les régions de signal et régions de contrôle des quatre analyses a été vérifié et est négligeable.

La valeur de $\mu_{t\bar{t}H}$ permettant la minimisation de la fonction de vraisemblance combinant ces quatre analyses est :

$$\mu_{t\bar{t}H} = 1.17 \pm 0.19 (\text{stat})_{-0.23}^{+0.27} (\text{syst}) .$$

Canal	Meilleur ajustement pour μ				Signification statistique	
	Observé		Attendu		Observée	Attendue
$2\ell OS + 1\tau_{had}$	1.7 ^{+1.6} _{-1.5} (stat.)	+1.4 (syst.)	1.0 ^{+1.5} _{-1.4} (stat.)	+1.2 (syst.)	0.9 σ	0.5 σ
$1\ell + 2\tau_{had}$	-0.6 ^{+1.1} _{-0.8} (stat.)	+1.1 (syst.)	1.0 ^{+1.1} _{-0.9} (stat.)	+1.2 (syst.)	–	0.6 σ
4ℓ	-0.5 ^{+1.3} _{-0.8} (stat.)	+0.2 (syst.)	1.0 ^{+1.7} _{-1.2} (stat.)	+0.4 (syst.)	–	0.8 σ
$3\ell + 1\tau_{had}$	1.6 ^{+1.7} _{-1.3} (stat.)	+0.6 (syst.)	1.0 ^{+1.5} _{-1.1} (stat.)	+0.4 (syst.)	1.3 σ	0.9 σ
$2\ell SS + 1\tau_{had}$	3.5 ^{+1.5} _{-1.2} (stat.)	+0.9 (syst.)	1.0 ^{+1.1} _{-0.8} (stat.)	+0.5 (syst.)	3.4 σ	1.1 σ
3ℓ	1.8 ^{+0.6} _{-0.6} (stat.)	+0.6 (syst.)	1.0 ^{+0.6} _{-0.5} (stat.)	+0.5 (syst.)	2.4 σ	1.5 σ
$2\ell SS$	1.5 ^{+0.4} _{-0.4} (stat.)	+0.5 (syst.)	1.0 ^{+0.4} _{-0.4} (stat.)	+0.4 (syst.)	2.7 σ	1.9 σ
Combinaison	1.6 ^{+0.3} _{-0.3} (stat.)	+0.4 (syst.)	1.0 ^{+0.3} _{-0.3} (stat.)	+0.3 (syst.)	4.1 σ	2.8 σ

TABLE 5.17 – Meilleur ajustement des valeurs de force de signal μ attendues et observées dans les 7 canaux multileptoniques. Les colonnes de droite donnent la signification statistique associée à chaque canal. Les significations statistiques absentes sont liées à un μ observé négatif.

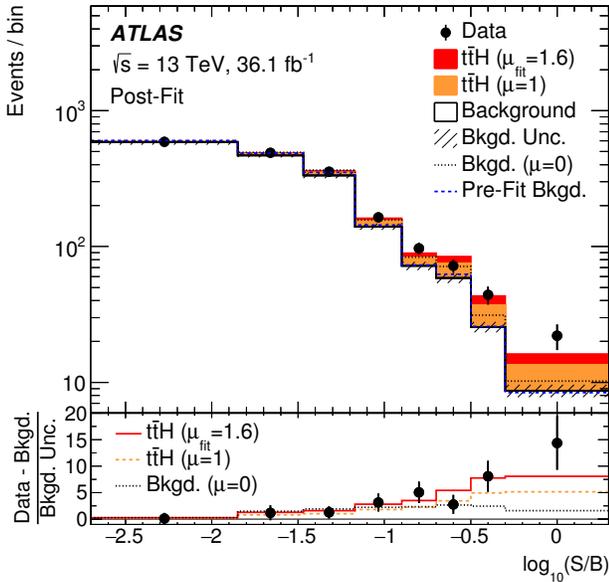


FIGURE 5.36 – Nombre d'événements dans les données en fonction de $\log(S/B)$, combinaison des discriminants dans les 8 régions de signal. S est le nombre d'événements de signal prédit par la simulation et B le nombre d'événements de bruit de fond après ajustement aux données. Les événements de signal sont matérialisés par les distributions orange et rouge illustrant respectivement la prédiction du Modèle Standard ($\mu = 1$) et le nombre d'événements de signal après ajustement aux données ($\mu = 1.6$). Le bruit de fond total avant ajustement est matérialisé par la ligne bleue discontinue. La déviation par rapport à une prédiction de bruit de fond seule divisée par l'incertitude sur ce bruit de fond apparaît dans le cadre du bas. La ligne rouge (orange discontinue) y représente la déviation induite par $\mu = 1.6$ ($\mu = 1$) par rapport à l'hypothèse de bruit de fond seul ($\mu = 0$). La distribution de bruit de fond dans l'hypothèse $\mu = 0$ est matérialisée par la ligne noire discontinue.

L'hypothèse de bruit de fond seul ($\mu = 0$) peut donc être rejetée avec une signification statistique observée (attendue) de 4.2σ (3.8σ). Ce résultat constitue la mise en évidence du processus $t\bar{t}H$.

Le détail des mesures de $\mu_{t\bar{t}H}$ pour chaque analyse est donné figure 5.37 et table 5.18. La probabilité que les mesures individuelles soient compatibles avec la combinaison est de 38%.

L'impact des incertitudes dans l'ajustement de la combinaison est donné table 5.19. Les systématiques dominantes sont relatives à la modélisation et section efficace de production du signal $t\bar{t}H$ ainsi que la modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$ dans l'analyse $H \rightarrow b\bar{b}$.

La section efficace de production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks top mesurée est donc :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 590_{-150}^{+160} \text{ fb.}$$

Cette valeur est compatible avec la section efficace prédite par la théorie :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{th}} = 507_{-50}^{+35} \text{ fb.}$$

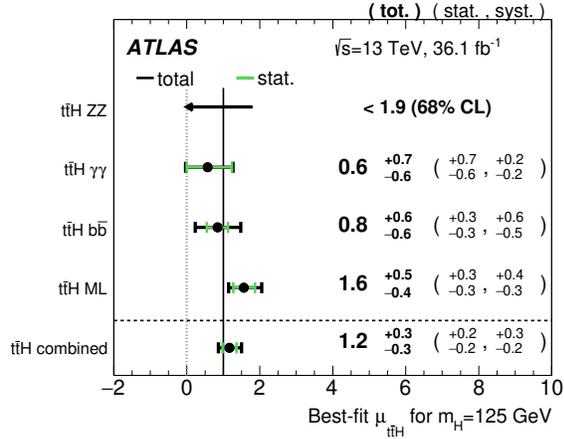


FIGURE 5.37 – Mesures individuelles de μ dans les quatre analyses et combinaison. "ML" désigne l'analyse multipleptonique développée au cours de ce manuscrit. Pour chaque analyse, la valeur de la force du signal μ est mesurée indépendamment, les incertitudes systématiques ne sont corrélées que pour la combinaison. Aucun événement n'est observé dans l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, une limite supérieure sur la valeur de μ est donc donnée avec un niveau de confiance de 68%.

Canal	Meilleur ajustement pour μ		Signification statistique	
	Observé	Attendu	Observée	Attendue
Multiplepton	$1.6^{+0.5}_{-0.4}$	$1.0^{+0.4}_{-0.4}$	4.1σ	2.8σ
$H \rightarrow b\bar{b}$	$0.8^{+0.6}_{-0.6}$	$1.0^{+0.6}_{-0.6}$	1.4σ	1.6σ
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$0.6^{+0.7}_{-0.6}$	$1.0^{+0.8}_{-0.6}$	0.9σ	1.7σ
$H \rightarrow 4\ell$	< 1.9	$1.0^{+3.2}_{-1.0}$	—	0.6σ
Combinaison	$1.2^{+0.3}_{-0.3}$	$1.0^{+0.3}_{-0.3}$	4.2σ	3.8σ

TABLE 5.18 – Meilleur ajustement des valeurs de force de signal μ attendues et observées dans les quatre analyses. Les colonnes de droite donnent la signification statistique associée à chaque analyse. Aucun événement n'est observé dans l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, une limite supérieure sur la valeur de μ est donc donnée avec un niveau de confiance de 68%.

5.9 Conclusion

Une étude du canal de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top et un état final comptant deux leptons légers de même charge électrique est présentée. Les premières mesures de la force du signal $\mu_{t\bar{t}H}$ effectuées par l'expérience ATLAS au Run 1 du LHC incluaient déjà ce canal et livraient une valeur $\mu_{t\bar{t}H}(2\ell SS) = 2.8^{+2.1}_{-1.9}$ et $\mu_{t\bar{t}H}(ML) = 2.1^{+1.4}_{-1.2}$. L'analyse utilisant les premières données du Run 2 du LHC donnait en 2016 $\mu_{t\bar{t}H}(2\ell SS) = 4.0^{+2.1}_{-1.7}$ et $\mu_{t\bar{t}H}(ML) = 2.5^{+1.3}_{-1.1}$. De nombreuses améliorations ont été apportées par le groupe $t\bar{t}H \rightarrow$ multipleptons au cours des années 2016 et 2017. Outre l'optimisation individuelle de chaque canal, le rapport S/\sqrt{B} est passé de 1.1 à 1.9 dans la région de signal $2\ell SS$ bien que la première donne une définition stricte des leptons et la seconde une définition plus relâchée. Un travail conséquent a été fait pour construire de nouveaux discriminants multivariés afin de réduire le nombre de faux leptons et d'erreurs sur l'identification de la charge électrique. Aussi, les critères d'acquisition des événements et méthode de suppression du double comptage des objets ont été revus et 3 canaux ont été ajoutés à l'analyse.

Le canal spécifiquement détaillé dans ce manuscrit est dominé par deux bruits de fond. Le premier, réductible, est induit par la présence de faux leptons dans le détecteur. Le second, plus similaire au signal, correspond à une production associée d'un boson vecteur à une paire de quarks top ($t\bar{t}V$). L'estimation du nombre et de la forme des distributions de faux leptons a nécessité beaucoup de travail de la part du groupe d'analyse avec l'implémentation de la méthode de la matrice et la vérification des résultats. De même, la réduction initiale du nombre de faux leptons (PromptLeptonIso) d'inversion de charge font l'objet de méthodes multivariées spécifiques. Le bruit de fond irréductible et les bruits de fond mineurs sont modélisés par les simulations, l'estimation des nombres de faux leptons et d'inversion de charge sont faites grâce aux données.

Le cœur de l'augmentation de sensibilité réside cependant dans l'utilisation d'analyses multivariées dans l'optimisation des canaux les plus riches en statistique, dont le canal $2\ell SS$. Basées sur l'apprentissage de la machine, elles se montrent beaucoup plus performantes dans la classification des événements que des coupures rectangulaires. Un lot minimal de 9 variables pour l'entraînement de la méthode a pu être défini. Celles-ci doivent non-seulement être porteuses d'informations pertinentes sur la physique des objets ou des événements mais aussi avoir un bon accord

Source d'incertitude	$\Delta\mu$	
Modélisation du processus $H \rightarrow b\bar{b}$	+0.15	-0.14
Modélisation du processus $t\bar{t}H$ (section efficace)	+0.13	-0.06
Estimation du nombre de leptons légers non-prompts et de faux τ_{had}	+0.09	-0.09
Statistique dans les fichiers de simulation	+0.08	-0.08
Échelle et résolution en énergie des jets	+0.08	-0.07
Modélisation du processus $t\bar{t}V$	+0.07	-0.07
Modélisation du processus $t\bar{t}H$ (acceptance)	+0.07	-0.04
Bruits de fond non liés au boson de Higgs	+0.06	-0.05
Autres incertitudes expérimentales	+0.05	-0.05
Luminosité	+0.05	-0.04
Identification de la saveur des jets	+0.03	-0.02
Modélisation des autres modes de production du boson de Higgs	+0.01	-0.01
Incertitude systématique totale	+0.27	-0.23
Incertitude statistique	+0.19	-0.19
Incertitude totale	+0.34	-0.30

TABLE 5.19 – Impact des groupes de systématiques les plus importants. La somme quadratique des incertitudes individuelles diffère de l'incertitude totale à cause des effets d'arrondis et des corrélations entre paramètres de nuisance.

entre modélisation par les prédictions et données. Si le premier point est le fruit d'une réflexion sur les modes de production des événements et de l'étude des corrélations entre variables, le second est rendu possible par le travail fourni en amont par l'étude du bruit de fond réductible et la production des simulations.

Deux discriminants multivariés partageant le même lot de variables d'entraînement sont construits pour classifier le signal et les deux bruits de fond principaux. Ces nouvelles variables sont combinées en optimisant la projection d'un espace à deux dimensions sur un seul axe. Cette optimisation a fait l'objet de nombreux partitionnements de l'espace à deux dimensions. Le discriminant combiné maximisant la sensibilité de l'analyse est finalement défini au sein du programme d'ajustement des prédictions aux données. Défini comme la moyenne des deux discriminants multivariés, il compte 6 intervalles de largeurs différentes comptant un nombre d'événements de signal constant.

Cette dernière variable voit alors les prédictions se confronter aux données puis être ajustées avec comme paramètre d'intérêt la force du signal $\mu_{t\bar{t}H}$. Sont aussi variés tous les paramètres source d'incertitude. Ces paramètres de nuisance, au nombre de 230 après suppression de ceux dont l'impact est négligeable, ont nécessité un travail important de définition et de corrélation entre chacun d'eux par le groupe d'analyse. À l'issue de l'ajustement dans le canal $2\ell SS0\tau_{\text{had}}$, les systématiques sont dominées par l'estimation du nombre de faux leptons et les paramètres relatifs à l'énergie des jets.

La force de signal mesurée dans le canal avec deux leptons de même charge électrique est :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{obs}}(2\ell SS0\tau_{\text{had}}) = 1.5_{-0.4}^{+0.4} (\text{stat})_{-0.4}^{+0.5} (\text{syst}).$$

Autant affectée par les erreurs statistiques et systématiques, cette valeur correspond à une signification statistique de 2.7σ (1.9σ attendus) et fait de ce canal le plus sensible de l'analyse multileptonique. Une analyse basée sur le comptage d'événements dans une région de signal optimisée permet une mesure d'une sensibilité de 1.2σ (observée et attendue). L'optimisation par analyse multivariée permet alors un gain de plus de 50% sur la sensibilité de la mesure. Cela démontre l'intérêt des développements effectués dans le cadre de ce travail de thèse.

La combinaison des 7 canaux multileptoniques livre une valeur :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{obs}}(\text{ML}) = 1.6_{-0.3}^{+0.3} (\text{stat})_{-0.3}^{+0.4} (\text{syst}).$$

L'excès d'événements est mesuré avec une signification statistique de 4.1σ et 2.8σ attendus. Avec les données acquises en 2015 et 2016 et la combinaison des mêmes canaux (à l'exception de $2\ell OS + 1\tau_{\text{had}}$), l'expérience CMS obtient des

résultats très similaires, soit $\mu = 1.23_{-0.43}^{+0.45}$ et un excès d'évènements observé (attendu) de 3.2σ (2.8σ) [183]. La combinaison avec les autres analyses $t\bar{t}H$ de l'expérience ATLAS, avec 36.1 fb^{-1} de données, livre une valeur :

$$\mu_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 1.17 \pm 0.19 (\text{stat})_{-0.23}^{+0.27} (\text{syst}).$$

L'hypothèse de bruit de fond seul peut être rejetée avec une signification statistique de 4.2σ et une valeur attendue de 3.8σ , ce qui constitue une mise en évidence de production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks top. Il est intéressant de noter que le canal $2\ell\text{SS}0\tau_{\text{had}}$ est plus sensible, à luminosité égale, que les analyses individuelles $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$.

La mesure de la section efficace de production du processus $t\bar{t}H$ est alors de :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{obs}} = 590_{-150}^{+160} \text{ fb},$$

en accord avec la prédiction théorique :

$$\sigma_{t\bar{t}H}^{\text{th}} = 507_{-50}^{+35} \text{ fb}.$$

Ces résultats ont été publiés dans le journal *Physical Review D* le 9 avril 2018 [184].

Au cours de la conférence LHCP (*Large Hadron Collider Physics*) de 2018, les expériences ATLAS et CMS ont déclaré l'observation du processus de production du boson de Higgs $t\bar{t}H$. Pour la première fois, la sensibilité des analyses combinées permet de franchir la limite de 5σ , définissant l'observation. L'expérience CMS, combinant les données du Run 1 et d'une partie du Run 2 du LHC ($5.1, 19.7, \text{ et } 35.9 \text{ fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ et } 13 \text{ TeV}$), observe un excès d'évènements avec une signification statistique de 5.2σ (4.2σ attendus) [29]. L'expérience ATLAS combine aussi l'ensemble des données du Run 1 et du début du Run 2 ($4.5, 20.3, \text{ et } 36.1 \text{ fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ et } 13 \text{ TeV}$) [28] et tire avantage de l'augmentation de luminosité au cours de la fin de l'année 2017 pour mettre à jour les analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ avec 79.8 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Elle observe ainsi un excès d'évènements avec une signification statistique de 6.3σ (5.1σ attendus). Cela constitue une observation directe du couplage de Yukawa entre le boson de Higgs et le quark top.

6

Recherche de décroissance du quark top avec changement de saveur par émission d'un courant neutre $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ avec des états finaux multileptoniques

Dans le Modèle Standard, le changement de saveur des quarks est autorisé au niveau de l'arbre s'il est accompagné de courants chargés sous forme de bosons W^\pm . Le changement de saveur avec courant neutre (nommé par la suite FCNC, acronyme de l'anglais *Flavour Changing Neutral Current*), soit avec émission d'un boson neutre (photon γ , gluon, boson Z ou boson de Higgs H) est interdit à l'ordre de l'arbre. Aux ordres supérieurs de la théorie des perturbations, il est très largement supprimé par le mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) [185]. Ainsi, la décroissance d'un quark top en un boson de Higgs et un quark léger q , objet de la présente analyse, $t \rightarrow Hq$ avec $q = u, c$, voit son rapport d'embranchement estimé à $\sim 10^{-17}$ pour $t \rightarrow Hu$ et 10^{-15} pour $t \rightarrow Hc$ dans le cadre du Modèle Standard [186].

De tels rapports d'embranchement sont trop faibles pour observer ces processus, y compris à long terme. Des modèles de Nouvelle Physique prédisent cependant de larges augmentations de ces rapports d'embranchement, jusqu'à rendre certains processus observables avec les données du LHC. Par exemple, dans certains modèles à deux doublets pour le boson de Higgs, ces couplages sont rendus possibles à l'ordre de l'arbre sous certaines conditions [187], ou dans des modèles de quarks lourds de type vecteur [188]. L'ansatz de Cheng-Sher [189] d'un Higgs léger non-diagonal en interaction avec de multiples doublets de Higgs permet des constantes de couplage $\lambda_{tHq} = \sqrt{2m_t m_q}/v$, avec v la valeur du vide dans le Modèle Standard. Une telle théorie conduit à $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc) \sim 0.15\%$, valeur proche des limites expérimentales actuelles. D'autres extensions au Modèle Standard permettent l'augmentation de ces rapports d'embranchements par rapport au Modèle Standard, un sommaire des diverses limites peut être trouvé en [190].

L'analyse faisant l'objet de ce chapitre est la recherche de production d'une paire de quarks top $t\bar{t}$ où l'un des quarks décroît selon $t \rightarrow Hq$ avec un état final caractérisé par la présence de plusieurs leptons (e et μ). Les états finaux multileptoniques correspondent aux canaux les plus sensibles de l'étude présentée au chapitre précédent, soit deux leptons légers (e ou μ) de même charge électrique ($2\ell SS$) et trois leptons légers (3ℓ). La signature multileptonique de ces processus est très similaire à celle étudiée dans l'analyse des canaux de production $t\bar{t}H$. La désintégration de l'un des quarks top en Hq et non Wb réduit cependant le nombre de jets par rapport à l'analyse précédente.

Les collaborations ATLAS et CMS ont mené des recherches d'interaction tHq au cours du Run 1 et au début du Run 2 du LHC [191, 192, 193, 194, 195, 196, 197], les résultats sont résumés section 6.1. L'analyse décrite ici est directement dérivée de ce qui a été présenté au chapitre précédent. À ce titre, les mêmes méthodes d'optimisation et d'estimation des bruits de fond sont utilisées, et un détail de toutes les similitudes entre cette analyse et la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top est donné section 6.2. Les performances de l'optimisation multivariée et l'optimisation du discriminant sont détaillées section 6.3 et l'ajustement aux données et les résultats sont présentés section 6.4.

La sensibilité de cette analyse est largement supérieure à celle menée au Run 1. L'augmentation de la luminosité et de l'énergie dans le centre de masse y contribue indéniablement. Les résultats du Run 1 reposaient sur une réinterprétation de l'analyse multileptonique. Les méthodes multivariées n'étaient alors pas utilisées et les régions de signal n'avaient

pas fait l'objet de réoptimisations. L'entraînement de méthodes multivariées sur les lots de simulation de processus FCNC constitue ainsi la source majeure d'augmentation de sensibilité et la place au rang des plus sensibles.

6.1 Résultats précédents

Les expériences ATLAS et CMS ont mené des recherches d'interactions tHq avec les données de 2011 et 2012 du LHC à $\sqrt{s} = 7$ et 8 TeV [191, 192, 193, 194, 197]. Comme pour la recherche de production de boson de Higgs en association avec une paire de quark top ($t\bar{t}H$), les deux expériences utilisent de multiples canaux de désintégration du boson de Higgs pour maximiser la sensibilité de leurs analyses. Ainsi toutes deux étudient les canaux :

- $H \rightarrow WW^*, \tau\tau$ conduisant à des états finaux multileptoniques, lesquels font l'objet de ce chapitre ;
- $H \rightarrow \gamma\gamma$;
- $H \rightarrow b\bar{b}$.

Plus spécifiquement, les canaux multileptoniques inclus dans cette étude étaient :

- $2\ell SS 0\tau_{\text{had}}$;
- 3ℓ ;
- $2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$ (pour ATLAS seulement).

Les rapports d'embranchement mesurés par l'expérience ATLAS dans les canaux multileptoniques sont résumés figure 6.1 :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) &= (0.23 \pm 0.28)\% = (0.23 \pm 0.18 \text{ (stat)} \pm 0.21 \text{ (syst)})\% \\ \mathcal{B}(t \rightarrow Hc) &= (0.27 \pm 0.27)\% = (0.27 \pm 0.18 \text{ (stat)} \pm 0.21 \text{ (syst)})\%.\end{aligned}$$

La combinaison avec les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$ livre :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) &= (0.16 \pm 0.16)\% = (0.16 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.12 \text{ (syst)})\% \\ \mathcal{B}(t \rightarrow Hc) &= (0.22 \pm 0.14)\% = (0.22 \pm 0.10 \text{ (stat)} \pm 0.20 \text{ (syst)})\%\end{aligned}$$

Les différences entre $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ sont imputables au fait que des jets charmés peuvent être identifiés comme jets de quark b .

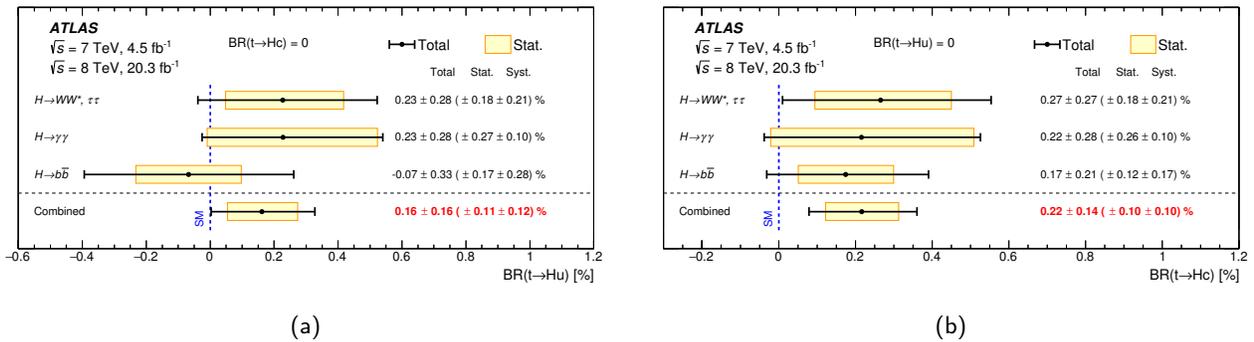


FIGURE 6.1 – Meilleurs ajustements pour les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ (a) et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ (b) [191]. L'ensemble des données du Run 1 du LHC est utilisé, soit 4.5 fb⁻¹ de données récoltées en 2011 avec $\sqrt{s} = 7$ TeV et 20.3 fb⁻¹ des données 2012 avec $\sqrt{s} = 8$ TeV. Sont présentés les ajustements individuels pour les analyses spécifiques aux désintégrations $H \rightarrow WW^*, \tau\tau$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$ et leur combinaison. Les barres noires matérialisent la somme des erreurs statistiques et systématiques et les boîtes jaunes les erreurs statistiques seules. La ligne bleue discontinue matérialise la prédiction du Modèle Standard, $\mathcal{B} \sim 0$.

Ces mesures étant compatibles avec 0, des limites supérieures sont posées. L'expérience ATLAS observe (attend) ainsi des limites respectives pour les rapports d'embranchement de $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ de 0.45% (0.29%) et 0.46% (0.25%) comme illustré par la figure 6.2 puis table 6.1. Les limites observée et attendue par la combinaison des analyses de l'expérience CMS sont, pour $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$, de 0.55% et 0.40%.

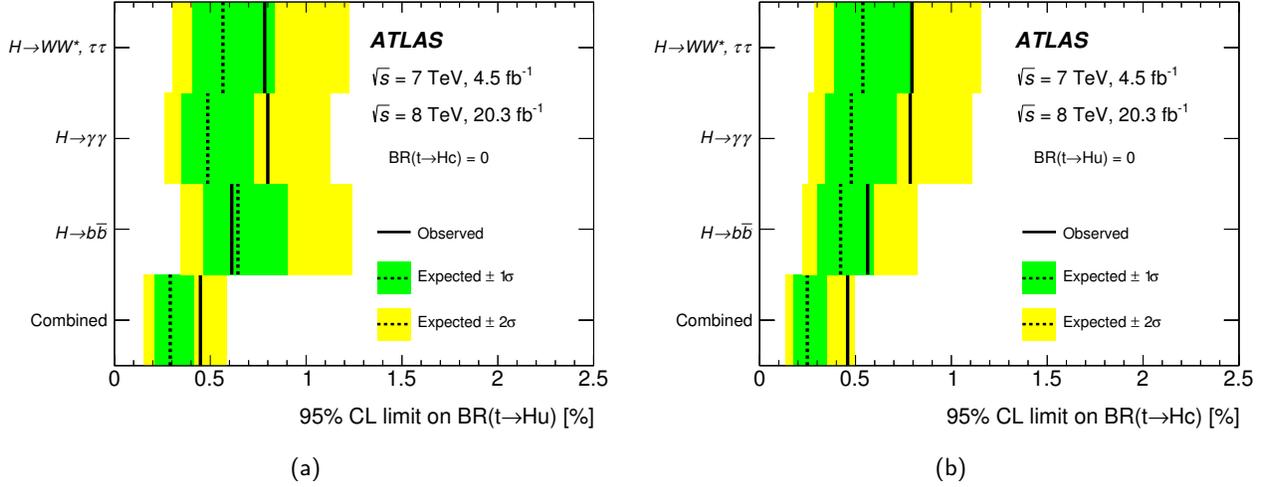


FIGURE 6.2 – Limites sur les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ pour les recherches individuelles menées par l'expérience ATLAS [191] au Run 1 du LHC et leur combinaison avec un niveau de confiance de 95%. Les lignes noires continues (discontinues) matérialisent les limites observées (attendues). Les bandes de couleur verte et jaune matérialisent respectivement les intervalles de niveau de confiance de 68% (1σ) et 95% (2σ).

Canal	$\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]		$\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	
	Observé	Attendu	Observé	Attendu
	Run 1 : 4.5 fb ⁻¹ à $\sqrt{s} = 7$ TeV et 20.3 fb ⁻¹ à $\sqrt{s} = 8$ TeV			
$H \rightarrow WW^*, ZZ, \tau\tau$ (2ℓSS)	0.86 (0.93)	0.62 (0.85)	0.89 (0.99)	0.61 (0.93)
$H \rightarrow WW^*, ZZ, \tau\tau$ (3ℓ)	2.91 (1.34)	1.97 (1.47)	2.34 (1.26)	1.59 (1.33)
$H \rightarrow WW^*, ZZ, \tau\tau$ (Comb.* 2ℓSS et 3ℓ)	0.78 (0.86)	0.57 (0.82)	0.79 (0.93)	0.54 (0.89)
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.79 (0.42)	0.51 (0.60)	0.79 (0.47)	0.51 (0.67)
$H \rightarrow b\bar{b}$	0.61 (1.92)	0.64 (0.84)	0.56 (1.16)	0.42 (0.89)
Combinaison	0.45 [191] (0.55[197])	0.29 [191] (0.40 [197])	0.46 [191] (0.40 [])	0.25 [191] (0.43 [197])
	Run 2 : 36.1 fb ⁻¹ à $\sqrt{s} = 13$ TeV			
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.24 [195] (-)	0.17 [195] (-)	0.22 [195] (-)	0.16 [195] (-)
$H \rightarrow b\bar{b}$	- (0.47 [196])	- (0.34 [196])	- (0.47 [196])	- (0.44 [196])

TABLE 6.1 – Limites supérieures observées et attendues avec un niveau de confiance de 95% pour les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ en % pour les expériences ATLAS et CMS (apparaissant entre parenthèses). L'annotation "*" indique que l'expérience ATLAS joint le canal 2ℓSS + $1\tau_{\text{had}}$ à la combinaison.

Au cours du Run 2 du LHC, les expériences ATLAS et CMS tirent avantage de l'augmentation de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ (d'un facteur 4 environ) afin de poser des limites sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq)$. L'ensemble des résultats des deux collaborations sont donnés figure 6.3 et table 6.1. Le canal le plus sensible implique la désintégration du boson de Higgs en une paire de photons $H \rightarrow \gamma\gamma$ et permet à l'expérience ATLAS, avec 36.1 fb⁻¹ de données à $\sqrt{s} = 13$ TeV, de poser une limite plus basse que la combinaison de l'ensemble des analyses du Run 1 des deux expériences individuelles.

Dans l'analyse multileptonique menée au Run 1, les incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre. La recherche tirera alors avantage de l'augmentation de luminosité et d'énergie dans le centre de masse du Run 2 du LHC. De plus, il ne s'agit que d'une réinterprétation de la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top [138]. Elle apporte pourtant un gain de sensibilité non négligeable à la combinaison, sans ré-optimisation préalable. Il a été montré au chapitre précédent, aux paragraphes 5.2.1 et 5.8.3, que la recherche de production $t\bar{t}H$ profitait très largement des améliorations apportées au cours des années 2016 et 2017, notamment grâce à l'introduction d'analyses multivariées. Ma contribution principale à l'analyse présentée dans ce chapitre est l'application et ré-optimisation de ces dernières à la recherche de signal FCNC.

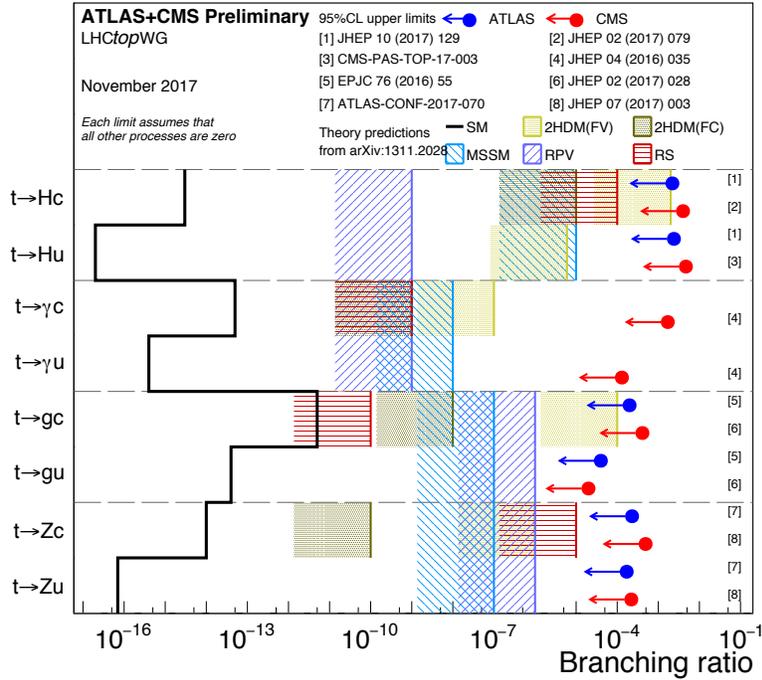


FIGURE 6.3 – Résumé des limites posées avec un niveau de confiance de 95% sur les rapports d'embranchement de décroissance du quark top en un quark u ou c avec émission d'un boson neutre (Higgs H , photon γ , gluon g ou boson Z) par les expériences ATLAS et CMS comparées avec les prédictions de plusieurs modèles théoriques [198]. Ce résumé combine des analyses du Run 1 et du Run 2.

6.2 Adaptation de la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top

Comme il a été précisé dans la section précédente, la présente analyse est une adaptation de celle présentée au chapitre 5. Ainsi, fichiers de données et simulations utilisés sont les mêmes, à l'exception des lots FCNC spécifiquement inclus dans cette analyse. Ces derniers sont présentés au paragraphe 6.2.1. De même, les régions de signal sont pareillement définies, le détail pour le canal à trois leptons en est donné au paragraphe 6.2.2. Enfin, les méthodes d'estimation des bruits de fond sont aussi identiques et brièvement rappelées au paragraphe 6.2.3.

6.2.1 Fichiers de données et simulations

Les mêmes fichiers de données que ceux présentés au paragraphe 5.4.1 sont utilisés pour mener cette analyse, soit 36.1 fb^{-1} de données récoltées au cours des années 2015 et 2016 avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. De même, l'ensemble des bruits de fond du Modèle Standard sont modélisés par les simulations présentées au paragraphe 5.4.2.

Le processus $t\bar{t}H$ doit aussi être considéré dans cette analyse, et il fait ici partie des bruits de fond. Ainsi, sont utilisés les mêmes fichiers de simulations que pour le chapitre précédent. La force de ce processus est alors fixée à celle attendue par la théorie, soit $\mu_{t\bar{t}H} = 1$.

Les éléments de matrice des événements $pp \rightarrow t\bar{t}$, $t \rightarrow Hq$ sont calculés par MADGRAPH5_AMC@NLO [162] au second ordre (NLO). Les désintégrations de quark top sont simulées par MadSpin [199] et PYTHIA 8 [164] a été utilisé pour la désintégration du boson de Higgs, l'hadronisation, et la génération des événements sous-jacents.

La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ utilisée est prédite par des calculs au troisième ordre ($NNLO$) avec une valeur de $832^{+40}_{-46} \text{ pb}$ pour $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [200, 201]. La section efficace de production de processus FCNC s'exprime

comme :

$$\sigma_{\text{FCNC}} = \sigma_{t\bar{t}} \times (1 - \mathcal{B}) \times \mathcal{B} \times 2,$$

où $\mathcal{B} = \mathcal{B}(t \rightarrow Hq)$, le facteur 2 permet aux deux quarks de décroître comme $t \rightarrow Hq$, le terme $(1 - \mathcal{B}) \times \mathcal{B}$ traduit le fait que les deux quarks top et antitop ne peuvent décroître ainsi simultanément (car négligeable).

6.2.2 Selection des évènements

Les critères de déclenchement et définitions des objets sont inchangés par rapport au chapitre précédent. De même, la sélection des évènements dans la région de signal $2\ell\text{SS}$ est identique à celle présentée au paragraphe 5.5.3. La région de signal 3ℓ se voit modifiée dans l'harmonisation des méthodes multivariées avec le canal à deux leptons. Cette dernière est définie comme suit :

- exactement 3 leptons légers (e ou μ) reconstruits avec une charge totale de ± 1 ;
- les deux leptons de même charge doivent avoir une impulsion transverse $p_T > 15$ GeV et satisfaire aux critères les plus strictes T* définis table 5.7 pour réduire le bruit de fond de faux leptons ;
- les simulations d'évènements $t\bar{t}$ montrent que le lepton dont la charge est l'opposée de celle des deux autres est un lepton prompt dans 97% des évènements ainsi sélectionnés. Ce dernier ne doit alors satisfaire qu'aux critères de sélection L* (c.f. table 5.7) et avoir une impulsion transverse $p_T > 10$ GeV ;
- les évènements dont les masses invariantes de paires de leptons de charges opposées sont inférieures à 12 GeV sont ignorés pour supprimer la contamination des décroissances hadroniques incluant $\ell^+\ell^-$;
- les évènements comptant deux leptons de même saveur et de charges opposées avec une masse invariante de la paire dans une fenêtre de masse de 20 GeV centrée autour de la masse du boson Z sont ignorés pour supprimer le bruit de fond $t\bar{t}Z$. Cette sélection est communément appelée Z-veto, ou véto sur la masse du boson Z : $|m(2\ell_{ee,\mu\mu}) - m_Z| > 10$ GeV ;
- la masse invariante des trois leptons doit être hors de la même fenêtre de masse : $|m(3\ell) - m_Z| > 10$ GeV afin de supprimer les évènements $Z \rightarrow \ell\ell\gamma^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell'(\ell')$, où un des leptons de basse énergie peut ne pas être reconstruit ;
- au moins deux jets doivent être reconstruits dont un (ou plus) identifié comme jet de quark b .

Les leptons sont indexés comme suit :

- le lepton de charge opposée aux deux autres est ℓ_0 ;
- les leptons ℓ_1 et ℓ_2 sont indexés par distance ΔR croissante à ℓ_0 .

À l'issue de ces sélections, comme pour la production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top, le signal $t \rightarrow Hq$ ($q = u$ ou c) est dominé par la désintégration $H \rightarrow WW^*$ à hauteur de 85% dans le canal $2\ell\text{SS}$ et 71% dans le canal 3ℓ . $H \rightarrow \tau\tau$ contribue respectivement pour 12% et 16% aux deux canaux et $H \rightarrow ZZ^*$ pour 2% et 9% (figure 6.4a). Les fractions d'évènements $t\bar{t}(t \rightarrow Hq)$ reconstruits et sélectionnés dans les régions de signal ainsi définies sont de 5.1×10^{-4} et 2.6×10^{-4} dans les canaux respectifs $2\ell\text{SS}$ et 3ℓ .

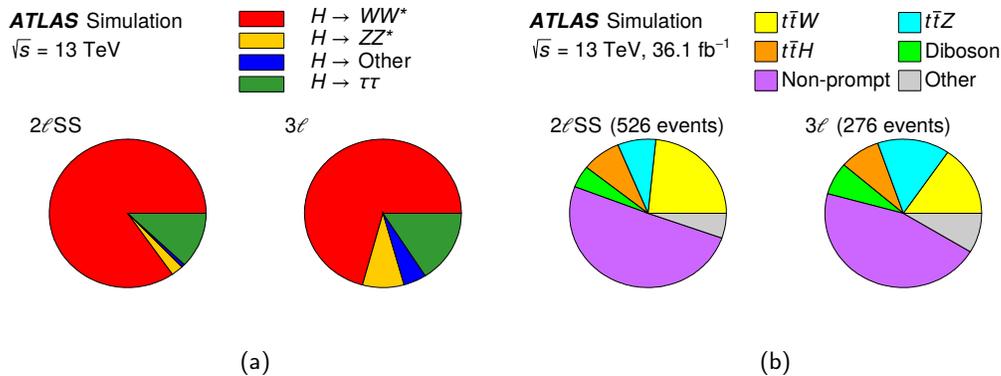


FIGURE 6.4 – Fraction d'évènements de signal issus de désintégrations $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow \tau\tau$, $H \rightarrow ZZ^*$ ou $H \rightarrow$ autres dans les deux régions de signal (a).

Proportion d'évènements pour les différents bruits de fond (b).

Processus	Canal	Faux leptons	$t\bar{t}V$	$t\bar{t}H$	Diboson	Autres	Total	FCNC	Données
$t \rightarrow Hu$	$2\ell SS$	266 ± 40	165 ± 19	43 ± 4	25 ± 15	28 ± 6	526 ± 39	61 ± 13	514
	3ℓ	126 ± 31	84 ± 8	23 ± 3	20 ± 11	24 ± 5	276 ± 33	32 ± 6	258
$t \rightarrow Hc$	$2\ell SS$	266 ± 40	165 ± 19	43 ± 4	25 ± 15	28 ± 6	526 ± 39	62 ± 13	514
	3ℓ	126 ± 31	84 ± 8	23 ± 3	20 ± 11	24 ± 5	276 ± 33	30 ± 6	258

TABLE 6.2 – Nombre d'évènements attendus pour chaque processus avant ajustement aux données et nombre d'évènements total observés dans les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ . Les contributions FCNC correspondent à des rapport d'embranchement de 0.2%. Les bruits de fond du Modèle Standard sont estimés selon les méthodes décrites au paragraphe 6.2.3. Le nombre de candidats avec erreur sur l'assignation de la charge est inclus dans le nombre de faux leptons. Ce nombre de faux leptons est estimé en supposant des rapports d'embranchement nuls pour $t \rightarrow Hq$.

Processus	$t \rightarrow Hu$	$t \rightarrow Hc$	$t\bar{t}W$	Diboson	$Q\text{-}misID$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}, t\bar{t}\gamma$	$t\bar{t}\gamma^*(\rightarrow \ell\ell)$	Autres	Données
Électrons	21.09 ± 1.77	19.15 ± 1.88	15.46 ± 0.35	9.97 ± 1.63	7.72 ± 0.06	2.95 ± 0.11	2.89 ± 0.87	2.64 ± 0.15	2.85 ± 0.15	124
Muons	29.95 ± 2.24	28.62 ± 1.99	24.63 ± 0.45	15.81 ± 2.22	-	4.48 ± 0.15	3.27 ± 0.15	8.63 ± 1.62	4.68 ± 0.23	159

TABLE 6.3 – Nombre de candidats probes satisfaisant aux critères stricts T utilisés pour calculer les efficacités des vrais et faux leptons à ces critères de sélection (numérateur de l'équation (6.1)). Un rapport d'embranchement de 0.2% est supposé pour les deux processus $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$. La colonne "autres" désigne les processus rares : tZ , tW , tWZ , $t\bar{t}WW$, triboson, $t\bar{t}t$, $t\bar{t}t\bar{t}$ et tH . Les incertitudes présentées sont uniquement statistiques. $Q\text{-}misID$ réfère à l'erreur sur l'identification de la charge électrique.

Les nombres d'évènements observés et attendus avant ajustement sont donnés table 6.2 et les proportions de bruits de fond représentées figure 6.4b.

6.2.3 Estimation des bruits de fond

L'ensemble des bruits de fond du Modèle Standard sont modélisés par les simulations présentées au chapitre précédent (paragraphe 5.4.2).

De même, les méthodes d'estimation des bruits de fond de faux leptons et d'erreur sur l'assignation de la charge électrique sont décrites section 5.6. Une différence réside néanmoins dans le traitement des leptons issus de décroissance de hadrons à cause de la multiplicité en jets réduite pour le signal FCNC par rapport à la production $t\bar{t}H$. En effet, si on considère un rapport d'embranchement non nul pour $t \rightarrow Hq$, la région de contrôle définie dans la méthode de la matrice (paragraphe 5.6.3) se voit contaminée en signal FCNC. En effet, ce signal compte 4 jets et la région de contrôle pour l'estimation du nombre de faux leptons est définie pour $n_{jets} = 2, 3$. L'acceptance des jets n'étant pas de 100%, nombre d'évènements de signal peuvent alors être comptés dans la région de contrôle. Cela implique une source potentielle de leptons prompts et peut introduire un biais dans les mesures des efficacités de vrais et faux leptons. En supposant des rapports d'embranchement de 0.2%, les processus FCNC contribueraient à 30% au nombre de leptons prompts satisfaisant aux critères stricts T dans la région de basse multiplicité de jets, le détail des nombres d'évènements pour processus de signal et de bruit de fond dans la région de contrôle étant donné table 6.3. Il apparaît clairement que cette contamination en signal est non négligeable, et est du même ordre que le bruit de fond $t\bar{t}W$ (bruit de fond dominant du Modèle Standard).

Pour prendre en compte cet effet, les efficacités de leptons non-prompts sont calculées sous les deux hypothèses $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) = 0$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) = 0.2\%$ et ces deux valeurs sont utilisées pour calculer le nombre de faux leptons dans les régions de signal. Dans le premier cas, le calcul de leur efficacité de sélection est le même que dans le chapitre précédent (paragraphe 5.6.3), dans le second, la contamination en signal FCNC doit être soustraite des nombres de leptons satisfaisant aux sélections strictes (T) et relâchées (L), comme pour les bruits de fond irréductibles. Les efficacités de faux leptons sont alors modifiées comme suit :

$$\epsilon_f = \frac{N_{données}^T - N_{Q\text{-}misID}^T(\text{données}) - N_{prompt}^T(\text{MC}) - N_{t \rightarrow Hq}^T}{N_{données}^L - N_{Q\text{-}misID}^L(\text{MC}) - N_{prompt}^L(\text{MC}) - N_{t \rightarrow Hq}^L}. \quad (6.1)$$

Les indices $\bullet_{\text{données}}$ et \bullet_{MC} réfèrent à des estimations basées sur les données ou les simulations, les indices $\bullet_{Q\text{-misID}}$, \bullet_{prompt} et $\bullet_{t \rightarrow Hq}$ réfèrent aux leptons dont la charge est mal identifiée, aux "vrais leptons" et à ceux issus de la contamination en signal FCNC, enfin les exposants \bullet^T et \bullet^L réfèrent aux critères de sélection stricts (T) ou relâchés (L).

L'estimation du nombre de faux leptons varie de 40 % entre $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) = 0$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) = 0.2\%$ dans le canal $2\ell\text{SS}$ et d'environ 30% dans le canal 3ℓ . Cette correction est corrélée avec le rapport d'embranchement des processus FCNC lors l'ajustement aux données.

Aussi, les distributions utilisées dans cet ajustement sont construites sous les deux hypothèses $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) = 0$ et 0.2% et les différences sont prises en compte dans les paramètres de nuisance de forme de l'ajustement.

6.2.4 Traitement des systématiques

Le traitement des erreurs systématiques est très similaire à celui appliqué dans la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top décrite au paragraphe 5.8.2. Les systématiques listées table 5.14 sont conservées dans cette analyse. À celles-ci, doivent être ajoutées les incertitudes relatives à la modélisation des processus FCNC et celles induites par la soustraction de la contamination en signal de la région de contrôle dans l'estimation du nombre de faux leptons.

Les premières, à l'instar des processus listés table 5.14, ajoutent des paramètres de nuisance relatifs aux sections efficaces théoriques de production des processus $t \rightarrow Hq$ (modélisation des processus parents et section efficace de production des processus $t\bar{t}$), aux échelles de renormalisation et de factorisation, aux paramètres de gerbes ainsi qu'aux générateurs d'évènements. Les secondes ont été mentionnées au paragraphe précédent.

6.3 Analyse multivariée

Au chapitre précédent, deux méthodes étaient développées pour les canaux $2\ell\text{SS}$ et 3ℓ , l'attention étant portée sur le premier. Dans cette recherche, des optimisations similaires basées sur la construction de deux variables multivariées pour la discrimination des deux bruits de fond dominants ($t\bar{t}V$ et faux leptons) sont faites séparément dans chaque canal. Ainsi, l'analyse multivariée menée dans le canal avec deux leptons de même charge électrique est très similaire à celle du chapitre précédent, tandis que celle menée dans le canal à trois leptons est inédite. Dans le cas du canal $2\ell\text{SS}$, la même variable discriminante que celle définie au profit du signal $t\bar{t}H$ ne peut être utilisée étant donné que le signal n'est plus défini par ces évènements $t\bar{t}H$, mais par les évènements FCNC.

De nouvelles variables discriminantes sont construites dans les canaux avec deux leptons de même charge électrique et trois leptons. Comme pour la recherche de production de signal $t\bar{t}H$ dans le canal $2\ell\text{SS}$, la méthode multivariée repose sur des arbres de décision boostés (*BDT*), utilisant un algorithme de gradient. Dans les deux canaux, les bruits de fond dominants sont les faux leptons et les processus $t\bar{t}V$. Dans chaque canal, deux variables multivariées sont construites : une pour discriminer le bruit de fond de faux leptons, une seconde pour la réduction du bruit de fond irréductible du Modèle Standard. Dans le canal $2\ell\text{SS}$, le signal correspond aux deux processus $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$. Pour le canal 3ℓ , deux entraînements de la méthode multivariée sont faits selon les évènements de signal considérés : $t \rightarrow Hu$ ou $t \rightarrow Hc$, soit quatre variables discriminantes (deux lots de signal et deux bruits de fond principaux). Il a en effet été observé un léger gain de sensibilité grâce à la séparation entre $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ dans le canal à trois leptons.

Tous les entraînements sont faits à la fois sur les évènements pairs et impairs, les poids calculés par la méthode étant appliqués respectivement aux évènements impairs et pairs pour utiliser toute la statistique des lots de données ou de simulation.

6.3.1 Canal avec deux leptons de même charge électrique

6.3.1.1 Choix du lot de variables

Comme au chapitre précédent, l'enjeu est de déterminer un lot de variables minimal permettant une séparation maximale entre signal et bruits de fond et un bon accord entre données et prédictions.

9 variables étaient utilisées pour l'entraînement de la méthode dans le recherche de production associée $t\bar{t}H$:

- N_{jets} : multiplicité de jets d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV ;
- $N_{b\text{-jets}}$: nombre de jets identifiés comme jets de quark b avec $p_T > 25$ GeV (efficacité d'identification de 70%) ;
- saveur des leptons : définie comme $2 \times N_{\mu_0} + N_{\mu_1}$;
- $\Delta R(\ell_0, \text{jet})$: distance angulaire entre le premier lepton et le jet le plus proche ;
- $\Delta R(\ell_1, \text{jet})$: distance angulaire entre le second lepton et le jet le plus proche ;
- maximum entre les pseudo-rapidités des leptons $\max(|\eta_{\ell_0}|, |\eta_{\ell_1}|)$;
- impulsion transverse du second lepton $p_T(\ell_1)$;
- E_T^{miss} : énergie transverse manquante ;
- M_{ℓ_0, ℓ_1} : masse invariante de la paire de leptons.

Ce lot initialement considéré est celui de la recherche de production $t\bar{t}H$. Il a été démontré au paragraphe 5.7.2 qu'il était le lot minimal pour ladite analyse. De nouvelles études de performances ont cependant été réalisées dans le cadre de la recherche de signal FCNC et ont montré un apport significatif des variables de masse effective m_{eff} ¹ et de l'impulsion transverse du lepton de plus haute énergie $p_T(\ell_0)$ dans la discrimination du bruit de fond irréductible $t\bar{t}V$ comme présenté figure 6.5. L'ensemble de ces 9+2 distributions voient se confronter données et sommes des prédictions figure 6.6. Elles sont classées dans l'ordre décroissant de pouvoir de séparation (différence de forme entre distribution de signal et somme des prédictions de bruits de fond). L'accord entre données et prédictions est globalement bon dans la limite donnée par les barres d'erreur. Les distributions de signal FCNC $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ sont superposées à la somme des bruits de fond. Elles apparaissent respectivement en lignes discontinues rouge et bleue permettant de rendre compte du pouvoir de séparation de la variable utilisée. Comme attendu, le signal FCNC est plus présent à basse multiplicité de jets légers et jets de quark b (discuté dans le paragraphe introductif de ce chapitre). Les leptons issus d'événements de signal sont moins énergétiques rendant le signal plus présent dans les régions de basse impulsion transverse des leptons et masse effective. Il apparaît aussi une bonne discrimination apportée par la variable $\min(\Delta R(\ell_1, \text{jet}))$, les leptons issus de processus de signal étant globalement plus proches des jets.

6.3.1.2 Construction des discriminants multivariés

La séparation entre signal et bruits de fond par le discriminant multivarié est illustrée figure 6.7 (a et b) où sont superposées réponses du signal et des deux bruits de fond dominants aux variables construites pour leur discrimination. Un bon accord entre performances dans les lots d'entraînement et de test est observé, indiquant qu'il n'y a pas de surentraînement de la méthode.

Les tables de corrélations entre les 11 variables précédemment listées sont présentées figures 6.7 (c, d et e). Comme attendu, les plus fortes corrélations, de l'ordre de 60%, sont observées entre l'impulsion transverse du lepton le plus énergétique $p_T(\ell_0)$ avec celle du second lepton $p_T(\ell_1)$ et leur masse invariante m_{ℓ_0, ℓ_1} , de même m_{eff} présente des corrélations modérées avec $p_T(\ell_1)$ et le nombre de jets (inhérent à la définition de cette quantité).

La superposition des courbes de performance (ROC) relatives aux tests de la méthode avec les lots d'événements pairs et impairs apparaissent respectivement figure 6.7 (e et f) pour la rejection des bruits de fond irréductible $t\bar{t}V$ et le bruit de fond réductible de faux leptons. Les performances pour lots d'événements pairs et impairs sont similaires, confirmant la stabilité de la méthode. De même, une séparation équivalente est observée pour les deux bruits de fond. Cela ne contredit cependant pas les appellations "réductible" et "irréductible" des bruits de fond, le nombre de faux leptons de la région de signal étant largement réduit en amont grâce à l'introduction de la variable `PromptLeptonIso` présentée au paragraphe 5.5.2.

1. m_{eff} est définie comme la somme de l'énergie transverse manquante E_T^{miss} et de la somme scalaire des impulsions transverses des leptons et jets.

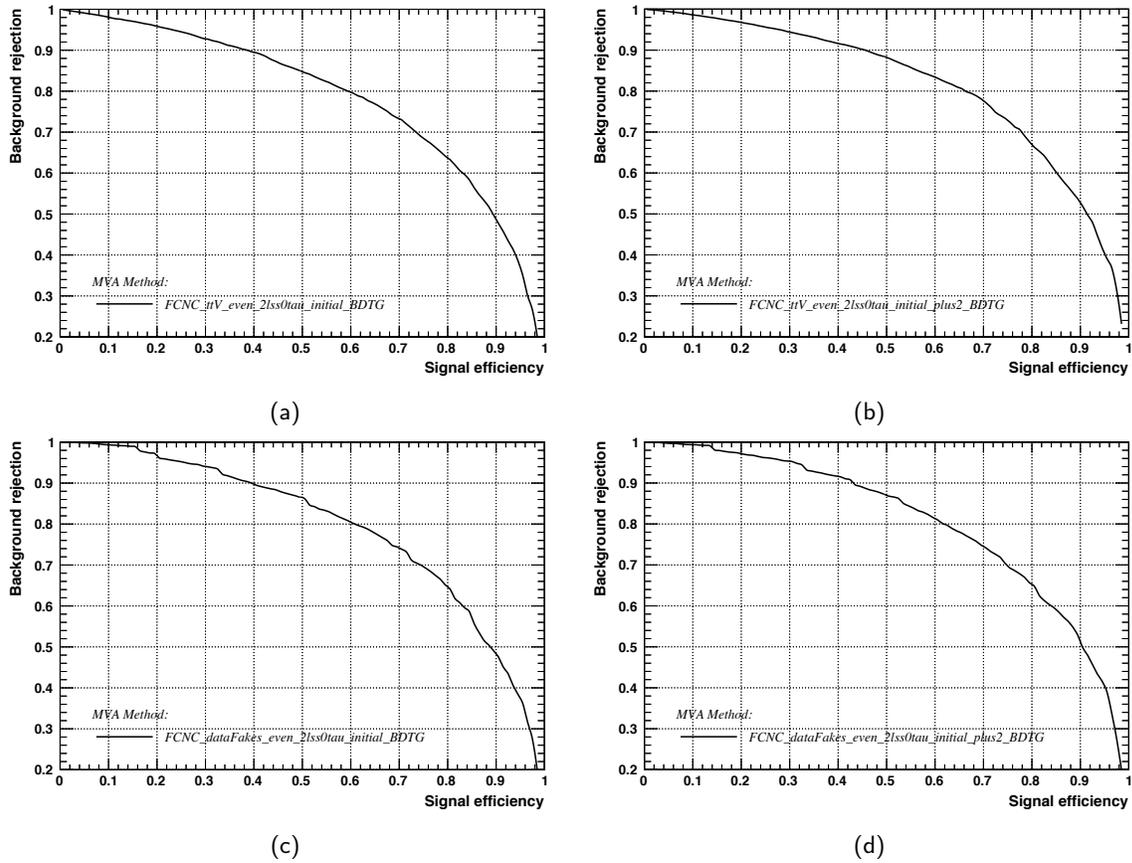


FIGURE 6.5 – Courbes de performances (*ROC*) pour le discriminant optimisé avec 9 et 11 variables pour la séparation du signal et des bruits de fond $t\bar{t}V$ (a et b) et de faux leptons (c et d).

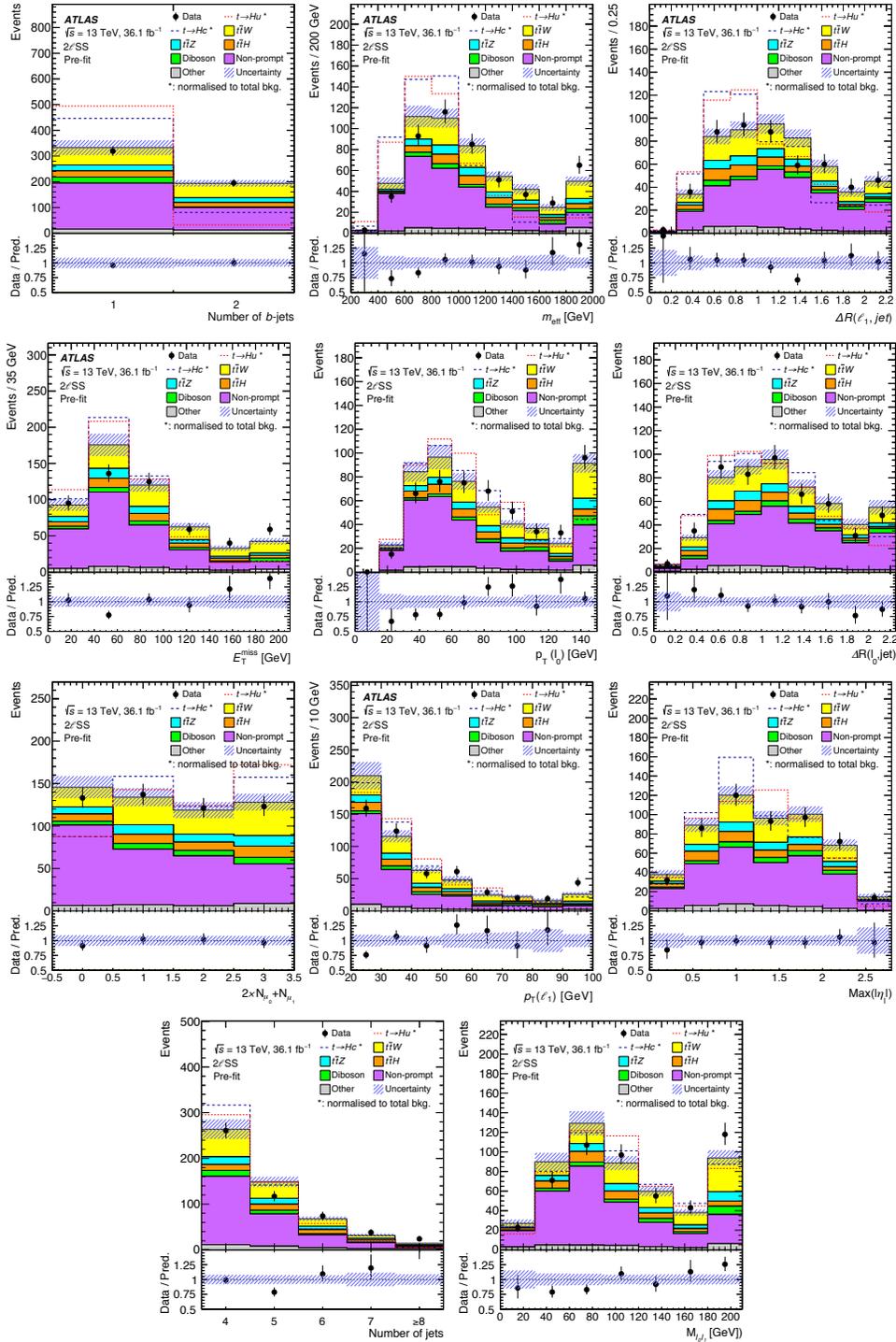


FIGURE 6.6 – Distributions des 11 variables utilisées dans l'entraînement de la méthode multivariée dans la région de signal $2\ell SS$. Elles sont organisées de gauche à droite et de haut en bas en fonction de leur pouvoir de séparation entre signal et bruit de fond total. Données et somme des prédictions de bruits de fond sont confrontées avant ajustement. Le signal FCNC est décomposé en $t \rightarrow Hu^*$ et $t \rightarrow Hc^*$, ces deux distributions sont normalisées à la somme des prédictions de bruits de fond et apparaissent respectivement en lignes discontinues rouge et bleue. Les distributions de bruits de fond d'inversion de charge et de faux leptons sont estimées par les méthodes décrites au paragraphes 5.6.1 et 5.6.2, les autres sont modélisés par les simulations. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les bruits de fond. Les premiers et derniers intervalles somment ce qui n'apparaît pas en deçà de l'abscisse minimale et au delà de l'abscisse maximale (*underflow* et *overflow*).

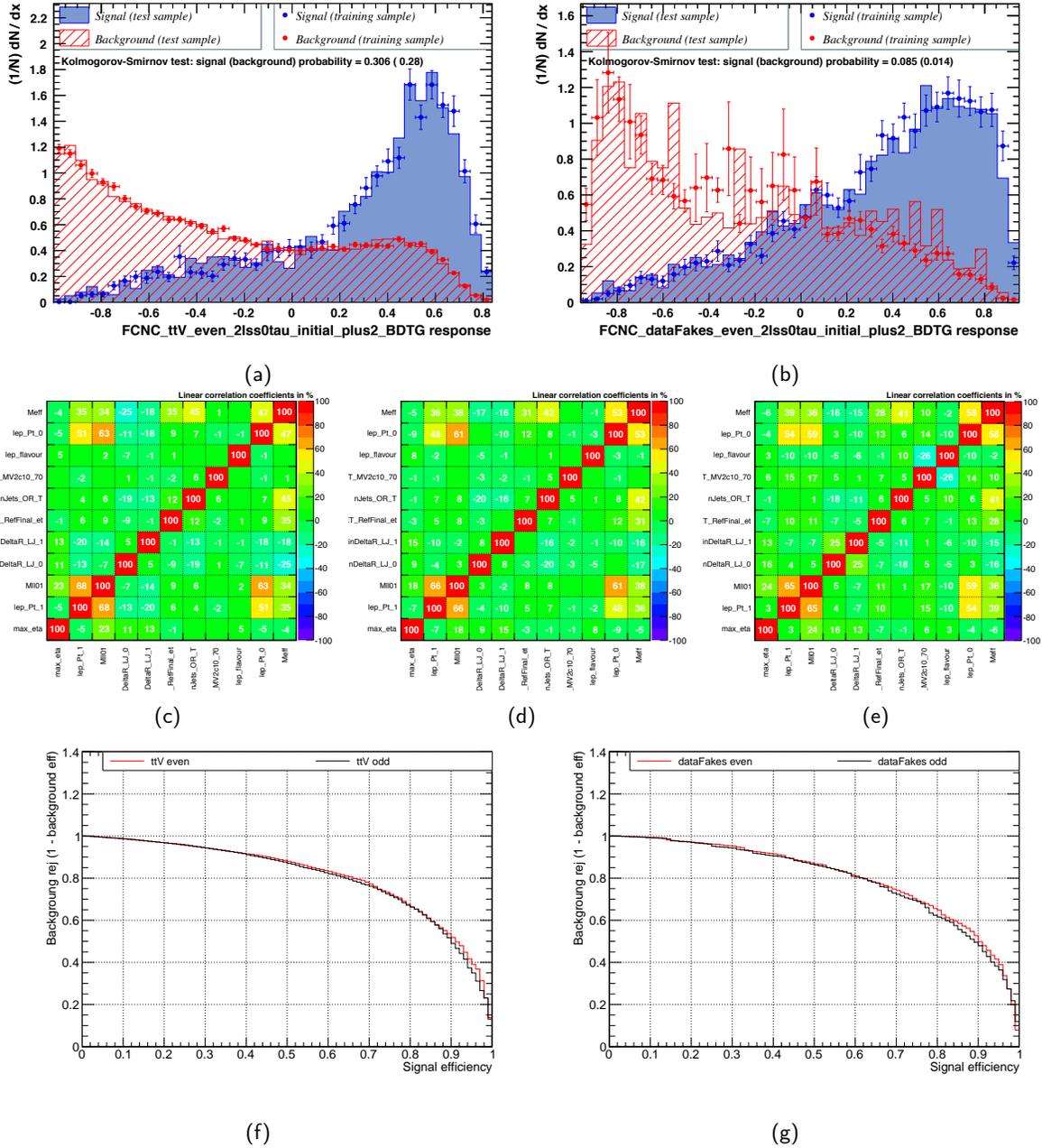


FIGURE 6.7 – Réponses des événements de signal et bruits de fond $t\bar{t}V$ (a) et de faux leptons (b) aux discriminants respectivement construits pour les réduire. Sont superposées les réponses des événements du groupe utilisé pour l'entraînement de la méthode (*training*) et son complémentaire pour la validation de la méthode (*test*). Matrices de corrélations entre les 11 variables utilisées dans l'entraînement de la méthode pour le signal (c), le bruit de fond $t\bar{t}V$ (d) et les faux leptons (e). Superposition des courbes ROC dans la discrimination des deux bruits de fond principaux pour le test de la méthode avec les événements d'indices pairs et impairs (f et g).

6.3.1.3 Optimisation du discriminant final

Une optimisation similaire à celle détaillée au chapitre précédent est faite. La figure 6.8 confronte données et prédictions aux deux variables discriminantes construites par les analyses multivariées individuelles.

L'ensemble des évènements sont projetés sur une carte à deux dimensions, dont abscisse et ordonnées sont respectivement les variables multivariées construites pour la discrimination du bruit de fond de faux leptons et du bruit de fond $t\bar{t}V$. Cette projection est présentée figure 6.9. L'enjeu est de partitionner cet espace à deux dimensions de manière à maximiser la sensibilité lors de l'ajustement aux pseudo-données (*Asimov fit*). Dans le cadre de la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top, l'optimisation du partitionnement était confirmée par l'erreur totale sur la puissance du signal $t\bar{t}H$. Dans le cadre de la recherche d'un processus de Nouvelle Physique, l'enjeu est soit de le découvrir, soit d'en fixer une limite supérieure sur le rapport d'embranchement (s'il compatible avec 0). Dans la recherche de signal FCNC, le partitionnement de la précédente carte doit donc donner la limite supérieure la plus faible possible. L'attention est ainsi portée sur la limite supérieure de $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ avec un niveau de confiance de 95%.

Le premier paramètre permettant de faire varier la sensibilité de l'ajustement est le nombre d'intervalles de la distribution finale. Pour un discriminant final défini comme la moyenne simple des distributions multivariées individuelles, celui-ci est varié de 5 à 9 table 6.4a, avec une valeur optimale de 6 intervalles. Dans un second temps, les paramètres z_a et z_b définis au paragraphe 5.7.4 sont variés et l'ajustement effectué avec $(z_a, z_b) = (6,0), (5,1), (4,2)$ et $(3,3)$. Les résultats sont présentés table 6.4b et voient une limite minimale pour $(z_a, z_b) = (6,0)$, soit un nombre d'évènements de signal constant dans les 6 intervalles. Enfin, à partir des deux optimisations précédentes, le poids donné à la variable construite pour la discrimination du bruit de fond de faux leptons est varié comme suit :

$$BDT = \frac{BDT(t\bar{t}V) + a \times BDT(\text{faux leptons})}{1 + a}.$$

a donne alors l'inclinaison de la droite dans le plan $(BDT(\text{faux leptons}), BDT(t\bar{t}V))$. Un poids optimal est trouvé pour $a = 3$ comme détaillé table 6.4c.

Nombre d'intervalles avec $a = 1$	5	6	7	8	9
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.229	0.205	0.201	0.198	0.199
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.183	0.181	0.182	0.180	0.183

(a)

(z_a, z_b)	(6,0)	(5,1)	(4,2)	(3,3)
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.205	0.197	0.193	0.201
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.181	0.178	0.194	0.206

(b)

Paramètre a pour $(z_a, z_b) = (6,0)$	1	2	3	4
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.205	0.205	0.203	0.207
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.181	0.170	0.178	0.176

(c)

TABLE 6.4 – Limites attendue sur les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ avec 95% de niveau de confiance (en %) pour de multiples ajustements avec un nombre d'intervalles $N \in [5, 9]$ et $a = 1$ (a), avec $(z_a, z_b) = (6,0), (5,1), (4,2), (3,3)$ pour $N = 6, a = 1$ (b) et avec $N = 6, (z_a, z_b) = (6,0)$ et $a \in [1, 4]$.

La sensibilité est estimée avec des pseudo-données correspondant à 36.1 fb^{-1} avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Le choix optimal est indiqué en gras.

Le discriminant final compte alors 6 intervalles de taille variable afin de maintenir un nombre d'évènements de signal

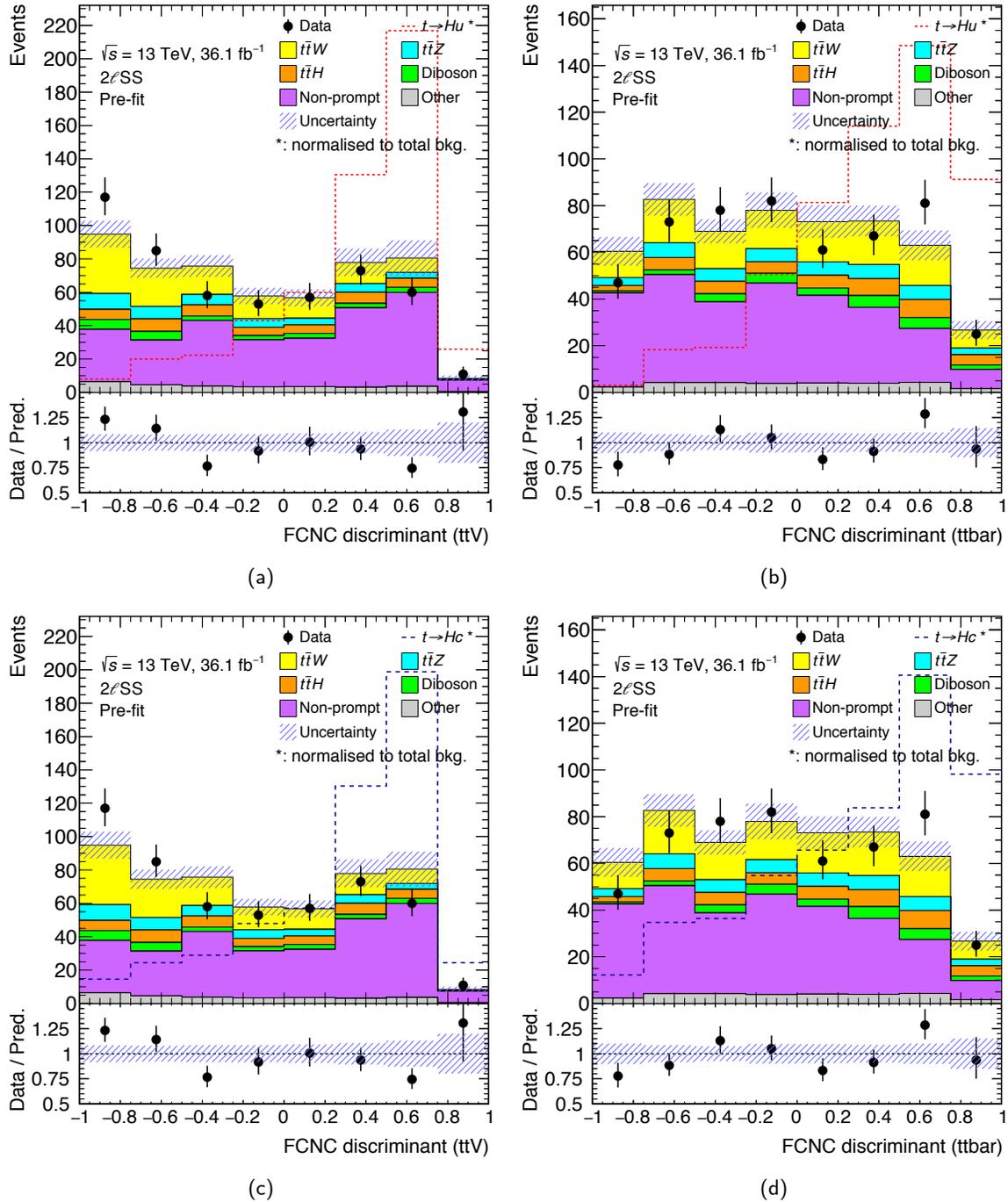


FIGURE 6.8 – Réponses de l'ensemble des événements de la région de signal $2\ell\text{SS}$ aux variables BDT, avant ajustement, construites pour la discrimination du bruit de fond $t\bar{t}V$ (a et c), de faux leptons (b et d). En haut (bas), seul le signal $t \rightarrow Hu$ ($t \rightarrow Hc$) est considéré. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les bruits de fond.

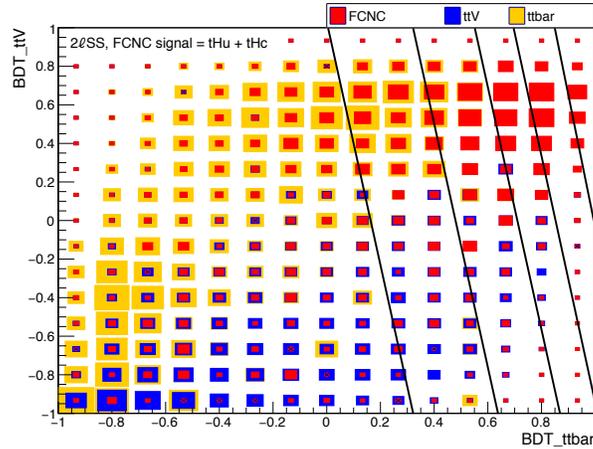


FIGURE 6.9 – Projection des événements de la région de signal $2\ell SS$ sur un plan ayant pour abscisse $BDT(\text{faux leptons})$ et $BDT(t\bar{t}V)$ en ordonnée. Le signal FCNC est matérialisé par les contours rouges, le bruit de fond $t\bar{t}V$ par les contours bleus, et les faux leptons par les contours oranges. La largeur de ces contours représente la densité en événements. Les segments noirs marquent le pavage optimisé (c.f. table 6.4).

constant dans chacun d'eux et est donné par :

$$BDT = \frac{BDT(t\bar{t}V) + 3 \times BDT(\text{faux leptons})}{4}.$$

Le terme $a = 3$ traduit le fait que la séparation signal - faux leptons est moins importante pour le signal FCNC que pour le signal $t\bar{t}H$ (où a était égal à 1).

6.3.2 Canal avec trois leptons

6.3.2.1 Choix du lot de variables

Le lot de variables initial est inspiré de celui utilisé dans la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quarks top dans le canal à trois leptons bien que deux arbres de décision à une dimension soient ici définis, et non un arbre à 5 dimensions comme dans la recherche de processus $t\bar{t}H$ [184]. Trois lots de variables, détaillés table 6.5, ont été considérés :

- le premier compte 25 variables, inspirées de la recherche de production $t\bar{t}H$;
- le second en compte 18, première réduction du lot précédent par étude des corrélations entre variables ;
- le dernier en compte 10, seconde réduction, supprimant des variables modérément corrélées avec une ou plusieurs variables déjà présentes.

L'accord entre données et prédictions pour toutes ces variables a été vérifié et jugé suffisant pour utilisation dans l'entraînement de la méthode. Seules seront présentées les distributions du lot retenu pour l'analyse.

La comparaison des courbes caractéristiques pour les trois lots de variables du canal 3ℓ est donnée figure 6.10 pour la discrimination du bruit de fond $t\bar{t}V$ et figure 6.11 pour le bruit de fond de faux leptons. De même, les tables de corrélation pour signal et bruit de fond ont été étudiées dans chaque lot de signal et bruits de fond pour les trois ensembles de variables. Celles-ci ne sont illustrées que pour le lot de variables ayant été retenu pour l'analyse. Au regard des résultats, le second lot de variables a été retenu pour la discrimination des bruits de fond. Il permet d'en limiter le nombre, tout en gardant des performances quasi-optimales. L'ensemble des distributions voient les prédictions confrontées aux données figures 6.12 et 6.13. L'accord entre données et prédictions au sein de ces 18 distributions est suffisamment bon, considérant les barres d'erreur, pour l'entraînement des méthodes multivariées. Comme pour le canal $2\ell SS$, le signal FCNC peuple davantage les régions à basse énergie et basse multiplicité de jets.

Description	Variable	2 ℓ SS		3 ℓ		
		Lot 1	Lot 2	Lot 1	Lot 2	Lot 3
Impulsion du premier lepton	$p_T(\ell_0)$	×	✓	✓	✓	✓
Impulsion du deuxième lepton	$p_T(\ell_1)$	✓	✓	✓	✓	✓
Impulsion du troisième lepton	$p_T(\ell_2)$				✓	
Masse invariante de ℓ_0 et ℓ_1	m_{ℓ_0, ℓ_1}	✓	✓	✓	✓	✓
Masse invariante de ℓ_0 et ℓ_2	m_{ℓ_0, ℓ_2}			✓	✓	✓
Masse invariante de ℓ_1 et ℓ_2	m_{ℓ_1, ℓ_2}			✓	✓	
Masse invariante de ℓ_0 , ℓ_1 et ℓ_2	$m_{\ell_0, \ell_1, \ell_2}$			✓	✓	✓
Masse invariante pour un candidat Z	Best Z_{muu}			✓	✓	✓
Masse effective	m_{eff}	×	✓		✓	✓
Masse transverse	m_T	×	×			
Saveur des leptons	ℓ_{flav}	✓	✓	✓		
Maximum de pseudo rapidité des leptons	$\text{Max}(\eta_0, \eta_1)$	✓	✓			
Pseudo-rapidité du premier lepton	η_0	×	×			
Pseudo-rapidité du deuxième lepton	η_1	×	×			
Nombre de jets	N_{jets}	✓	✓	✓	✓	✓
Nombre de jets issus d'un quark b	$N_{b\text{-jets}}$	✓	✓	✓	✓	✓
Impulsion du jet dominant	$p_T(\text{leading jet})$			✓	✓	
Impulsion du second jet dominant	$p_T(\text{sub-leading jet})$			✓	✓	
Impulsion du jet de quark b dominant	$p_T(\text{leading } b\text{-jet})$			✓	✓	
Distance entre ℓ_0 et ℓ_1	$\Delta R(\ell_0, \ell_1)$	×	×	✓	✓	✓
Distance entre ℓ_0 et ℓ_2	$\Delta R(\ell_0, \ell_2)$			✓	✓	
Somme des distances entre leptons	$\sum_{\ell} \Delta R$			✓		
Distance entre ℓ_0 et son plus proche jet	$\min(\Delta R(\ell_0, \text{jet}))$	✓	✓	✓		
Distance entre ℓ_1 et son plus proche jet	$\min(\Delta R(\ell_1, \text{jet}))$	✓	✓	✓	✓	
Distance entre ℓ_2 et son plus proche jet	$\min(\Delta R(\ell_2, \text{jet}))$			✓		
Distance entre ℓ_0 et son plus proche jet de quark b	$\min(\Delta R(\ell_0, b\text{-jet}))$			✓	✓	
Distance entre ℓ_0 et le jet dominant	$\Delta R(\ell_0, \text{leading jet})$			✓		
Distance minimale entre un lepton et un jet	$\min \Delta R(\ell, \text{jet})$			✓		
Poids affecté à l'identification du jet de b dominant	$\omega_{b\text{-tag}}(\text{leading jet})$			✓		
Poids affecté à l'identification du second jet de b dominant	$\omega_{b\text{-tag}}(\text{subleading jet})$			✓		
Énergie transverse manquante	E_T^{miss}	✓	✓			
Distance azimuthale entre l'énergie transverse manquante et le jet dominant	$\Delta\varphi(E_T^{\text{miss}}, \text{leading jet})$			✓		

TABLE 6.5 – Variables utilisées dans les analyses multivariées des canaux 2 ℓ SS et 3 ℓ (dénotées par le symbole ✓). Le symbole × marque des variables non retenues pour l'entraînement de la méthode. La variable "Masse invariante pour un candidat Z" définit la masse invariante de deux leptons la plus proche de la masse du boson Z.

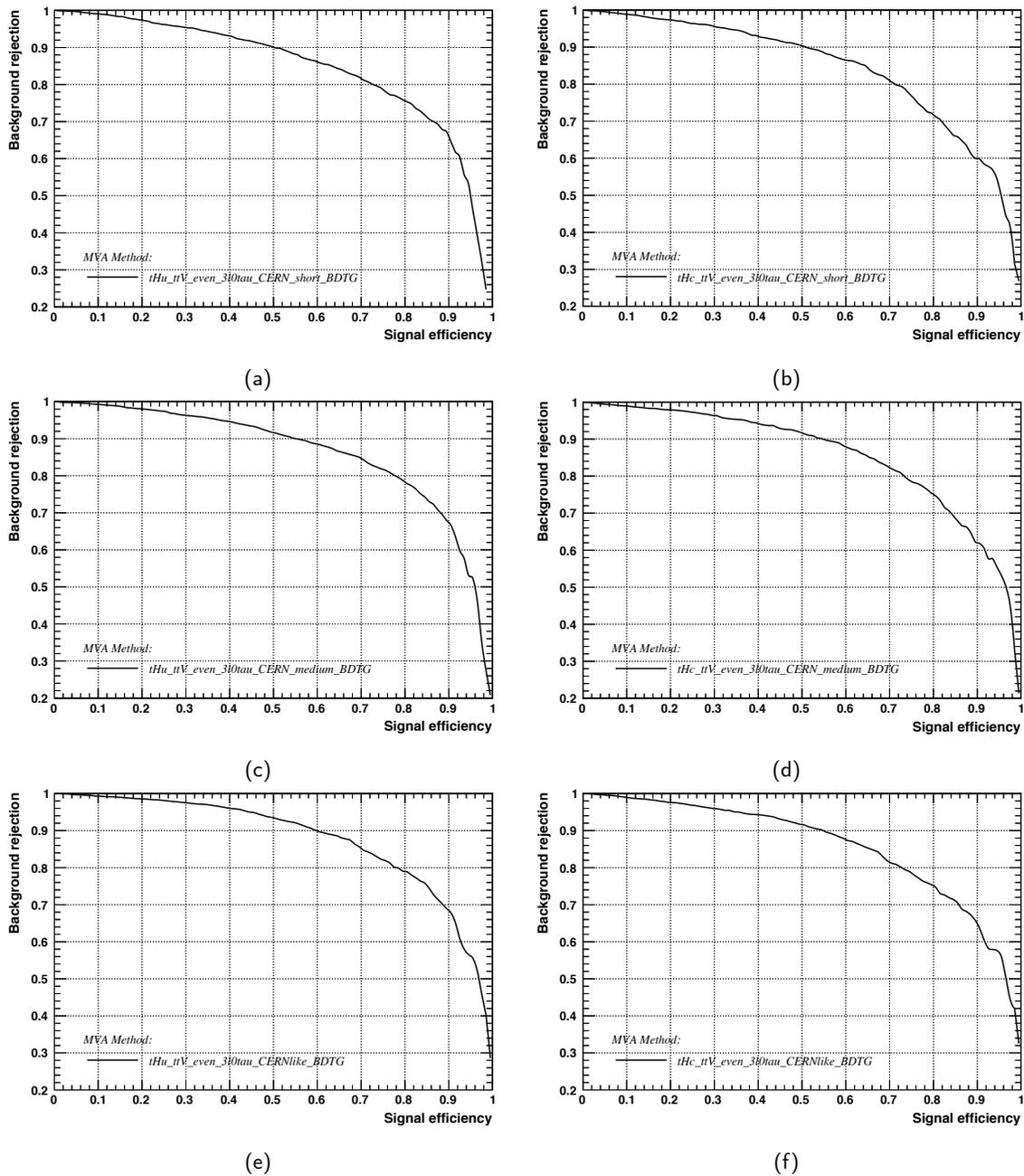


FIGURE 6.10 – Courbes caractéristiques obtenues avec les trois lots (lot 1 en (a), lot 2 en (c), lot 3 en (e)) de variables dans l’entraînement de la méthode pour la séparation du signal $t \rightarrow Hu$ du bruit de fond $t\bar{t}V$.
 Courbes caractéristiques obtenues avec les trois lots (lot 1 en (b), lot 2 en (d), lot 3 en (f)) de variables dans l’entraînement de la méthode pour la séparation du signal $t \rightarrow Hc$ du bruit de fond $t\bar{t}V$.

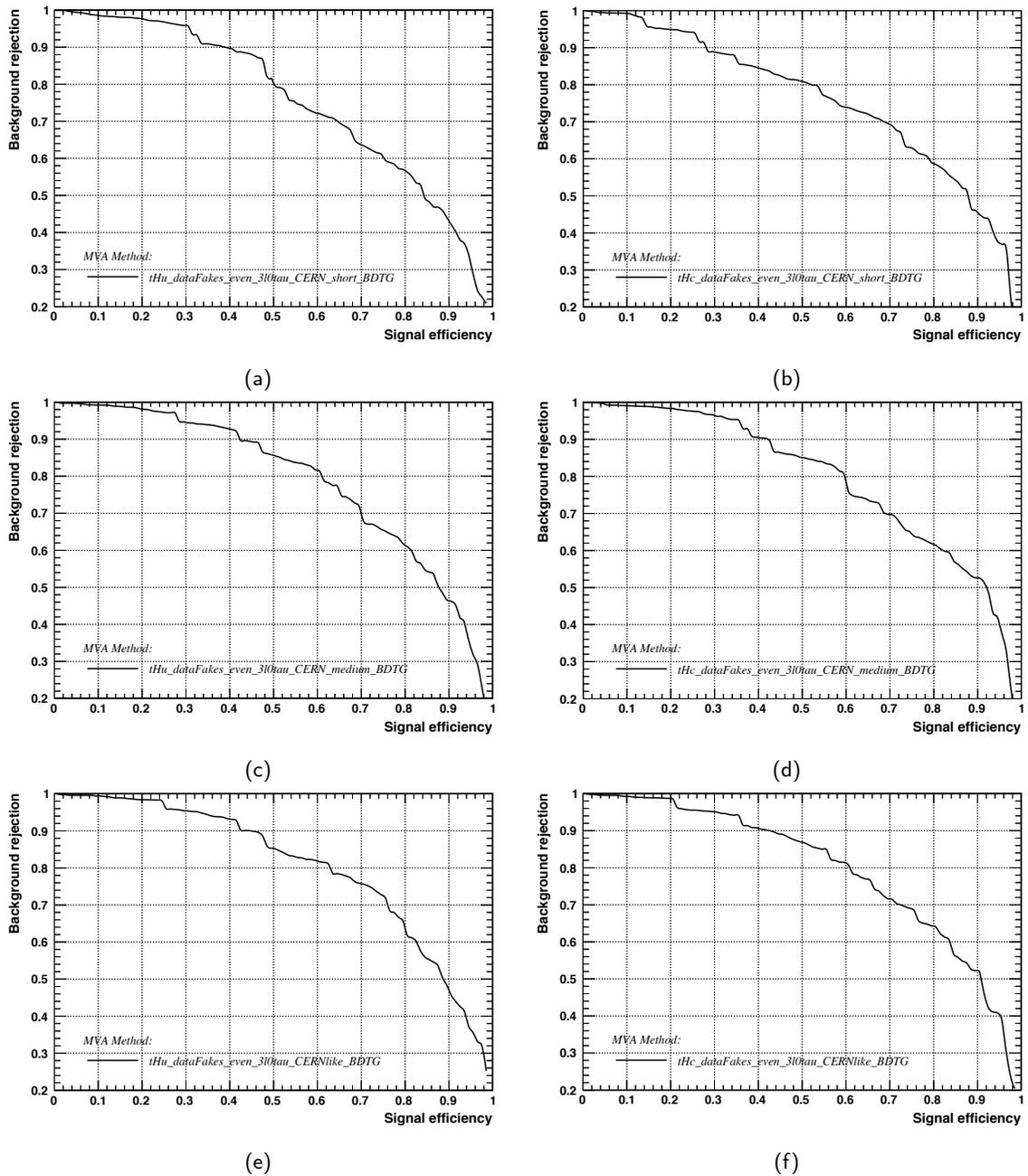


FIGURE 6.11 – Courbes caractéristiques obtenues avec les trois lots (lot 1 en (a), lot 2 en (c), lot 3 en (e)) de variables dans l’entraînement de la méthode pour la séparation du signal $t \rightarrow Hu$ du bruit de fond de faux leptons. Courbes caractéristiques obtenues avec les trois lots (lot 1 en (b), lot 2 en (d), lot 3 en (f)) de variables dans l’entraînement de la méthode pour la séparation du signal $t \rightarrow Hc$ du bruit de fond de faux leptons.

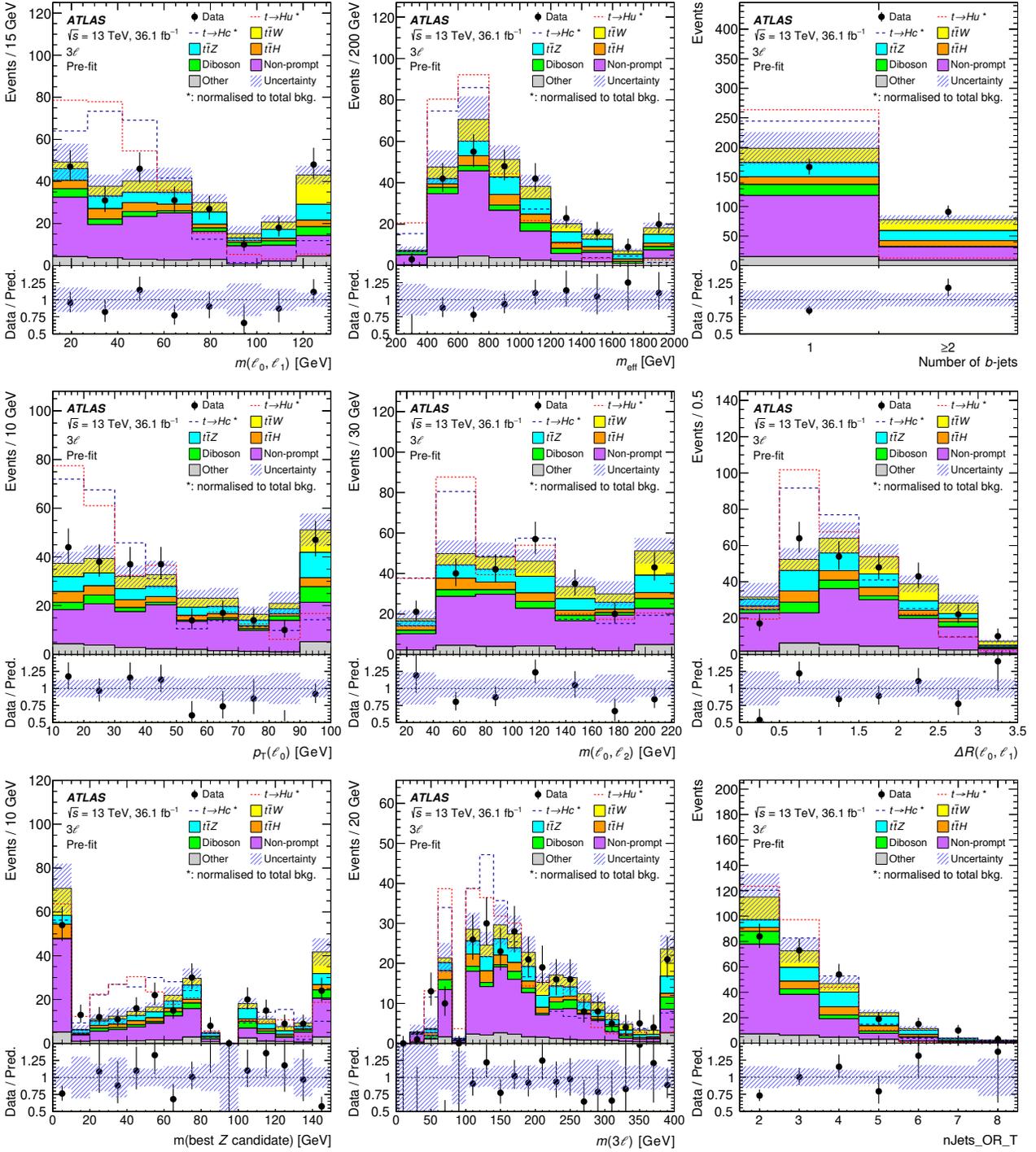


FIGURE 6.12 – Distributions des 9 premières variables utilisées dans l’entraînement de la méthode multivariée dans la région de signal 3ℓ . Elles sont organisées de gauche à droite et de haut en bas en fonction de leur pouvoir de séparation entre signal et bruit de fond total. Données et somme des prédictions de signal et bruits de fond sont confrontées avant ajustement. Le signal FCNC est décomposé en $t \rightarrow Hu^*$ et $t \rightarrow Hc^*$, ces deux distributions sont normalisées à la somme des prédictions de bruits de fond et apparaissent respectivement en lignes discontinues rouge et bleue. Les distributions de bruits de fond d’inversion de charge et de faux leptons sont estimées par les méthodes décrites au paragraphes 5.6.1 et 5.6.2, les autres sont modélisés par les simulations. Les barres d’erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les bruits de fond. Les premiers et derniers intervalles somment ce qui n’apparaît pas en deçà de l’abscisse minimale et au delà de l’abscisse maximale (*underflow* et *overflow*).

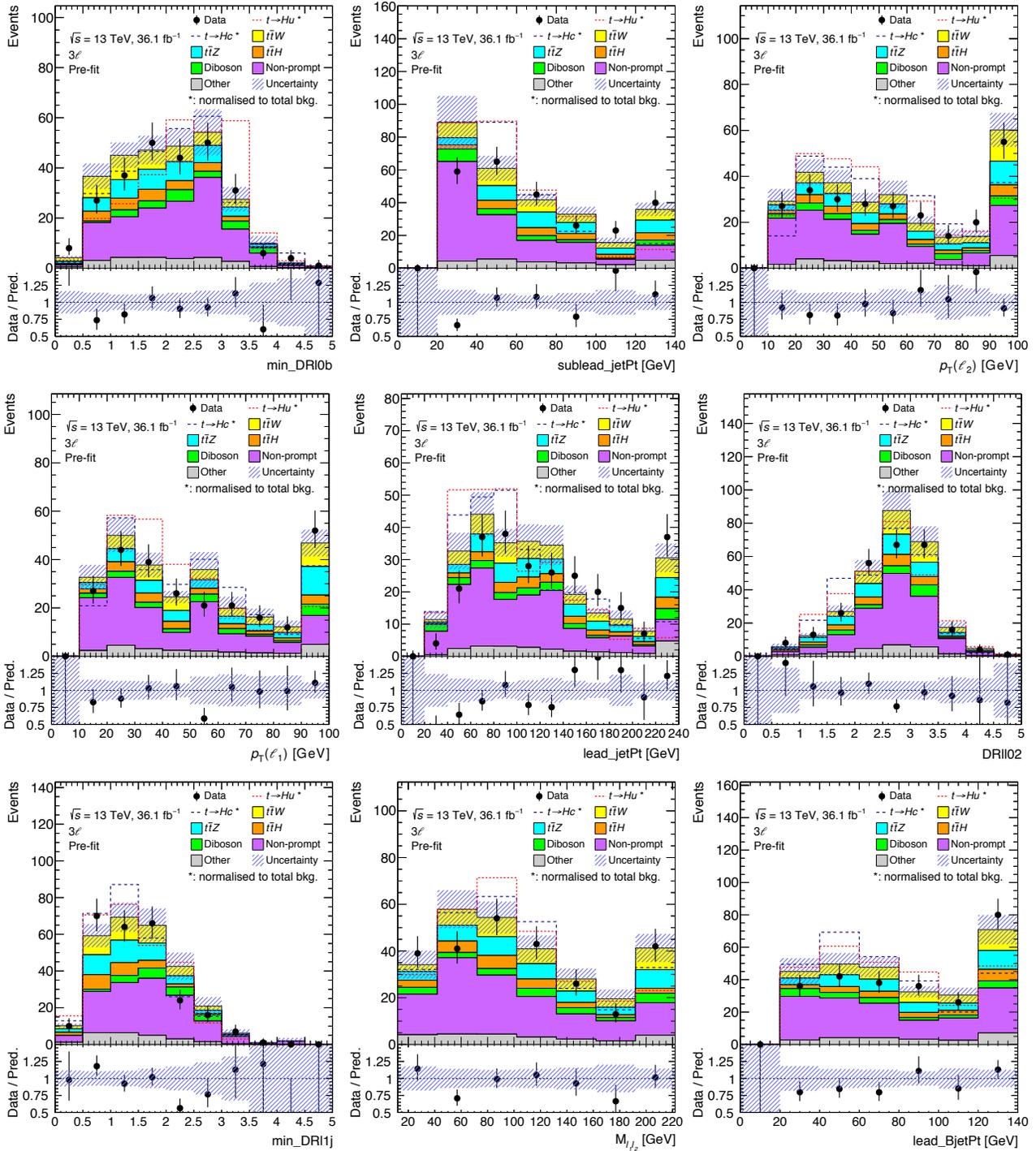


FIGURE 6.13 – Distributions des 9 dernières variables utilisées dans l'entraînement de la méthode multivariée dans la région de signal 3ℓ . Elles sont organisées de gauche à droite et de haut en bas en fonction de leur pouvoir de séparation entre signal et bruit de fond total. Données et somme des prédictions de signal et bruits de fond sont confrontées avant ajustement. Le signal FCNC est décomposé en $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$, ces deux distributions sont normalisées à la somme des prédictions de bruits de fond et apparaissent respectivement en lignes discontinues rouge et bleue. Les distributions de bruits de fond d'inversion de charge et de faux leptons sont estimées par les méthodes décrites au paragraphes 5.6.1 et 5.6.2, les autres sont modélisés par les simulations. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les bruits de fond. Les premiers et derniers intervalles somment ce qui n'apparaît pas en deçà de l'abscisse minimale et au delà de l'abscisse maximale (*underflow* et *overflow*).

6.3.2.2 Construction des discriminants multivariés

Contrairement au canal avec deux leptons de même signe, le signal est séparé en ses deux composantes $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$. Il a en effet été noté un léger gain de sensibilité en dédiant des entraînements pour chacune d'elles. La séparation entre signal et bruits de fond apparaît figure 6.14 (a et b) pour $t \rightarrow Hu$ et figure 6.15 (a et b) et pour $t \rightarrow Hc$. L'accord entre distributions d'entraînement et de test est bon pour les lots de signal et de bruit de fond $t\bar{t}V$. La statistique limitée des lots de faux leptons entraîne un léger surentraînement, visible avec les fluctuations des distributions de test (hachurées en rouge) figures 6.14b et 6.15b.

Les superpositions de courbes de performance relatives aux tests de la méthode multivariée avec les lots d'évènements pairs et impairs sont présentées figure 6.14 (c et d) pour $t \rightarrow Hu$ et figures 6.15 (c et d) pour $t \rightarrow Hc$. Contrairement au canal $2\ell SS$, le pouvoir de séparation des discriminants multivariés construits est supérieur pour le bruit de fond irréductible que pour les faux leptons. Un léger surentraînement est visible sur ces courbes caractéristiques, particulièrement dans le traitement du signal $t \rightarrow Hu$ pour les deux bruits de fond principaux. Il s'agit cependant d'un effet léger, dont aucune incidence n'est attendue pour la mesure finale du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$.

Les matrices de corrélation sont montrées figure 6.16 pour les lots $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ ainsi que les deux bruits de fond principaux. Comme dans le canal avec deux leptons de même charge électrique, de fortes corrélations sont observées entre impulsions transverses et masses invariantes de paires de leptons (de l'ordre de 60%). De fortes corrélations, de l'ordre de 80% sont aussi observées entre les impulsions des jets dominant et secondaire. Enfin, les variables m_{ℓ_0, ℓ_1} et $\Delta R(\ell_0, \ell_1)$ présentent des corrélations de l'ordre de 60%. Ce comportement avait motivé le retrait de la seconde variable du lot utilisé pour l'entraînement de la méthode dans le canal avec deux leptons de même charge électrique. Leur définition étant similaire, de telles corrélations sont attendues, cependant dans le canal 3ℓ , le retrait de cette variable diminue significativement les performances de séparation entre signal et bruits de fond.

Les réponses des prédictions aux deux discriminants pour les deux lots de signal sont confrontées à celles des données figure 6.17 et un bon accord entre elles est globalement observé. Comme dans le paragraphe précédent, les discriminants relatifs aux deux bruits de fond dominants doivent être combinés en une seule variable discriminante à une dimension (pour les deux processus $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$).

6.3.2.3 Optimisation du discriminant final

La procédure suivie est la même que dans le canal $2\ell SS$ et consiste en la réorganisation de l'espace à deux dimensions représenté figure 6.18. Sont successivement optimisés le nombre d'intervalles du discriminant final (table 6.6a), le couple (z_s, z_b) (table 6.6b) et finalement la pente des droites séparant chaque intervalle (table 6.6c). Cette pente est le paramètre a dans :

$$BDT = \frac{BDT(t\bar{t}V) + a \times BDT(\text{faux leptons})}{1 + a}.$$

Les mêmes nombre d'intervalles et paramètres (z_s, z_b) et a sont considérés pour discriminants relatifs aux signaux $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$.

Le discriminant final compte alors 4 intervalles de taille variable afin de maintenir un nombre d'évènements de signal constant dans chacun d'eux et est donné par :

$$BDT = \frac{BDT(t\bar{t}V) + BDT(\text{faux leptons})}{2}.$$

6.4 Résultats

La procédure d'ajustement aux données est la même que celle décrite au chapitre précédent, section 5.8, bien qu'aucune région de contrôle des bruits de fond $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ ne soit utilisée ici. Les résultats dans les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ sont présentés conjointement à leur combinaison. Deux résultats sont présentés, le premier est le rapport d'embranchement \mathcal{B} de décroissance du quark top en Hu ou Hc . Ce dernier étant compatible avec 0, est alors calculée sa limite supérieure avec un niveau de confiance de 95% [202, 141]. À nouveau, l'ajustement est en premier lieu fait sur la somme des

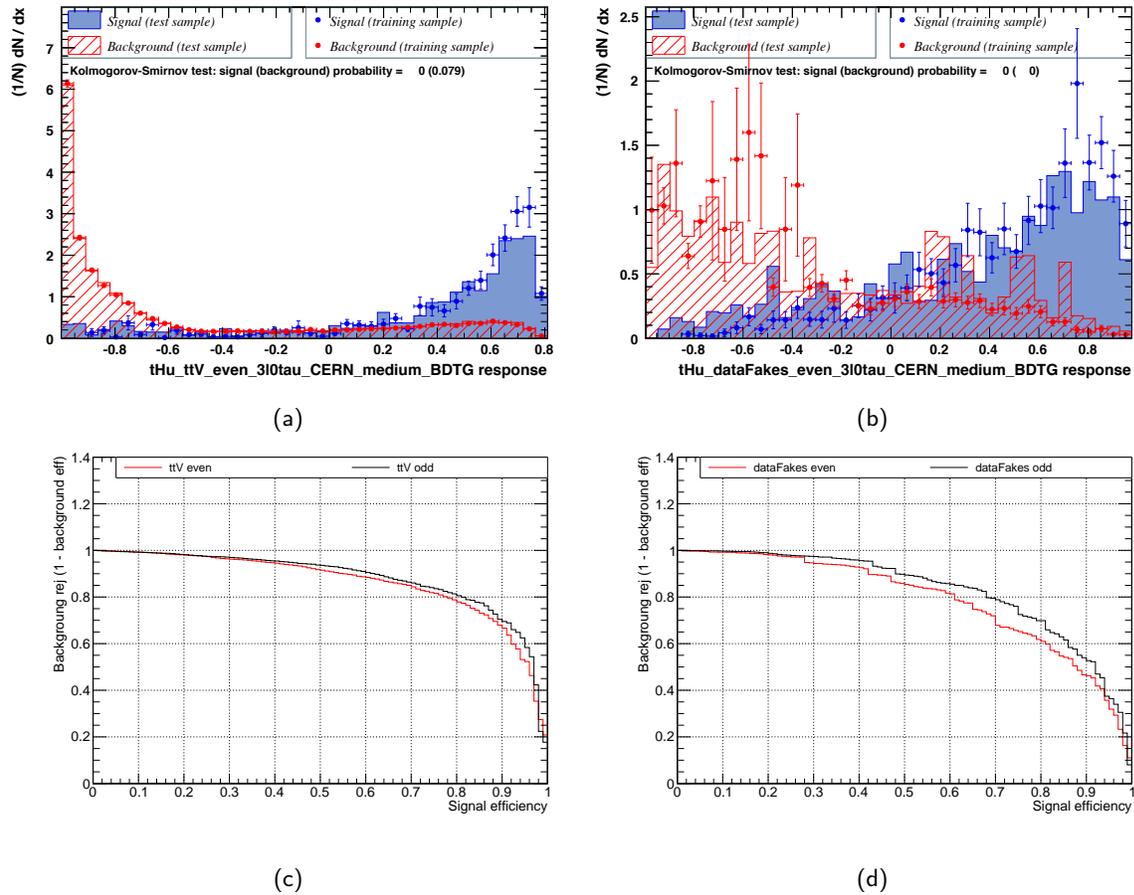


FIGURE 6.14 – Réponses des évènements de signal $t \rightarrow Hu$ et bruits de fond ttV (a) et de faux leptons (b) aux discriminants respectivement construits pour les réduire. Sont superposées les réponses des évènements du groupe utilisé pour l'entraînement de la méthode (*training*) et son complémentaire pour la validation de la méthode (*test*). Superposition des courbes *ROC* dans la discrimination des deux bruits de fond principaux pour le test de la méthode avec les évènements d'indices pairs et impairs (c et d). Seul le signal $t \rightarrow Hu$ est considéré.

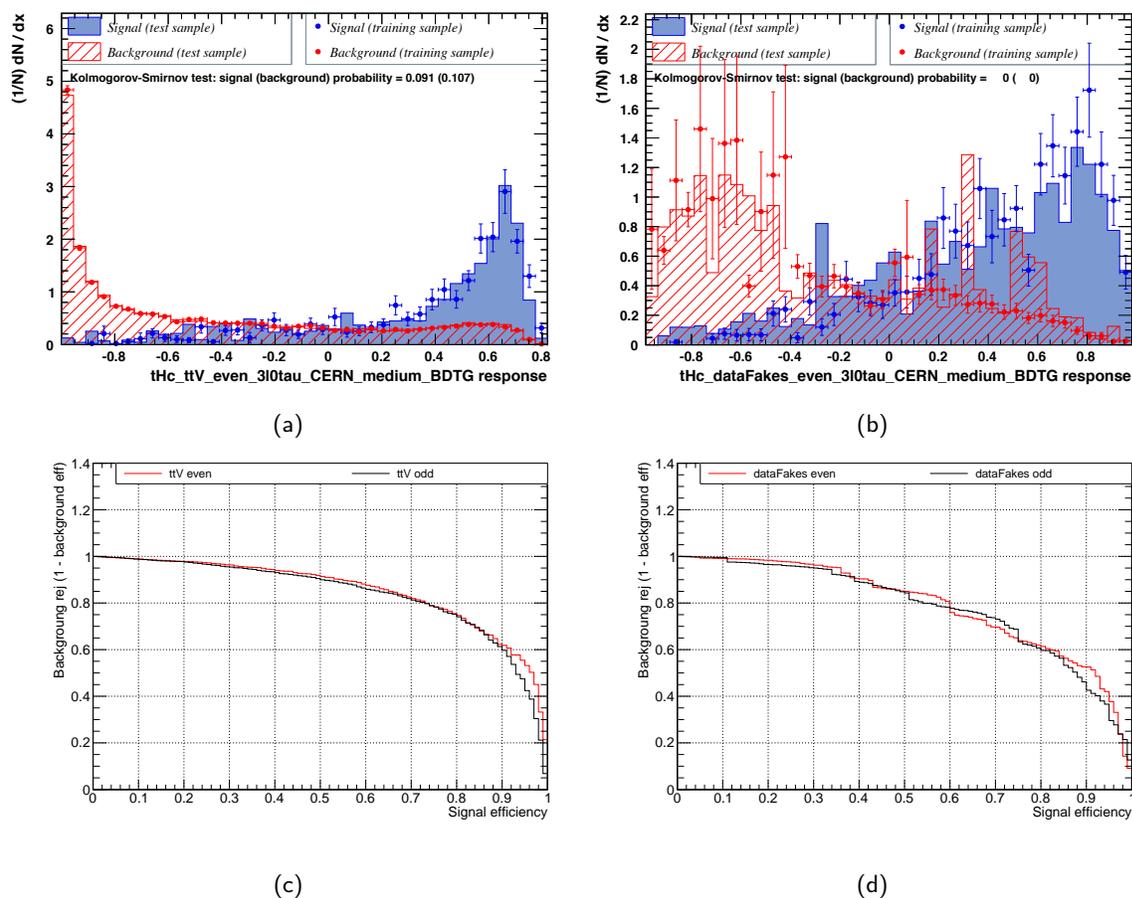


FIGURE 6.15 – Réponses des évènements de signal $t \rightarrow Hc$ et bruits de fond $tt\bar{V}$ (a) et de faux leptons (b) aux discriminants respectivement construits pour les réduire. Sont superposées les réponses des évènements du groupe utilisé pour l'entraînement de la méthode (*training*) et son complémentaire pour la validation de la méthode (*test*). Superposition des courbes *ROC* dans la discrimination des deux bruits de fond principaux pour le test de la méthode avec les évènements d'indices pairs et impairs (c et d). Seul le signal $t \rightarrow Hc$ est considéré.

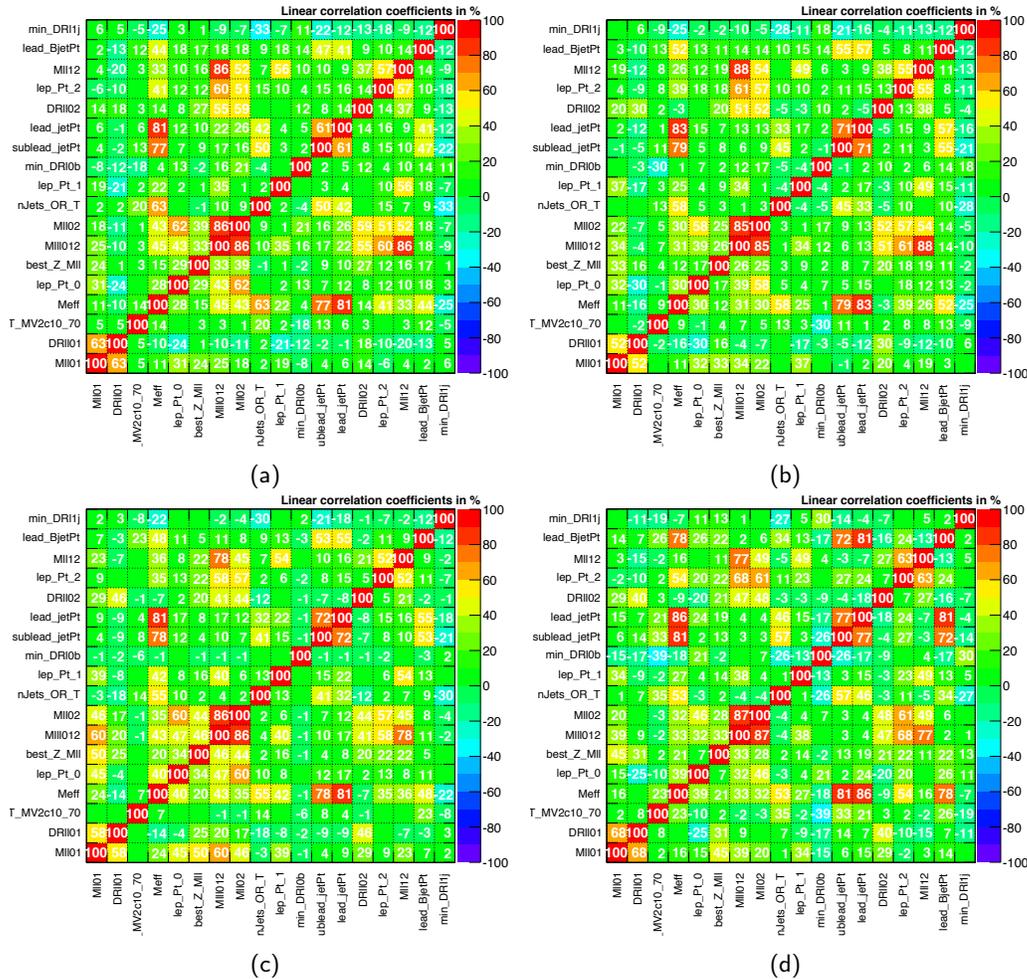


FIGURE 6.16 – Matrices de corrélations entre les 18 variables utilisées dans l’entraînement de la méthode pour le signal $t \rightarrow Hu$ (a), $t \rightarrow Hc$ (b), le bruit de fond $t\bar{t}\nu$ (c) et les faux leptons (d).

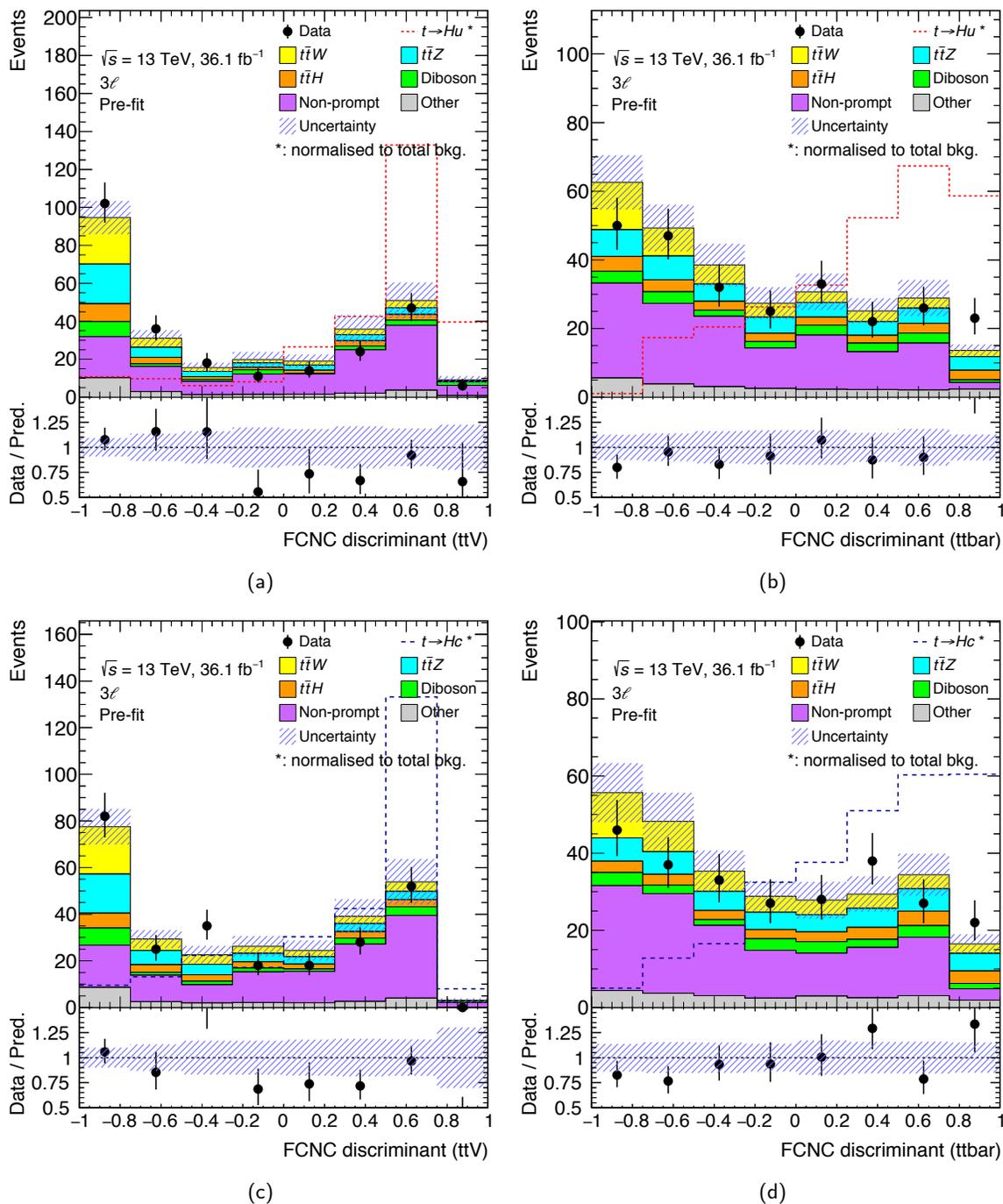


FIGURE 6.17 – Réponses de l'ensemble des évènements aux variables BDT, après ajustement, construites pour la discrimination du bruit de fond $t\bar{t}V$ (a et c) et de faux leptons (b et d). En haut (bas), seul le signal $t \rightarrow Hu$ ($t \rightarrow Hc$) est considéré. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les prédictions.

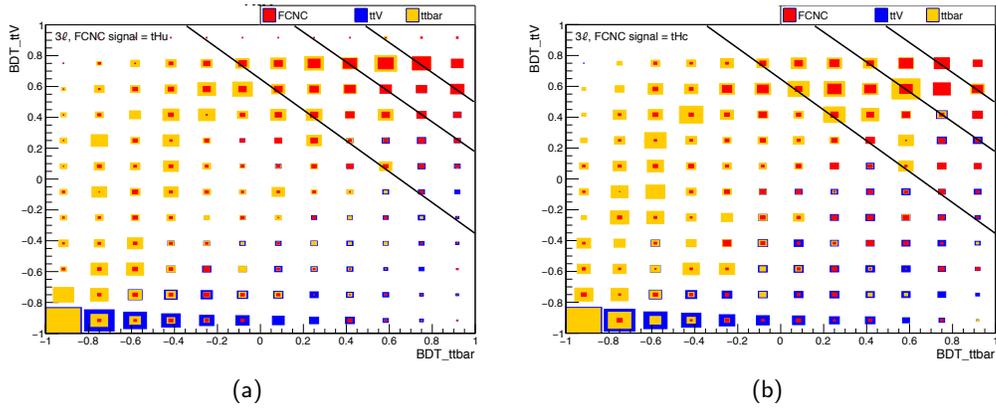


FIGURE 6.18 – Projection des événements de la région de signal 3ℓ sur un plan ayant pour abscisse BDT(faux leptons) et BDT($t\bar{t}V$) en ordonnée. Le signal $t \rightarrow Hu$ ($t \rightarrow Hc$) est matérialisé par les contours rouges en a. (b.), le bruit de fond $t\bar{t}V$ par les contours bleus, et les faux leptons par les contours oranges. La largeur de ces contours représente la densité en évènements. Les segments noirs marquent le pavage optimisé (c.f. table 6.6).

Nombre d'intervalles avec $a = 1$	3	4	5	6	7
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.222	0.205	0.192	0.191	0.200
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.367	0.266	0.287	-	-

(a)

(z_a, z_b)	(4,0)	(3,1)
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.205	0.217
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.266	0.318

(b)

Paramètre a pour $(z_a, z_b) = (4,0)$	0.5	1	1.5
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]	0.214	0.205	0.212
Limite attendue avec 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]	0.314	0.266	0.262

(c)

TABLE 6.6 – Limites attendue sur les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ avec 95% de niveau de confiance (en %) pour de multiples ajustements avec un nombre d'intervalles $N \in [3, 7]$ et $a = 1$ (a), avec $(z_a, z_b) = (4,0), (3,1)$ pour $N = 4, a = 1$ (b) et avec $N = 4, (z_a, z_b) = (4,0)$ et $a \in [0.5, 1.5]$ (c). La sensibilité est estimée avec des pseudo-données correspondant à 36.1 fb^{-1} avec $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Le choix optimal est indiqué en gras.

prédictions (pseudo-données). Dans un second temps, après étude des résultats obtenus grâce aux pseudo-données et accord de la collaboration, les prédictions sont effectivement ajustées aux données.

Durant l'ajustement, seul l'un des rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ ou $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ est mesuré, l'autre est fixé à 0. En outre, la section efficace du processus $t\bar{t}H$ mesurée au chapitre précédent étant compatible avec les prédictions théoriques, celle-ci est fixée à la valeur du Modèle Standard, soit $\mu_{t\bar{t}H} = 1$.

Les distributions des discriminants FCNC pour données et meilleurs ajustements des prédictions sont illustrées figure 6.19 et les nombres d'évènements attendus par processus et observés apparaissent table 6.7. Les rapports d'embranchement mesurés et attendus sont compatibles avec 0. Des limites à 95% de niveau de confiance en sont alors donnés tables 6.8 et 6.9 pour $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$, une représentation graphique en est faite figure 6.20. Toutes les mesures sont dominées par les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques dominantes sont relatives à l'estimation du nombre de faux leptons. Les corrélations entre paramètres de nuisance ont été vérifiées et aucune forte ou corrélation inexpliquée n'est observée. Aucune déviation supérieure à 1σ n'est observée parmi tous les paramètres de nuisance.

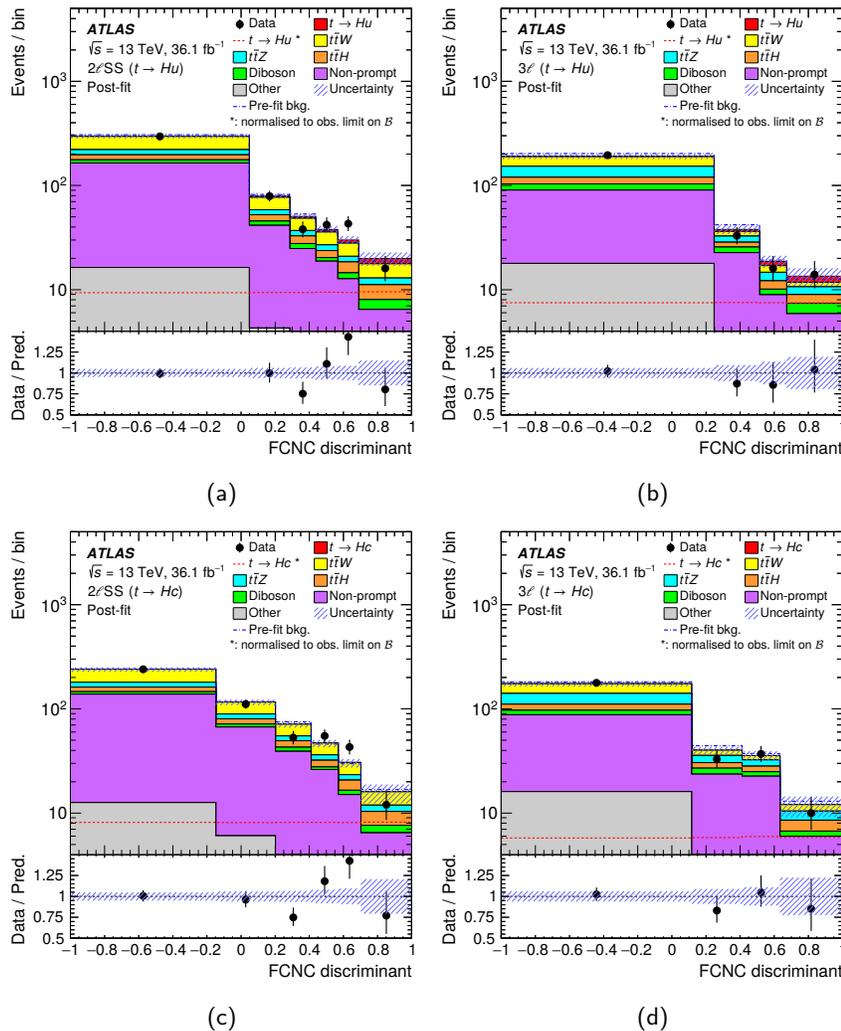


FIGURE 6.19 – Réponses de l'ensemble des évènements aux discriminants BDT combinant les variables construites pour la séparation des deux bruits de fond principaux dans le canal $2\ell SS$ (a et c) et 3ℓ (b et d). En haut (bas), seul le signal $t \rightarrow Hu$ ($t \rightarrow Hc$) est considéré. Les barres d'erreurs matérialisent les erreurs statistiques sur les données et la région hachurée représente les incertitudes totales sur les bruits de fond. On rappelle que les définitions des intervalles diffèrent selon le signal considéré, justifiant les apparentes différences de distributions pour données et bruits de fond entre a et c, ou b et d.

Processus	Canal	Faux leptons	$t\bar{t}V$	$t\bar{t}H$	Diboson	Autres	Total	FCNC	Données
$t \rightarrow Hu$	$2\ell SS$	240 ± 37	167 ± 18	43 ± 4	24 ± 14	28 ± 6	502 ± 33	13 ± 21	514
	3ℓ	104 ± 20	84 ± 8	23 ± 3	19 ± 10	24 ± 5	254 ± 18	7 ± 11	258
$t \rightarrow Hc$	$2\ell SS$	264 ± 41	165 ± 18	42 ± 4	20 ± 11	28 ± 6	520 ± 36	-3 ± 25	514
	3ℓ	116 ± 21	84 ± 8	23 ± 3	15 ± 8	23 ± 5	262 ± 19	-1 ± 12	258

TABLE 6.7 – Nombre d'événements attendus pour chaque processus après ajustement aux données et nombre d'événements total observés dans les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ . Les contributions FCNC correspondent à des rapport d'embranchement mesurés de $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) = 0.04\%$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc) = -0.01\%$ (combinaison des meilleurs ajustement dans les deux canaux). Les bruits de fond du Modèle Standard sont estimés selon les méthodes décrites au paragraphe 6.2.3. Le nombre de candidats avec erreur sur l'assignation de la charge est inclus dans le nombre de faux leptons. Ce nombre de faux leptons est estimé en soustrayant la contribution des processus FCNC.

Canal	Meilleur ajustement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%]		Limite supérieure pour $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ [%] observée (Attendue)	
	stat.	stat. + syst.	stat.	stat. + syst.
$2\ell SS$	$0.08^{+0.08}_{-0.08}$	$0.08^{+0.11}_{-0.10}$	0.23 (0.15)	0.28 (0.21)
3ℓ	$0.01^{+0.09}_{-0.08}$	$0.01^{+0.10}_{-0.09}$	0.20 (0.18)	0.22 (0.21)
Combinaison	$0.04^{+0.06}_{-0.06}$	$0.04^{+0.08}_{-0.07}$	0.17 (0.12)	0.19 (0.15)

TABLE 6.8 – Meilleur ajustement des valeurs du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ (colonnes de gauche) et limites avec 95% de niveau de confiance (droite). Le rapport $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ est supposé nul. Sont présentées valeurs et limites attendues et observées dans les canaux $2\ell SS$, 3ℓ et leur combinaison.

Canal	Meilleur ajustement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%]		Limite supérieure pour $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ [%] observée (Attendue)	
	stat.	stat. + syst.	stat.	stat. + syst.
$2\ell SS$	$0.05^{+0.08}_{-0.08}$	$0.05^{+0.11}_{-0.10}$	0.22 (0.15)	0.25 (0.20)
3ℓ	$-0.09^{+0.10}_{-0.09}$	$-0.09^{+0.11}_{-0.11}$	0.19 (0.23)	0.20 (0.25)
Combinaison	$-0.01^{+0.06}_{-0.06}$	$-0.01^{+0.08}_{-0.08}$	0.15 (0.13)	0.16 (0.15)

TABLE 6.9 – Meilleur ajustement des valeurs du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ (colonnes de gauche) et limites avec 95% de niveau de confiance (droite). Le rapport $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ est supposé nul. Sont présentées valeurs et limites attendues et observées dans les canaux $2\ell SS$, 3ℓ et leur combinaison.

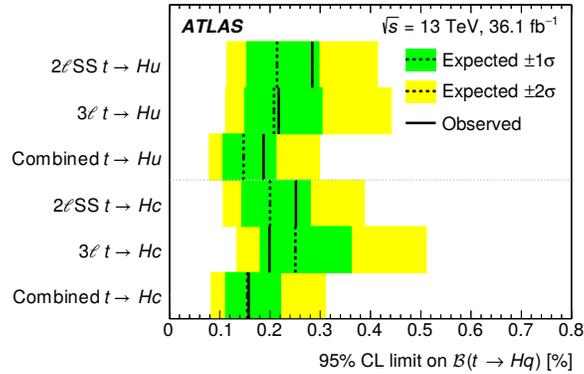


FIGURE 6.20 – Limites sur les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ dans les canaux $2\ell SS$, 3ℓ et leur combinaison avec un niveau de confiance de 95%. Les lignes noires continues (discontinues) matérialisent les limites observées (attendues). Les bandes de couleur verte et jaune matérialisent respectivement les intervalles de niveau de confiance de 68% (1σ) et 95% (2σ).

6.5 Conclusion

Une recherche de décroissance d'un quark top en un quark léger et un boson de Higgs $t \rightarrow Hu$ ou $t \rightarrow Hc$ dans les processus $t\bar{t}$ est présentée. L'étude consiste en une réadaptation de la recherche de production associée du boson de Higgs avec une paire de quark top dans les canaux avec deux leptons de même charge électrique et trois leptons. Ces canaux sont principalement sensibles aux désintégrations $H \rightarrow WW^*$, avec contributions mineures de $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow ZZ^*$. Les données utilisées correspondent à 36.1 fb^{-1} de collisions proton-proton collectées par l'expérience ATLAS au cours des années 2015 et 2016 avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Les premières limites aux rapport d'embranchement de ces processus respectifs posées au Run 1 du LHC par l'expérience ATLAS grâce à la réadaptation de la recherche de production $t\bar{t}H$ étaient de 0.78% et 0.79%. La combinaison avec les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$ livrait des limites de 0.45% et 0.46%.

Les bénéfices apportés par les améliorations à l'analyse $t\bar{t}H \rightarrow$ multileptons ont largement été présentés au chapitre précédent, et la recherche de changement de saveur d'un quark top avec émission d'un courant neutre bénéficie des mêmes amélioration grâce à l'adaptation de l'analyse précédente. L'optimisation des distributions utilisées dans l'ajustement, simple comptage d'évènements dans l'analyse menée au Run 1 du LHC, utilise des arbres de décision boostés. Ils combinent des informations sur les propriétés cinématiques des particules présentes dans l'état final pour distinguer le signal FCNC des bruits de fond $t\bar{t}V$ du Modèle Standard et des faux leptons.

Le canal $2\ell SS$ voit l'ensemble des lots FCNC $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$ utilisés pour l'entraînement des méthodes multivariées afin de discriminer les deux bruits de fond principaux, tandis que ces deux contributions sont traitées séparément dans le canal 3ℓ . Six discriminants sont ainsi construits, et pour chaque canal, les deux variables sont projetées dans un espace à deux dimensions réorganisé en une seule distribution. L'ajustement des prédictions aux données se fait ainsi dans trois distributions de 6, 4 et 4 intervalles pour les canaux respectifs à deux et trois leptons.

L'ensemble des systématiques définies pour la recherche de production $t\bar{t}H$ sont utilisées et la contamination de la région de contrôle définie pour l'estimation du nombre de faux leptons par le signal FCNC implique un traitement particulier.

Aucun changement de saveur d'un quark top avec émission du boson de Higgs n'a été mis en évidence, les meilleurs ajustements des rapports d'embranchement livrent :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) &= 0.04^{+0.08}_{-0.07} \\ \mathcal{B}(t \rightarrow Hc) &= -0.01^{+0.08}_{-0.08}.\end{aligned}$$

Les limites suivantes sur ces rapports d'embranchement sont posées avec 95% de niveau de confiance :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) &< 0.19\% \\ \mathcal{B}(t \rightarrow Hc) &< 0.16\%.\end{aligned}$$

Les limites attendues pour ces deux processus sont $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq) < 0.15\%$, soit une sensibilité légèrement meilleure que celle obtenue par l'analyse $t \rightarrow H(\gamma\gamma)q$ [195] (0.24% et 0.22% observés, 0.17% et 0.16% attendus respectivement pour $t \rightarrow Hu$ et $t \rightarrow Hc$). À l'heure de l'obtention de ces résultats, ces limites sont ainsi les plus faibles posées.

Ces résultats font l'objet d'une publication dans le journal *Physical Review D*, paru le 6 août 2018 [38]. La combinaison avec les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\tau$ est en cours.

Conclusion

La première mise en service du LHC a permis l'observation du boson de Higgs, révélée en juillet 2012. La seconde mise en service en juin 2015 a vu une augmentation de luminosité et d'énergie dans le centre de masse de 8 à 13 TeV. Ces mises à jour permettent une meilleure étude des propriétés du boson de Higgs, notamment son couplage de Yukawa au quark top. Ce couplage entre fermions et boson de Higgs conditionne la masse des quarks et leptons et sa mesure fait l'objet d'une partie de ce document. La hiérarchie des masses des fermions chargés, dominée par le quark top, voit un couplage de Yukawa de ce dernier au boson de Higgs proche de l'unité dans le Modèle Standard. Cela en fait un outil de choix pour sonder le monde électrofaible. En outre, certains modèles théoriques au-delà du Modèle Standard permettent le changement de saveur du quark top avec émission d'un courant neutre. La recherche d'un tel processus fait l'objet de la dernière partie du manuscrit.

Étude du couplage du quark top au boson de Higgs et recherche de changement de saveur avec émission d'un courant neutre sont faites dans des canaux multileptoniques. Les efficacités relatives aux leptons sont par conséquent cruciales, notamment l'efficacité de reconstruction des électrons, dont la mesure fait l'objet de la première partie de cette thèse. La reconstruction d'un électron est définie par l'association d'un amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique à une trace dans les trajectrographes. L'efficacité de cette association varie de 97 % à basse énergie ($E_T < 20$ GeV) et hors de la région centrale du détecteur, à 99 %. De l'ordre du pourcent à basse énergie et $|\eta| > 1.52$, les erreurs de mesure deviennent de l'ordre du pour mille à plus haute énergie et sont équitablement réparties en incertitudes statistiques et systématiques. Les efficacités de reconstruction des électrons mesurées avec les données collectées en 2015 et 2016 sont compatibles. De même, les efficacités mesurées dans les simulations sont compatibles avec celles dans les données. La mesure est effectuée dans le canal $Z \rightarrow ee$ par la méthode *tag and probe*. Le prolongement de modèles construits dans des zones comptant peu de signal est efficace dans la description du bruit de fond de candidats reconstruits comme électrons. Le bruit de fond regroupant les amas de cellules dans le calorimètre n'étant associés à aucune trace dans le détecteur interne constitue une source majeure d'incertitudes sur l'efficacité de reconstruction des électrons. L'incertitude sur le nombre de candidats n'étant associés à aucune trace domine à la fois les erreurs statistiques (compte pour 80 % en moyenne) et systématiques de la mesure.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du couplage entre le quark top et le boson de Higgs. Deux mesures sont faites, une mesure indirecte, non présentée dans ce document, dans le canal de production du boson de Higgs par fusion de gluons et une mesure directe dans les canaux de production en association avec une paire de quarks top. La seconde, est indépendante de contributions de Nouvelle Physique. La première est, elle, sensible à la participation de nouvelles particules lourdes. La comparaison des deux mesures peut ainsi potentiellement mettre en évidence des processus au-delà du Modèle Standard. Le canal comptant deux leptons de même charge électrique dans l'état final permet la meilleure sensibilité à la mesure directe et livre une valeur pour la force du signal $t\bar{t}H$ de $1.5_{-0.4}^{+0.4}$ (stat) $_{-0.4}^{+0.5}$ (syst), la combinaison de sept canaux multileptoniques donne $\mu = 1.6_{-0.3}^{+0.3}$ (stat) $_{-0.3}^{+0.4}$ (syst). Au Run 1, la combinaison de l'expérience ATLAS livrait $\mu_{t\bar{t}H} = 2.1_{-1.2}^{+1.4}$ et le canal $2\ell SS$, $\mu_{t\bar{t}H}(2\ell SS) = 2.8_{-1.9}^{+2.1}$ (1.5 stat) $_{-1.4}^{+1.5}$ (syst). Outre l'augmentation de luminosité et d'énergie dans le centre de masse, l'utilisation d'analyses multivariées augmente considérablement la sensibilité de l'analyse. La stratégie utilisée au Run 1 est l'optimisation de régions de signal définies par des coupures sur les propriétés des objets et événements. Une telle optimisation livre, dans le canal avec deux leptons de même signe, des significations statistiques observée et attendue de 1.2σ . La réorganisation de l'espace des phases par arbre de décision boostés et l'optimisation de l'ajustement des prédictions aux données livre des significations statistiques

observée et attendue de 2.7σ et 1.9σ . ATLAS mesure une section efficace de production $t\bar{t}H$ de 590^{+160}_{-150} fb en accord avec les prédictions théoriques de 507^{+35}_{-50} fb. La production associée d'un boson de Higgs avec une paire de quarks top a été observée dans la combinaison des canaux de désintégrations du boson de Higgs $H \rightarrow WW^*, ZZ^*, \tau\tau, b\bar{b}, \gamma\gamma$ par les expériences ATLAS et CMS. Les résultats d'ATLAS combinent les recherches de production $t\bar{t}H$ menées au Run 1 (4.5 fb^{-1} et 20.3 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 7$ et 8 TeV) et au Run 2 (36.1 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$), les analyses $t\bar{t}H(H \rightarrow \gamma\gamma)$ et $t\bar{t}H(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell)$ ont été mises à jour avec 78.9 fb^{-1} de données. Un excès d'événements est observé avec une signification statistique de 6.3σ et 5.1σ attendus.

La recherche de changement de saveur du quark top avec émission de courant neutre dans les canaux multileptoniques est très similaire à l'analyse précédente. L'analyse menée au Run 1 consiste en une réinterprétation de la recherche de production $t\bar{t}H$ et les limites supérieures observées (attendues), avec 95 % de confiance, des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ sont 0.78 % (0.57 %) et 0.79 % (0.54 %). La stratégie ici présentée repose sur la ré-utilisation des régions de signal $2\ell SS$ et 3ℓ . Méthode de sélection multivariée et d'ajustement sont réoptimisées suivant le modèle décrit dans le canal $2\ell SS$ de la recherche de production $t\bar{t}H$. Aucun excès n'est observé par rapport au bruit de fond attendu du Modèle Standard. Les limites supérieures posées aux rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq)$, avec 95 % de confiance, sont $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu) < 0.19\%$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc) < 0.16\%$. Elles constituent les limites les plus basses au moment de leur établissement.

L'ensemble des résultats n'utilisent qu'une partie des données du Run 2 du LHC. 36.1 fb^{-1} sont utilisés pour la recherche de production $t\bar{t}H$ (79.8 fb^{-1} au total pour l'observation) et de processus FCNC; 27.7 fb^{-1} sont utilisés pour la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons. Les dernières collisions proton-proton du Run 2 ont eu lieu le 24 octobre 2018, pour une luminosité intégrée totale de 149 fb^{-1} (enregistrée par ATLAS). La mesure de la section efficace $\mu_{t\bar{t}H}$ avec les désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ est dominée par les erreurs statistiques, une nette diminution des incertitudes peut alors être attendue, une réduction de l'ordre de $\sqrt{2}$ par rapport aux résultats utilisant 79.8 fb^{-1} de données. Dans les canaux multileptoniques, erreurs statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. L'augmentation de sensibilité devra ici combiner la statistique croissante avec une réduction des systématiques liées à l'estimation des faux leptons pour l'aspect expérimental, bien que la modélisation des processus $t\bar{t}H$ et $t\bar{t}V$ et l'échelle en énergie des jets soient les systématiques dominantes. Des conclusions similaires peuvent être faites pour la mesure des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Hq)$, $q = u, c$, ou l'établissement de limites.

Des mises à jour du LHC et des détecteurs autour de l'anneau sont prévues à partir de 2019, avant le départ du Run 3 en 2021, avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV . Après le Run 3 et une troisième grande mise à jour, le LHC à haute luminosité (HL-LHC), devrait opérer à partir de 2026 avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV . 3000 fb^{-1} de données sont attendus à terme. D'une luminosité instantanée de 5 à 7.5 fois supérieure à celle du Run 2, l'empilement moyen est estimé à environ $\mu \sim 200$. De telles conditions sont un challenge en matière d'instrumentation pour résister aux radiations. En outre, un travail prévisionnel est nécessaire pour s'assurer de la stabilité, ou des bonnes performances de reconstruction des objets, comme cela a été illustré pour les électrons au cours du Run 2.

Bibliographie

- [1] F. ENGLERT et R. BROUT. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 1964), p. 321–323. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321> (cf. p. 11, 22).
- [2] Peter W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». In : *Phys. Lett.* 12 (1964), p. 132–133. DOI : [10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9) (cf. p. 11, 22).
- [3] Peter W. HIGGS. « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). [160(1964)], p. 508–509. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508) (cf. p. 11, 22).
- [4] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN et T. W. B. KIBBLE. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 1964), p. 585–587. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585> (cf. p. 11, 22).
- [5] S. TOMONAGA. « On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields ». In : *Progress of Theoretical Physics* 1.2 (1946), p. 27–42. DOI : [10.1143/PTP.1.27](https://doi.org/10.1143/PTP.1.27). eprint : [/oup/backfile/content_public/journal/ptp/1/2/10.1143_ptp.1.27/2/1-2-27.pdf](http://backfile/content_public/journal/ptp/1/2/10.1143_ptp.1.27/2/1-2-27.pdf). URL : <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.1.27> (cf. p. 11).
- [6] Julian SCHWINGER. « Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation ». In : *Phys. Rev.* 74 (10 1948), p. 1439–1461. DOI : [10.1103/PhysRev.74.1439](https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.1439). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.74.1439> (cf. p. 11).
- [7] R. P. FEYNMAN. « Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics ». In : *Phys. Rev.* 76 (6 1949), p. 769–789. DOI : [10.1103/PhysRev.76.769](https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.769). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.76.769> (cf. p. 11).
- [8] R. P. FEYNMAN. « Mathematical Formulation of the Quantum Theory of Electromagnetic Interaction ». In : *Phys. Rev.* 80 (3 1950), p. 440–457. DOI : [10.1103/PhysRev.80.440](https://doi.org/10.1103/PhysRev.80.440). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.440> (cf. p. 11).
- [9] F. J. DYSON. « The S Matrix in Quantum Electrodynamics ». In : *Phys. Rev.* 75 (11 1949), p. 1736–1755. DOI : [10.1103/PhysRev.75.1736](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1736). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1736> (cf. p. 11).
- [10] Sheldon L. GLASHOW. « Partial-symmetries of weak interactions ». In : *Nuclear Physics* 22.4 (1961), p. 579–588. ISSN : 0029-5582. DOI : [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692> (cf. p. 11).
- [11] Yoichiro NAMBU. « Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity ». In : *Phys. Rev.* 117 (3 1960), p. 648–663. DOI : [10.1103/PhysRev.117.648](https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.648). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.117.648> (cf. p. 11).
- [12] J. GOLDSTONE. « Field Theories with Superconductor Solutions ». In : *Nuovo Cim.* 19 (1961), p. 154–164. DOI : [10.1007/BF02812722](https://doi.org/10.1007/BF02812722) (cf. p. 11).
- [13] Jeffrey GOLDSTONE, Abdus SALAM et Steven WEINBERG. « Broken Symmetries ». In : *Phys. Rev.* 127 (3 1962), p. 965–970. DOI : [10.1103/PhysRev.127.965](https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.965). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.127.965> (cf. p. 11).

- [14] Steven WEINBERG. « A Model of Leptons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 1967), p. 1264–1266. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264> (cf. p. 11).
- [15] Abdus SALAM. « Weak and Electromagnetic Interactions ». In : *Conf. Proc.* C680519 (1968), p. 367–377 (cf. p. 11).
- [16] G. 't HOOFT. « Renormalization of massless Yang-Mills fields ». In : *Nuclear Physics B* 33.1 (1971), p. 173–199. ISSN : 0550-3213. DOI : [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(71\)90395-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90395-6). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321371903956> (cf. p. 11).
- [17] Geoffrey T J ARNISON, Alan ASTBURY, Bernard AUBERT et al. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV ». In : *Phys. Lett. B* 122.CERN-EP-83-13 (1983), 103–116. 31 p. URL : <http://cds.cern.ch/record/142059> (cf. p. 11).
- [18] G. ARNISON et al. « Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS Collider ». In : *Phys. Lett. B* 126 (1983). [7.55(1983)], p. 398–410. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0) (cf. p. 11).
- [19] O. W. GREENBERG. « Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 598–602. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.598](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.598) (cf. p. 12).
- [20] M. Y. HAN et Yoichiro NAMBU. « Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry ». In : *Phys. Rev.* 139 (1965). [187(1965)], B1006–B1010. DOI : [10.1103/PhysRev.139.B1006](https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1006) (cf. p. 12).
- [21] H. FRITZSCH, Murray GELL-MANN et H. LEUTWYLER. « Advantages of the Color Octet Gluon Picture ». In : *Phys. Lett.* 47B (1973), p. 365–368. DOI : [10.1016/0370-2693\(73\)90625-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90625-4) (cf. p. 12).
- [22] ATLAS COLLABORATION. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 1–29. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv : [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex] (cf. p. 12, 34, 35, 106).
- [23] CMS COLLABORATION. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 30–61. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv : [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex] (cf. p. 12, 34, 106).
- [24] T. D. LEE et C. N. YANG. « Question of Parity Conservation in Weak Interactions ». In : *Phys. Rev.* 104 (1 1956), p. 254–258. DOI : [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254> (cf. p. 21).
- [25] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD et al. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». In : *Phys. Rev.* 105 (4 1957), p. 1413–1415. DOI : [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413> (cf. p. 21).
- [26] Richard L. GARWIN, Leon M. LEDERMAN et Marcel WEINRICH. « Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays : the Magnetic Moment of the Free Muon ». In : *Phys. Rev.* 105 (4 1957), p. 1415–1417. DOI : [10.1103/PhysRev.105.1415](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1415). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1415> (cf. p. 21).
- [27] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH et al. « Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 138–140. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138) (cf. p. 22).
- [28] ATLAS COLLABORATION. « Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett. B* 784 (2018), p. 173–191. DOI : [10.1016/j.physletb.2018.07.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.07.035). arXiv : [1806.00425](https://arxiv.org/abs/1806.00425) [hep-ex] (cf. p. 26, 159).
- [29] CMS COLLABORATION. « Observation of $t\bar{t}H$ production ». In : *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018), p. 231801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.120.231801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.231801). arXiv : [1804.02610](https://arxiv.org/abs/1804.02610) [hep-ex] (cf. p. 26, 159).
- [30] A. D. SAKHAROV. « Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe ». In : *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5 (1967). [Usp. Fiz. Nauk161,no.5,61(1991)], p. 32–35. DOI : [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497) (cf. p. 29).
- [31] R. D. PECCEI et Helen R. QUINN. « CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles ». In : *Phys. Rev. Lett.* 38 (25 1977), p. 1440–1443. DOI : [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440> (cf. p. 30).

- [32] ATLAS COLLABORATION. *Search for top squarks decaying to tau sleptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2017-079. 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2297260> (cf. p. 30).
- [33] ATLAS COLLABORATION. *Search for pair production of higgsinos in final states with at least three b-tagged jets using the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions*. ATLAS-CONF-2017-081. 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2297400> (cf. p. 30).
- [34] ATLAS COLLABORATION. *Search for exotic decays of the Higgs boson to at least one photon and missing transverse momentum using 79.8 fb^{-1} of proton–proton collisions collected at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2018-019. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2621481> (cf. p. 30).
- [35] ATLAS COLLABORATION. *Search for bottom-squark pair production with the ATLAS detector in final states containing Higgs bosons, b-jets and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ATLAS-CONF-2018-040. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2632345> (cf. p. 30).
- [36] ATLAS COLLABORATION. *Search for supersymmetry in final states with missing transverse momentum and multiple b-jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2018-041. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2632347> (cf. p. 30).
- [37] ATLAS COLLABORATION. *Search for direct chargino pair production with W-boson mediated decays in events with two leptons and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2018-042. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2632578> (cf. p. 30).
- [38] ATLAS COLLABORATION. « Search for flavor-changing neutral currents in top quark decays $t \rightarrow Hc$ and $t \rightarrow Hu$ in multilepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 032002. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.032002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.032002). arXiv : [1805.03483](https://arxiv.org/abs/1805.03483) [hep-ex] (cf. p. 31, 189).
- [39] D. de FLORIAN et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*. 2016. DOI : [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002). arXiv : [1610.07922](https://arxiv.org/abs/1610.07922) [hep-ph] (cf. p. 32–34, 36, 107, 115).
- [40] Charalamos ANASTASIOU, Claude DUHR, Falko DULAT et al. « Higgs boson gluon–fusion production at threshold in $N^3\text{LO}$ QCD ». In : *Phys. Lett. B* 737 (2014), p. 325–328. DOI : [10.1016/j.physletb.2014.08.067](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.08.067). arXiv : [1403.4616](https://arxiv.org/abs/1403.4616) [hep-ph] (cf. p. 33).
- [41] Charalamos ANASTASIOU, Claude DUHR, Falko DULAT et al. « Higgs Boson GluonFfusion Production Beyond Threshold in $N^3\text{LO}$ QCD ». In : *JHEP* 03 (2015), p. 091. DOI : [10.1007/JHEP03\(2015\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2015)091). arXiv : [1411.3584](https://arxiv.org/abs/1411.3584) [hep-ph] (cf. p. 33).
- [42] ATLAS et CMS COLLABORATIONS. « Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». In : *JHEP* 08 (2016), p. 045. DOI : [10.1007/JHEP08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045). arXiv : [1606.02266](https://arxiv.org/abs/1606.02266) [hep-ex] (cf. p. 35, 38, 39).
- [43] ATLAS et CMS COLLABORATIONS. « Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments ». In : *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), p. 191803. DOI : [10.1103/PhysRevLett.114.191803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803). arXiv : [1503.07589](https://arxiv.org/abs/1503.07589) [hep-ex] (cf. p. 35).
- [44] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the Higgs boson mass in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ channels with $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett. B* 784 (2018), p. 345–366. DOI : [10.1016/j.physletb.2018.07.050](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.07.050). arXiv : [1806.00242](https://arxiv.org/abs/1806.00242) [hep-ex] (cf. p. 35, 36).
- [45] ATLAS COLLABORATION. « Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data ». In : *Phys. Lett. B* 726 (2013), p. 120–144. DOI : [10.1016/j.physletb.2013.08.026](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.08.026). arXiv : [1307.1432](https://arxiv.org/abs/1307.1432) [hep-ex] (cf. p. 36).
- [46] ATLAS COLLABORATION. « Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 75.10 (2015). [Erratum : *Eur. Phys. J. C* 76,no.3,152(2016)], p. 476. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3685-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3685-1), [10.1140/epjc/s10052-016-3934-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3934-y). arXiv : [1506.05669](https://arxiv.org/abs/1506.05669) [hep-ex] (cf. p. 36).
- [47] ATLAS COLLABORATION. « Constraints on the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ and WW final states with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 75.7 (2015), p. 335. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3542-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3542-2). arXiv : [1503.01060](https://arxiv.org/abs/1503.01060) [hep-ex] (cf. p. 37).

- [48] CMS COLLABORATION. « Limits on the Higgs boson lifetime and width from its decay to four charged leptons ». In : *Phys. Rev. D* 92.7 (2015), p. 072010. DOI : [10.1103/PhysRevD.92.072010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.072010). arXiv : [1507.06656 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1507.06656) (cf. p. 37).
- [49] A. DAVID, A. DENNER, M. DUEHRSEN et al. *LHC HXSWG interim recommendations to explore the coupling structure of a Higgs-like particle*. 2012. arXiv : [1209.0040 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1209.0040) (cf. p. 37, 38).
- [50] Wilfried BUCHMÜLLER et D WYLER. « Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation ». In : *Nucl. Phys. B* 268.CERN-TH-4254-85 (1985), 621–653. 49 p. URL : <http://cds.cern.ch/record/163116> (cf. p. 37).
- [51] S. DITTMAYER et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions*. 2012. DOI : [10.5170/CERN-2012-002](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-002). arXiv : [1201.3084 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1201.3084) (cf. p. 38).
- [52] ATLAS COLLABORATION. *Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb⁻¹ of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment*. ATLAS-CONF-2018-031. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2629412> (cf. p. 39).
- [53] ATLAS COLLABORATION. « Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». In : *JHEP* 08 (2016), p. 045. DOI : [10.1007/JHEP08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045). arXiv : [1606.02266 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.02266) (cf. p. 40, 105, 106).
- [54] Lyndon EVANS et Philip BRYANT. « LHC Machine ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001> (cf. p. 41).
- [55] Oliver Sim BRÜNING, Paul COLLIER, P LEBRUN et al. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/782076> (cf. p. 41).
- [56] S. MYERS et E. PICASSO. « The Design, construction and commissioning of the CERN Large Electron Positron collider ». In : *Contemp. Phys.* 31 (1990), p. 387–403. DOI : [10.1080/00107519008213789](https://doi.org/10.1080/00107519008213789) (cf. p. 41).
- [57] Fabienne MARCASTEL. *CERN's Accelerator Complex. La chaîne des accélérateurs du CERN*. General Photo. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1621583> (cf. p. 42).
- [58] ATLAS COLLABORATION. *ATLAS : technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1994. URL : <http://cds.cern.ch/record/290968> (cf. p. 42, 43).
- [59] CMS COLLABORATION. *Technical proposal*. LHC Tech. Proposal. Cover title : CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal. Geneva : CERN, 1994. URL : <http://cds.cern.ch/record/290969> (cf. p. 42).
- [60] LHCb COLLABORATION. *LHCb : Technical Proposal*. Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1998. URL : <http://cds.cern.ch/record/622031> (cf. p. 42).
- [61] ALICE COLLABORATION. *ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1995. URL : <http://cds.cern.ch/record/293391> (cf. p. 42).
- [62] Michael HOSTETTLER, Fanouria ANTONIOU, Ilias EFTHYMIPOULOS et al. « Impact of the Crossing Angle on Luminosity Asymmetries at the LHC in 2016 Proton Physics Operation ». In : *Proceedings, 8th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2017) : Copenhagen, Denmark, May 14-19, 2017*. 2017, TUPVA005. DOI : [10.18429/JACoW-IPAC2017-TUPVA005](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-TUPVA005) (cf. p. 43).
- [63] R ALEMANY-FERNANDEZ, E BRAVIN, L DROSDAL et al. *Operation and Configuration of the LHC in Run 1*. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1631030> (cf. p. 44).
- [64] Roderik BRUCE, Gianluigi ARDUINI, Hannes BARTOSIK et al. « LHC Run 2 : Results and challenges ». In : CERN-ACC-2016-0103 (2016), MOAM5P50. 7 p. URL : <https://cds.cern.ch/record/2201447> (cf. p. 44).
- [65] ATLAS COLLABORATION. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003> (cf. p. 45–47, 50–52, 54).
- [66] ATLAS COLLABORATION. « ATLAS pixel detector electronics and sensors ». In : *Journal of Instrumentation* 3.07 (2008), P07007. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=07/a=P07007> (cf. p. 46).

- [67] ATLAS COLLABORATION. « Production and Integration of the ATLAS Insertable B-Layer ». In : *JINST* 13.05 (2018), T05008. DOI : [10.1088/1748-0221/13/05/T05008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/T05008). arXiv : [1803.00844](https://arxiv.org/abs/1803.00844) [[physics.ins-det](#)] (cf. p. 46, 48, 69).
- [68] ATLAS COLLABORATION. « The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 578.1 (2007), p. 98–118. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.157>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207007644> (cf. p. 47).
- [69] The ATLAS TRT COLLABORATION. « The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : design and performance ». In : *Journal of Instrumentation* 3.02 (2008), P02013. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=02/a=P02013> (cf. p. 47).
- [70] M CAPEANS, G DARBO, K EINSWEILLER et al. *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1291633> (cf. p. 48, 68).
- [71] ATLAS COLLABORATION. « Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data ». In : *The European Physical Journal C* 74.10 (2014), p. 3071. ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3071-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4). URL : <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4> (cf. p. 48).
- [72] ATLAS COLLABORATION. « Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data ». In : *Eur. Phys. J.* C74.10 (2014), p. 3071. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3071-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4). arXiv : [1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [[hep-ex](#)] (cf. p. 49, 60).
- [73] ATLAS COLLABORATION. « Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays ». In : *Eur. Phys. J.* C70 (2010), p. 875–916. DOI : [10.1140/epjc/s10052-010-1415-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1415-2). arXiv : [1006.4384](https://arxiv.org/abs/1006.4384) [[physics.ins-det](#)] (cf. p. 53).
- [74] ATLAS COLLABORATION. « Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 ». In : *Eur. Phys. J.* C77.5 (2017), p. 317. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3). arXiv : [1611.09661](https://arxiv.org/abs/1611.09661) [[hep-ex](#)] (cf. p. 54).
- [75] J ADELMAN, M BAAK, N BOELAERT et al. « ATLAS offline data quality monitoring ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 219.4 (2010), p. 042018. URL : <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=4/a=042018> (cf. p. 55).
- [76] ATLAS COLLABORATION. « Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter ». In : *JINST* 9 (2014), P07024. DOI : [10.1088/1748-0221/9/07/P07024](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/07/P07024). arXiv : [1405.3768](https://arxiv.org/abs/1405.3768) [[hep-ex](#)] (cf. p. 55).
- [77] ATLAS COLLABORATION. « Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC ». In : *Eur. Phys. J.* C76.12 (2016), p. 653. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4466-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4466-1). arXiv : [1608.03953](https://arxiv.org/abs/1608.03953) [[hep-ex](#)] (cf. p. 55).
- [78] T G CORNELISSEN, N VAN ELDIK, M ELSING et al. *Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)*. Geneva, 2007. URL : <https://cds.cern.ch/record/1038095> (cf. p. 58).
- [79] T G CORNELISSEN, M ELSING, I GAVRILENKO et al. « The global χ^2 track fitter in ATLAS ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 119.3 (2008), p. 032013. URL : <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032013> (cf. p. 57, 59).
- [80] ATLAS COLLABORATION. *Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in High Pile-Up LHC Environment*. ATLAS-CONF-2012-042. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1435196> (cf. p. 57).
- [81] ATLAS COLLABORATION. « A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector ». In : *JINST* 9 (2014), P09009. DOI : [10.1088/1748-0221/9/09/P09009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/P09009). arXiv : [1406.7690](https://arxiv.org/abs/1406.7690) [[hep-ex](#)] (cf. p. 57).
- [82] ATLAS COLLABORATION. *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung*. ATLAS-CONF-2012-047. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1449796> (cf. p. 58, 59).
- [83] ATLAS COLLABORATION. *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV*. ATLAS-CONF-2010-005. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1273197> (cf. p. 58).

- [84] ATLAS COLLABORATION. *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton–proton collision data*. ATLAS-CONF-2016-024. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2157687> (cf. p. 59, 75, 76, 88, 89, 95).
- [85] W LAMPL, S LAPLACE, D LELAS et al. *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. Geneva, 2008. URL : <http://cds.cern.ch/record/1099735> (cf. p. 59).
- [86] R. FRÜHWIRTH. « Application of Kalman filtering to track and vertex fitting ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 262.2 (1987), p. 444–450. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900287908874> (cf. p. 59).
- [87] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data ». In : *Eur. Phys. J. C* 76.12 (2016), p. 666. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4507-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4507-9). arXiv : [1606.01813 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.01813) (cf. p. 60).
- [88] ATLAS COLLABORATION. *EGAM-2017-003*. 2017. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2017-003/index.html> (cf. p. 61, 96).
- [89] ATLAS COLLABORATION. *Photon identification in 2015 ATLAS data*. ATL-PHYS-PUB-2016-014. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2203125> (cf. p. 63).
- [90] ATLAS COLLABORATION. *Measurement of Higgs boson properties in the diphoton decay channel using 80 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2018-028. 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2628771> (cf. p. 63).
- [91] ATLAS COLLABORATION. « Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1 ». In : *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), p. 490. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-5004-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5). arXiv : [1603.02934 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1603.02934) (cf. p. 64).
- [92] ATLAS COLLABORATION. « Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 76.5 (2016), p. 292. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4120-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y). arXiv : [1603.05598 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1603.05598) (cf. p. 64, 65).
- [93] K. A. OLIVE et al. « Review of Particle Physics ». In : *Chin. Phys.* C38 (2014), p. 090001. DOI : [10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001) (cf. p. 65, 77, 105).
- [94] ATLAS COLLABORATION. *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC*. ATL-PHYS-PUB-2015-045. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2064383> (cf. p. 66).
- [95] ATLAS COLLABORATION. *Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ATLAS-CONF-2017-029. 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2261772> (cf. p. 66).
- [96] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ. « The Anti-k(t) jet clustering algorithm ». In : *JHEP* 04 (2008), p. 063. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1189) (cf. p. 66, 119).
- [97] ATLAS COLLABORATION. « Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 96.7 (2017), p. 072002. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.072002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.072002). arXiv : [1703.09665 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1703.09665) (cf. p. 66–68).
- [98] Santiago Juan BATISTA, Michael BEGEL, Alain BELLERIVE et al. *Determination of jet calibration and energy resolution in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector*. Geneva, 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2048678> (cf. p. 67).
- [99] ATLAS COLLABORATION. *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-015. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2037613> (cf. p. 68).
- [100] ATLAS COLLABORATION. *Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2*. ATL-PHYS-PUB-2015-022. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2037697> (cf. p. 68).
- [101] ATLAS COLLABORATION. « Performance of b-jet identification in the ATLAS experiment ». In : *Journal of Instrumentation* 11.04 (2016), P04008. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=04/a=P04008> (cf. p. 68).

- [102] ATLAS COLLABORATION. *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*. ATLAS-PHYS-PUB-2016-012. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2160731> (cf. p. 68).
- [103] ATLAS COLLABORATION. « Measurements of b-jet tagging efficiency with the ATLAS detector using $t\bar{t}$ events at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *JHEP* 08 (2018), p. 089. DOI : [10.1007/JHEP08\(2018\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)089). arXiv : [1805.01845 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1805.01845) (cf. p. 69).
- [104] ATLAS COLLABORATION. « Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collisions in the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.4 (2017), p. 241. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4780-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4780-2). arXiv : [1609.09324 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1609.09324) (cf. p. 70).
- [105] ATLAS COLLABORATION. « Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 78.11 (2018), p. 903. DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6288-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9). arXiv : [1802.08168 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1802.08168) (cf. p. 70).
- [106] ATLAS COLLABORATION. « Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross sections with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.6 (2017), p. 367. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4911-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4911-9). arXiv : [1612.03016 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1612.03016) (cf. p. 71, 72).
- [107] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of differential cross sections and W^+/W^- cross-section ratios for W boson production in association with jets at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 05 (2018), p. 077. DOI : [10.1007/JHEP05\(2018\)077](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2018)077). arXiv : [1711.03296 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1711.03296) (cf. p. 71).
- [108] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the W^+W^- production cross section in pp collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment ». In : *Phys. Lett. B* 773 (2017), p. 354–374. DOI : [10.1016/j.physletb.2017.08.047](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.08.047). arXiv : [1702.04519 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1702.04519) (cf. p. 71).
- [109] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the W -boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 78.2 (2018). [Erratum : *Eur. Phys. J. C* 78,no.11,898(2018)], p. 110. DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6354-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6354-3), [10.1140/epjc/s10052-017-5475-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5475-4). arXiv : [1701.07240 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1701.07240) (cf. p. 71, 72).
- [110] ATLAS COLLABORATION. *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the $WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data*. ATLAS-CONF-2013-030. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1527126> (cf. p. 71).
- [111] ATLAS COLLABORATION. « Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 91.1 (2015), p. 012006. DOI : [10.1103/PhysRevD.91.012006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.012006). arXiv : [1408.5191 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1408.5191) (cf. p. 71).
- [112] ATLAS COLLABORATION. « Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton-proton collision data ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.3 (2017), p. 195. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4756-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4756-2). arXiv : [1612.01456 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1612.01456) (cf. p. 73, 75, 76).
- [113] ATLAS COLLABORATION. « Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data ». In : *Eur. Phys. J. C* 74.7 (2014), p. 2941. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-2941-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2941-0). arXiv : [1404.2240 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1404.2240) (cf. p. 75).
- [114] Julien MAURER. « Measurement of electron reconstruction performance and search for Supersymmetry in final states with two same sign leptons in ATLAS detector data ». Theses. Aix-Marseille Université, sept. 2013. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00952904> (cf. p. 75, 77–80, 82).
- [115] Otilia Anamaria DUCU. « Search for new physics in events with same sign leptons and missing energy with ATLAS at LHC ». Thèse de doct. Bucharest, IFIN-HH, 2015. URL : <http://cds.cern.ch/record/2060995> (cf. p. 75).
- [116] Asma HADEF. « Search for Higgs boson production in association with a top quark pair in two same-sign lepton final states with the ATLAS detector at LHC ». Theses. CPPM ; Aix-Marseille Université, oct. 2017. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01636554> (cf. p. 75, 111).
- [117] Paolo NASON. « A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms ». In : *JHEP* 11 (2004), p. 040. DOI : [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040). arXiv : [hep-ph/0409146 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146) (cf. p. 77).
- [118] Stefano FRIXIONE, Paolo NASON et Carlo OLEARI. « Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method ». In : *JHEP* 11 (2007), p. 070. DOI : [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070). arXiv : [0709.2092 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0709.2092) (cf. p. 77).

- [119] Simone ALIOLI, Paolo NASON, Carlo OLEARI et al. « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX ». In : *JHEP* 06 (2010), p. 043. DOI : [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043). arXiv : [1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph] (cf. p. 77).
- [120] Torbjorn SJOSTRAND, Stephen MRENNA et Peter Z. SKANDS. « A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), p. 852–867. DOI : [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). arXiv : [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph] (cf. p. 77).
- [121] ATLAS COLLABORATION. « The ATLAS Simulation Infrastructure ». In : *Eur. Phys. J.* C70 (2010), p. 823–874. DOI : [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9). arXiv : [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det] (cf. p. 77).
- [122] S. AGOSTINELLI et al. « GEANT4 : A Simulation toolkit ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), p. 250–303. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8) (cf. p. 77).
- [123] ATLAS COLLABORATION. *EGAM-2015-006*. 2015. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2015-006/index.html> (cf. p. 88).
- [124] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev.* D90.11 (2014), p. 112015. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.112015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.112015). arXiv : [1408.7084](https://arxiv.org/abs/1408.7084) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [125] CMS COLLABORATION. « Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties ». In : *Eur. Phys. J.* C74.10 (2014), p. 3076. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3076-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3076-z). arXiv : [1407.0558](https://arxiv.org/abs/1407.0558) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [126] ATLAS COLLABORATION. « Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev.* D92.1 (2015), p. 012006. DOI : [10.1103/PhysRevD.92.012006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.012006). arXiv : [1412.2641](https://arxiv.org/abs/1412.2641) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [127] CMS COLLABORATION. « Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states ». In : *JHEP* 01 (2014), p. 096. DOI : [10.1007/JHEP01\(2014\)096](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2014)096). arXiv : [1312.1129](https://arxiv.org/abs/1312.1129) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [128] ATLAS COLLABORATION. « Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev.* D91.1 (2015), p. 012006. DOI : [10.1103/PhysRevD.91.012006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.012006). arXiv : [1408.5191](https://arxiv.org/abs/1408.5191) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [129] CMS COLLABORATION. « Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state ». In : *Phys. Rev.* D89.9 (2014), p. 092007. DOI : [10.1103/PhysRevD.89.092007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.092007). arXiv : [1312.5353](https://arxiv.org/abs/1312.5353) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [130] ATLAS COLLABORATION. « Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 04 (2015), p. 117. DOI : [10.1007/JHEP04\(2015\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)117). arXiv : [1501.04943](https://arxiv.org/abs/1501.04943) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [131] CMS COLLABORATION. « Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons ». In : *JHEP* 05 (2014), p. 104. DOI : [10.1007/JHEP05\(2014\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2014)104). arXiv : [1401.5041](https://arxiv.org/abs/1401.5041) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [132] CDF et DO COLLABORATIONS. « Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 071804. DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.071804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.071804). arXiv : [1207.6436](https://arxiv.org/abs/1207.6436) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [133] ATLAS COLLABORATION. « Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into $b\bar{b}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J.* C75.7 (2015), p. 349. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3543-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3543-1). arXiv : [1503.05066](https://arxiv.org/abs/1503.05066) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [134] CMS COLLABORATION. « Search for the standard model Higgs boson produced in association with a top-quark pair in pp collisions at the LHC ». In : *JHEP* 05 (2013), p. 145. DOI : [10.1007/JHEP05\(2013\)145](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2013)145). arXiv : [1303.0763](https://arxiv.org/abs/1303.0763) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [135] CMS COLLABORATION. « Search for a Standard Model Higgs Boson Produced in Association with a Top-Quark Pair and Decaying to Bottom Quarks Using a Matrix Element Method ». In : *Eur. Phys. J.* C75.6 (2015), p. 251. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3454-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3454-1). arXiv : [1502.02485](https://arxiv.org/abs/1502.02485) [hep-ex] (cf. p. 106).

- [136] ATLAS COLLABORATION. « Search for $H \rightarrow \gamma\gamma$ produced in association with top quarks and constraints on the Yukawa coupling between the top quark and the Higgs boson using data taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett.* B740 (2015), p. 222–242. DOI : [10.1016/j.physletb.2014.11.049](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.11.049). arXiv : [1409.3122](https://arxiv.org/abs/1409.3122) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [137] CMS COLLABORATION. « Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair ». In : *JHEP* 09 (2014). [Erratum : *JHEP*10,106(2014)], p. 087. DOI : [10.1007/JHEP09\(2014\)087](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)087), [10.1007/JHEP10\(2014\)106](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)106). arXiv : [1408.1682](https://arxiv.org/abs/1408.1682) [hep-ex] (cf. p. 106).
- [138] ATLAS COLLABORATION. « Search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair in multilepton final states with the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett.* B749 (2015), p. 519–541. DOI : [10.1016/j.physletb.2015.07.079](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.079). arXiv : [1506.05988](https://arxiv.org/abs/1506.05988) [hep-ex] (cf. p. 106, 107, 130, 163).
- [139] ATLAS COLLABORATION. « Constraints on off-shell Higgs boson production and the Higgs boson total width in $ZZ \rightarrow 4\ell$ and $ZZ \rightarrow 2\ell 2\nu$ final states with the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett.* B786 (2018), p. 223–244. DOI : [10.1016/j.physletb.2018.09.048](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.048). arXiv : [1808.01191](https://arxiv.org/abs/1808.01191) [hep-ex] (cf. p. 107).
- [140] J R ANDERSEN et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties*. Sous la dir. de S HEINEMEYER, C MARIOTTI, G PASSARINO et al. 2013. DOI : [10.5170/CERN-2013-004](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004). arXiv : [1307.1347](https://arxiv.org/abs/1307.1347) [hep-ph] (cf. p. 107, 115).
- [141] Glen COWAN, Kyle CRANMER, Eilam GROSS et al. « Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics ». In : *Eur. Phys. J.* C71 (2011). [Erratum : *Eur. Phys. J.* C73,2501(2013)], p. 1554. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0), [10.1140/epjc/s10052-013-2501-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2501-z). arXiv : [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [physics.data-an] (cf. p. 109, 180).
- [142] ATLAS COLLABORATION. *Search for the Associated Production of a Higgs Boson and a Top Quark Pair in Multilepton Final States with the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2016-058. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2206153> (cf. p. 109, 110, 130).
- [143] CMS COLLABORATION. *Search for associated production of Higgs bosons and top quarks in multilepton final states at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. CMS-PAS-HIG-16-022. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2205282> (cf. p. 109, 110).
- [144] W. BEENAKKER, S. DITTMAYER, M. KRAMER et al. « Higgs radiation off top quarks at the Tevatron and the LHC ». In : *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), p. 201805. DOI : [10.1103/PhysRevLett.87.201805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.201805). arXiv : [hep-ph/0107081](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107081) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [145] W. BEENAKKER, S. DITTMAYER, M. KRAMER et al. « NLO QCD corrections to t anti-t H production in hadron collisions ». In : *Nucl. Phys.* B653 (2003), p. 151–203. DOI : [10.1016/S0550-3213\(03\)00044-0](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(03)00044-0). arXiv : [hep-ph/0211352](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211352) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [146] S. DAWSON, L. H. ORR, L. REINA et al. « Associated top quark Higgs boson production at the LHC ». In : *Phys. Rev.* D67 (2003), p. 071503. DOI : [10.1103/PhysRevD.67.071503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.071503). arXiv : [hep-ph/0211438](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211438) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [147] S. DAWSON, C. JACKSON, L. H. ORR et al. « Associated Higgs production with top quarks at the large hadron collider : NLO QCD corrections ». In : *Phys. Rev.* D68 (2003), p. 034022. DOI : [10.1103/PhysRevD.68.034022](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.034022). arXiv : [hep-ph/0305087](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305087) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [148] Yu ZHANG, Wen-Gan MA, Ren-You ZHANG et al. « QCD NLO and EW NLO corrections to $t\bar{t}H$ production with top quark decays at hadron collider ». In : *Phys. Lett.* B738 (2014), p. 1–5. DOI : [10.1016/j.physletb.2014.09.022](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.09.022). arXiv : [1407.1110](https://arxiv.org/abs/1407.1110) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [149] S. FRIXIONE, V. HIRSCHI, D. PAGANI et al. « Weak corrections to Higgs hadroproduction in association with a top-quark pair ». In : *JHEP* 09 (2014), p. 065. DOI : [10.1007/JHEP09\(2014\)065](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)065). arXiv : [1407.0823](https://arxiv.org/abs/1407.0823) [hep-ph] (cf. p. 115).
- [150] THE NNPDF COLLABORATION : R. D. BALL ET AL. « Parton distributions for the LHC Run II ». In : *JHEP* 04 (2015), p. 040. DOI : [10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040). arXiv : [1410.8849](https://arxiv.org/abs/1410.8849) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [151] H.-L. LAI et al. « New parton distributions for collider physics ». In : *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 074024. DOI : [10.1103/PhysRevD.82.074024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024). arXiv : [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph] (cf. p. 116).

- [152] S. FRIXIONE, G. RIDOLFI et P. NASON. « A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction ». In : *JHEP* 09 (2007), p. 126. DOI : [10.1088/1126-6708/2007/09/126](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126). arXiv : [0707.3088](https://arxiv.org/abs/0707.3088) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [153] E. RE. « Single-top Wt-channel production matched with parton showers using the POWHEG method ». In : *Eur. Phys. J. C* 71 (2011), p. 1547. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1547-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1547-z). arXiv : [1009.2450](https://arxiv.org/abs/1009.2450) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [154] S. ALIOLI, P. NASON, C. OLEARI et al. « NLO single-top production matched with shower in POWHEG : s- and t-channel contributions ». In : *JHEP* 09 (2009), p. 111. DOI : [10.1088/1126-6708/2009/09/111](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/09/111). arXiv : [0907.4076](https://arxiv.org/abs/0907.4076) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [155] Rikkert FREDERIX, Emanuele RE et Paolo TORRIELLI. « Single-top t-channel hadroproduction in the four-flavour scheme with POWHEG and aMC@NLO ». In : *JHEP* 09 (2012), p. 130. DOI : [10.1007/JHEP09\(2012\)130](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2012)130). arXiv : [1207.5391](https://arxiv.org/abs/1207.5391) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [156] Richard D. BALL et al. « Parton distributions with LHC data ». In : *Nucl. Phys. B* 867 (2013), p. 244. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003). arXiv : [1207.1303](https://arxiv.org/abs/1207.1303) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [157] ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*. ATL-PHYS-PUB-2014-021. 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1966419> (cf. p. 116).
- [158] J. PUMPLIN, D. R. STUMP, J. HUSTON et al. « New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis ». In : *JHEP* 07 (2002), p. 012. DOI : [10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012). arXiv : [hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195) (cf. p. 116).
- [159] P. M. NADOLSKY et al. « Implications of CTEQ global analysis for collider observables ». In : *Phys. Rev. D* 78 (2008), p. 013004. DOI : [10.1103/PhysRevD.78.013004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.013004). arXiv : [0802.0007](https://arxiv.org/abs/0802.0007) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [160] Michael H. SEYMOUR et Andrzej SIODMOK. « Constraining MPI models using σ_{eff} and recent Tevatron and LHC Underlying Event data ». In : *JHEP* 10 (2013), p. 113. DOI : [10.1007/JHEP10\(2013\)113](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2013)113). arXiv : [1307.5015](https://arxiv.org/abs/1307.5015) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [161] P. SKANDS. « Tuning Monte Carlo generators : The Perugia tunes ». In : *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 074018. DOI : [10.1103/PhysRevD.82.074018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074018). arXiv : [1005.3457](https://arxiv.org/abs/1005.3457) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [162] J. ALWALL et al. « The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations ». In : *JHEP* 07 (2014), p. 079. DOI : [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079). arXiv : [1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [hep-ph] (cf. p. 116, 164).
- [163] T. SJÖSTRAND et al. « High-energy-physics event generation with Pythia 6.1 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 135 (2001), p. 238. DOI : [10.1016/S0010-4655\(00\)00236-8](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00236-8). arXiv : [hep-ph/0010017](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0010017) (cf. p. 116).
- [164] Torbjorn SJÖSTRAND, Stephen MRENNA et Peter Z. SKANDS. « A brief introduction to PYTHIA 8.1 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), p. 852–867. DOI : [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). arXiv : [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph] (cf. p. 116, 164).
- [165] M. BAHR et al. « Herwig++ physics and manual ». In : *Eur. Phys. J. C* 58 (2008), p. 639. DOI : [10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9). arXiv : [0803.0883](https://arxiv.org/abs/0803.0883) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [166] T. GLEISBERG et al. « Event generation with SHERPA 1.1 ». In : *JHEP* 02 (2009), p. 007. DOI : [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007). arXiv : [0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [167] Fabio CASCIOLI, Philipp MAIERHOFER et Stefano POZZORINI. « Scattering Amplitudes with Open Loops ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), p. 111601. DOI : [10.1103/PhysRevLett.108.111601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.111601). arXiv : [1111.5206](https://arxiv.org/abs/1111.5206) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [168] Tanju GLEISBERG et Stefan HOECHE. « Comix, a new matrix element generator ». In : *JHEP* 12 (2008), p. 039. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/12/039](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039). arXiv : [0808.3674](https://arxiv.org/abs/0808.3674) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [169] Steffen SCHUMANN et Frank KRAUSS. « A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation ». In : *JHEP* 03 (2008), p. 038. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/03/038](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/03/038). arXiv : [0709.1027](https://arxiv.org/abs/0709.1027) [hep-ph] (cf. p. 116).
- [170] Stefan HOECHE, Frank KRAUSS, Marek SCHONHERR et al. « QCD matrix elements + parton showers : The NLO case ». In : *JHEP* 04 (2013), p. 027. DOI : [10.1007/JHEP04\(2013\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)027). arXiv : [1207.5030](https://arxiv.org/abs/1207.5030) [hep-ph] (cf. p. 116).

- [171] D. J. LANGE. « The EvtGen particle decay simulation package ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 462 (2001), p. 152. DOI : [10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4) (cf. p. 116).
- [172] Piotr GOLONKA et Zbigniew WAS. « PHOTOS Monte Carlo : a precision tool for QED corrections in Z and W decays ». In : *Eur. Phys. J. C* 45 (2006), p. 97–107. DOI : [10.1140/epjc/s2005-02396-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s2005-02396-4). arXiv : [hep-ph/0506026](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0506026) (cf. p. 116).
- [173] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 052005. DOI : [10.1103/PhysRevD.83.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.052005). arXiv : [1012.4389](https://arxiv.org/abs/1012.4389) [[hep-ex](#)] (cf. p. 117).
- [174] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ. « The Catchment Area of Jets ». In : *JHEP* 04 (2008), p. 005. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/005](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/005). arXiv : [0802.1188](https://arxiv.org/abs/0802.1188) [[hep-ph](#)] (cf. p. 117).
- [175] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ. « FastJet User Manual ». In : *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 1896. DOI : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). arXiv : [1111.6097](https://arxiv.org/abs/1111.6097) [[hep-ph](#)] (cf. p. 119).
- [176] ATLAS COLLABORATION. *Search for pair production of gluinos decaying via top or bottom squarks in events with b-jets and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector.* ATLAS-CONF-2016-052. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2206134> (cf. p. 120).
- [177] ATLAS COLLABORATION. *Search for new phenomena in a lepton plus high jet multiplicity final state with the ATLAS experiment using $\sqrt{s} = 13$ TeV proton–proton collision data.* ATLAS-CONF-2016-094. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2211457> (cf. p. 120).
- [178] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 71 (2011), p. 1577. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1577-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1577-6). arXiv : [1012.1792](https://arxiv.org/abs/1012.1792) [[hep-ex](#)] (cf. p. 124).
- [179] Johannes ERDMANN, Stefan GUINDON, Kevin KROENINGER et al. « A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFFitter framework ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 748 (2014), p. 18–25. DOI : [10.1016/j.nima.2014.02.029](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.02.029). arXiv : [1312.5595](https://arxiv.org/abs/1312.5595) [[hep-ex](#)] (cf. p. 136).
- [180] ATLAS COLLABORATION. « Search for the standard model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into a $b\bar{b}$ pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 97.7 (2018), p. 072016. DOI : [10.1103/PhysRevD.97.072016](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.072016). arXiv : [1712.08895](https://arxiv.org/abs/1712.08895) [[hep-ex](#)] (cf. p. 155).
- [181] ATLAS COLLABORATION. « Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with 36 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 98 (2018), p. 052005. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.052005). arXiv : [1802.04146](https://arxiv.org/abs/1802.04146) [[hep-ex](#)] (cf. p. 155).
- [182] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the Higgs boson coupling properties in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 03 (2018), p. 095. DOI : [10.1007/JHEP03\(2018\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)095). arXiv : [1712.02304](https://arxiv.org/abs/1712.02304) [[hep-ex](#)] (cf. p. 155).
- [183] CMS COLLABORATION. « Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying τ leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *JHEP* 08 (2018), p. 066. DOI : [10.1007/JHEP08\(2018\)066](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)066). arXiv : [1803.05485](https://arxiv.org/abs/1803.05485) [[hep-ex](#)] (cf. p. 159).
- [184] ATLAS COLLABORATION. « Evidence for the associated production of the Higgs boson and a top quark pair with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 97.7 (2018), p. 072003. DOI : [10.1103/PhysRevD.97.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.072003). arXiv : [1712.08891](https://arxiv.org/abs/1712.08891) [[hep-ex](#)] (cf. p. 159, 174).
- [185] S. L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI. « Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry ». In : *Phys. Rev. D* 2 (1970), p. 1285–1292. DOI : [10.1103/PhysRevD.2.1285](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.2.1285) (cf. p. 161).
- [186] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA. « Top flavor-changing neutral interactions : Theoretical expectations and experimental detection ». In : *Acta Phys. Polon.* B35 (2004), p. 2695–2710. arXiv : [hep-ph/0409342](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409342) [[hep-ph](#)] (cf. p. 161).
- [187] Sheldon L. GLASHOW et Steven WEINBERG. « Natural conservation laws for neutral currents ». In : *Phys. Rev. D* 15 (7 1977), p. 1958–1965. DOI : [10.1103/PhysRevD.15.1958](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.1958). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.15.1958> (cf. p. 161).
- [188] F. del AGUILA et J. CORTÈS. « A new model of weak CP violation ». In : *Physics Letters B* 156.3 (1985), p. 243–249. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91517-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91517-5). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385915175> (cf. p. 161).

- [189] T. P. CHENG et Marc SHER. « Mass-matrix ansatz and flavor nonconservation in models with multiple Higgs doublets ». In : *Phys. Rev. D* 35 (11 1987), p. 3484–3491. DOI : [10.1103/PhysRevD.35.3484](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.35.3484). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.35.3484> (cf. p. 161).
- [190] K. AGASHE et al. « Working Group Report : Top Quark ». In : *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*. 2013. arXiv : [1311.2028 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1311.2028). URL : <https://inspirehep.net/record/1263763/files/arXiv:1311.2028.pdf> (cf. p. 161).
- [191] ATLAS COLLABORATION. « Search for flavour-changing neutral current top quark decays $t \rightarrow Hq$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 12 (2015), p. 061. DOI : [10.1007/JHEP12\(2015\)061](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2015)061). arXiv : [1509.06047 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1509.06047) (cf. p. 161–163).
- [192] ATLAS COLLABORATION. « Search for top quark decays $t \rightarrow qH$ with $H \rightarrow \gamma\gamma$ using the ATLAS detector ». In : *JHEP* 06 (2014), p. 008. DOI : [10.1007/JHEP06\(2014\)008](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2014)008). arXiv : [1403.6293 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1403.6293) (cf. p. 161, 162).
- [193] CMS COLLABORATION. « Searches for heavy Higgs bosons in two-Higgs-doublet models and for $t\beta ch$ decay using multilepton and diphoton final states in pp collisions at 8 TeV ». In : *Phys. Rev. D* 90 (2014), p. 112013. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.112013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.112013). arXiv : [1410.2751 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1410.2751) (cf. p. 161, 162).
- [194] CMS COLLABORATION. « Search for anomalous production of events with three or more leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». In : *Phys. Rev. D* 90 (2014), p. 032006. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.032006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.032006). arXiv : [1404.5801 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1404.5801) (cf. p. 161, 162).
- [195] ATLAS COLLABORATION. « Search for top quark decays $t \rightarrow qH$, with $H \rightarrow \gamma\gamma$, in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector ». In : *JHEP* 10 (2017), p. 129. DOI : [10.1007/JHEP10\(2017\)129](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2017)129). arXiv : [1707.01404 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1707.01404) (cf. p. 161, 163, 189).
- [196] CMS COLLABORATION. « Search for the flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson which decays into a pair of b quarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *JHEP* 06 (2018), p. 102. DOI : [10.1007/JHEP06\(2018\)102](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)102). arXiv : [1712.02399 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1712.02399) (cf. p. 161, 163).
- [197] CMS COLLABORATION. « Search for top quark decays via Higgs-boson-mediated flavor-changing neutral currents in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». In : *JHEP* 02 (2017), p. 079. DOI : [10.1007/JHEP02\(2017\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2017)079). arXiv : [1610.04857 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1610.04857) (cf. p. 161–163).
- [198] LHC Top Physics Working GROUP. *Summary FCNC Plots combining ATLAS and CMS, 2017*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWG> (cf. p. 164).
- [199] Pierre ARTOISENET, Rikkert FREDERIX, Olivier MATTELAER et al. « Automatic spin-entangled decays of heavy resonances in Monte Carlo simulations ». In : *JHEP* 03 (2013), p. 015. DOI : [10.1007/JHEP03\(2013\)015](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2013)015). arXiv : [1212.3460 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1212.3460) (cf. p. 164).
- [200] Michal CZAKON et Alexander MITOV. « Top++ : A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders ». In : *Comput. Phys. Commun.* 185 (2014), p. 2930. DOI : [10.1016/j.cpc.2014.06.021](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.06.021). arXiv : [1112.5675 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1112.5675) (cf. p. 164).
- [201] Michał CZAKON, Paul FIEDLER et Alexander MITOV. « Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$ ». In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), p. 252004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.110.252004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252004). arXiv : [1303.6254 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1303.6254) (cf. p. 164).
- [202] A L READ. « Presentation of search results : the CL_s technique ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 28.10 (2002), p. 2693. URL : <http://stacks.iop.org/0954-3899/28/i=10/a=313> (cf. p. 180).

Abstract - Probing the Higgs coupling to the top quark in two same sign leptons final states with the ATLAS detector at the LHC

The Large Hadron Collider (LHC) at CERN (European Organization for Nuclear Research) enables physics exploration at subatomic level. After shutting down for planned maintenance in early 2013, the LHC restarted in June 2015, increasing luminosity and centre of mass energy from 8 to 13 TeV.

The first part of this document is dedicated to the electron reconstruction efficiency measurement with the ATLAS detector using 27.7 fb^{-1} of data collected in 2016. In the intense hadronic environment, leptons are markers of interest for many processes. Precise measurements of their reconstruction efficiency are then crucial. Measurement method and background estimates are detailed for electrons, and results are computed in both data and Monte Carlo simulation samples. Electron reconstruction efficiency varies from 97% to 99%. The measurement accuracy is at the percent and per mille level at low energy and $E_{\tau} > 20 \text{ GeV}$, respectively. Those results have been used in all ATLAS physics analyses involving electrons.

The second part of this manuscript focuses on the Higgs boson coupling y_t to the top quark. The analysis aims at a direct measurement of the coupling y_t from the associated production of the Higgs boson with a top quark-antiquark pair ($t\bar{t}H$). Seven multileptonic channels, mainly targetting Higgs boson decays $H \rightarrow WW^*$ and $H \rightarrow \tau\tau$, have been studied using 36.1 fb^{-1} of proton-proton collision data collected in 2015 and 2016. This document focuses on the most sensitive one for the measurement, characterized by a final state with two same-charge leptons. Background discrimination is based on machine learning with multivariate analysis (MVA) techniques. The optimisation strategy is described and results detailed for the $2\ell SS$ channel. Combining all $t\bar{t}H$ studied decay channels, the ATLAS and CMS experiments independently claimed an evidence, and then observation for the $t\bar{t}H$ process.

The same methodology has been used in the search for flavour changing neutral currents in top-quark decays, forbidden at tree level. The $2\ell SS$ and 3ℓ channels are optimized and their results are combined. The current best upper limits on the branching ratios $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ and $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ have been set to 0.16% and 0.19%, respectively.

Résumé - Étude du couplage du boson de Higgs au quark top dans les canaux avec deux leptons de même signe avec l'expérience ATLAS au LHC

Le Grand Collisionneur de Hadrons (*Large Hadron Collider*, LHC), au CERN (European Organisation for Nuclear Research), permet de sonder la matière à l'échelle subatomique. Après deux ans d'arrêt pour raison de maintenance et mises à jour, le LHC a redémarré en juin 2015 avec une augmentation de luminosité et d'énergie dans le centre de masse de 8 à 13 TeV.

La première partie de ce document traite de la mesure de l'efficacité de reconstruction des électrons dans le détecteur ATLAS avec 27.7 fb^{-1} de données collectées en 2016. L'environnement hadronique des collisions voit les leptons être des marqueurs caractéristiques d'évènements d'intérêt. La mesure de leur efficacité de reconstruction est par conséquent cruciale. Méthode de mesure et d'estimation des bruits de fond sont présentées pour les électrons et les efficacités sont calculées dans les données et simulations. Les électrons sont reconstruits avec une efficacité variant de 97% à 99%. La précision de la mesure est de l'ordre du pourcent à bas E_T et du pour mille pour $E_T > 20 \text{ GeV}$. Les résultats ont été utilisés par l'ensemble des analyses de l'expérience ATLAS utilisant des électrons.

La seconde partie est consacrée à l'étude du couplage y_t entre le boson de Higgs et le quark top. L'étude présentée dans ce document cible une mesure directe du couplage y_t grâce au mode de production du boson de Higgs en association avec une paire de quark top ($t\bar{t}H$). Sept canaux multileptoniques, visant principalement les décroissances du boson de Higgs $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow \tau\tau$, ont été étudiés avec les 36.1 fb^{-1} de données collectées par l'expérience ATLAS au cours des années 2015 et 2016. Ce document décrit l'étude du canal le plus sensible au couplage, comptant deux leptons de même charge électrique dans l'état final. La discrimination du bruit de fond repose sur des analyses multivariées et l'apprentissage de la machine. La stratégie d'optimisation est présentée et les résultats détaillés pour le canal $2\ell SS$. La combinaison de tous les canaux associés à la production $t\bar{t}H$ a rendu possible la mise en évidence, puis l'observation de ce processus par les expériences ATLAS et CMS.

L'analyse multileptonique pour la recherche de production $t\bar{t}H$ a été adaptée à la recherche de changement de saveur du quark top avec émission de courant neutre, interdit à l'ordre de l'arbre. Les canaux $2\ell SS$ et 3ℓ sont étudiés et leurs résultats combinés. Les limites supérieures posées sur les rapports d'embranchement des processus $\mathcal{B}(t \rightarrow Hu)$ et $\mathcal{B}(t \rightarrow Hc)$ sont de 0.19% et 0.16%, respectivement, et les plus basses à l'heure de leur obtention.