

Recherche de quarks vectoriels produits par
l'échange de gluons lourds dans le cadre de modèles
de Higgs composite avec le détecteur ATLAS

par

Frédéric Dallaire

thèse présentée au département de physique
en vue de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

FACULTÉ DES ARTS ET SCIENCES
UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Montréal, Québec, Canada, 30 avril 2017

Le 25 septembre 2017,

le jury a accepté la thèse de Monsieur Frédérick Dallaire dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Viktor Zacek
Président-rapporteur
Département de physique

Professeur Georges Azuelos
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Jean-François Arguin
Membre interne
Département de physique

Professeur Gilles Couture
Examineur externe
Département des Sciences de la Terre et de l'Atmosphère
Université du Québec à Montréal

Professeur Pierre Chaurand
Représentant du doyen de la FES
Département de chimie

*I will spue thee out
of my mouth, out of my Eden,
into a world of gravity gone mad,*

Résumé

Longtemps la pièce manquante du Modèle Standard (MS), le boson de Higgs a finalement été observé par l'expérience ATLAS en 2012. Malgré cette découverte, on a de bonnes raisons théoriques de penser que le MS n'est qu'une théorie effective à basse énergie, et un des objectifs principaux de l'expérience ATLAS reste de comprendre l'origine de la brisure de symétrie électrofaible. Parmi les extensions possibles au MS, les modèles de Higgs composite (CHM) apportent certaines réponses aux problèmes laissés ouverts par le MS, comme le problème de hiérarchie. Les CHM prévoient également l'existence de nouvelles particules dont les quarks vectoriels (VLQs). Les VLQs constituent une des extensions phénoménologiques les plus simples au contenu du MS et sont donc activement recherchés au LHC.

Les défis techniques et logistiques nécessaires pour une telle découverte font du détecteur ATLAS un des appareils les plus sophistiqués au monde. Le détecteur est également conçu pour sonder la physique au-delà du MS et tester les différents modèles théoriques.

Cette thèse présente les résultats obtenus dans la recherche de VLQs B_H de charge $-1/3$, en production simple, via l'échange d'un gluon lourd G^* . L'analyse, basée sur une version simplifiée d'un CHM minimal, se concentre sur le processus $pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b} / \bar{B}_H b \rightarrow H b \bar{b} \rightarrow b \bar{b} b \bar{b}$. Les données analysées correspondent à 19.5 fb^{-1} de collisions pp effectuées à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Aucun excès d'événements n'est observé par rapport aux prédictions du MS. Des limites supérieures sur la section efficace et le rapport d'embranchement complet sont imposées. Pour un modèle de référence, une limite inférieure de 2.0 TeV sur la masse du gluon lourd est obtenue dans le cas où $m_{G^*} = 2m_{B_H}$.

Une analyse supplémentaire sur la recherche de nouvelles résonances se désintégrant en boson de jauge W ou Z et un boson de Higgs pour les états finaux $\nu\nu/\ell\nu/\ell\ell + b\bar{b}$ est résumée en annexe. Cette recherche a été réalisée dans le contexte de modèles discutés dans cette thèse.

Mots clés : LHC, ATLAS, Higgs composite, problème de hiérarchie, quarks vectoriels, VLQ, gluon lourd, production simple, 8 TeV

Abstract

Being the missing piece of the Standard Model (SM) for decades, the Higgs boson was finally observed by the ATLAS experiment in 2012. Despite this discovery, it is justified to think that the SM is an effective theory at low energy scale, and one of the physics goal of the ATLAS experiment is to understand the origin of the electroweak symmetry breaking which the SM fails to explain. The technical and logistic challenges necessary for such a discovery makes the ATLAS detector one of the most sophisticated apparatus in the world. As a multipurpose detector, the ATLAS detector is built to investigate physics Beyond the SM and discover new particles. Composite Higgs models (CHM) are extensions to the SM that shed light on some problems left open, such as the mass hierarchy problem. Composite Higgs models also predict the existence of new particles such as vector-like quarks (VLQs). As one the simplest extension to the SM particle content VLQs are actively search for at the LHC.

This thesis presents the results obtained in the search for the single production of VLQs B_H of charge $-1/3$ through the exchange of a heavy gluon G^* . Based on a simplified minimal CHM, the search is performed for the process $pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b} / \bar{B}_H b \rightarrow H b \bar{b} \rightarrow b \bar{b} b \bar{b}$. The dataset corresponds to 19.5 fb^{-1} of pp collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. No significant excess of events with respect to SM predictions is observed. Therefore upper limits on the cross section times branching ratio are set. Using a specific benchmark model, a lower limit of 2.0 TeV on the G^* mass is obtained when $m_{G^*} = 2m_{B_H}$.

Keywords : LHC, ATLAS, composite Higgs, mass hierarchy problem, vector-like quarks, VLQ, heavy gluon, single production, 8 TeV

Remerciements

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche, Georges Azuelos, de m'avoir fait confiance et d'avoir cru en mes capacités. Tes connaissances et ta passion pour la physique ont fait de moi un meilleur physicien. Grâce à tes encouragements, j'ai su sortir de ma zone de confort en donnant des présentations dans plusieurs conférences. Je me considère privilégié d'avoir fait partie de tes étudiants, merci pour tout!

Parmi toutes les personnes que j'ai cotoyées durant ces cinq années, j'aimerais exprimer ma reconnaissance envers quatre d'entre elles qui ont joué un rôle important dans mon cheminement. Merci à Merlin Davies d'avoir pris de ton temps pour m'apprendre les différents rouages nécessaires pour analyser les D3PDs et à utiliser le GRID (même si ton 'e' marchait pas dans *pbook*). Merci à Viviana Cavaliere, avec qui j'ai eu la chance de collaborer sur deux analyses, pour l'aide précieuse apportée à mes débuts. J'ai bénéficié des apprentissages d'une physicienne très compétente pour apprendre les diverses étapes d'une analyse et ensuite prendre en charge mon propre projet. Merci à Reyhaneh Rezvani pour ton support et tes compétences lors de l'analyse VLQ. Je pense qu'on formait un bon duo, thanks for the laughs! Merci également à Kazuya Mochizuki pour ton aide précieuse en fin de parcours sur le projet de *b-tagging*.

Durant toutes ces années passées à l'Université de Montréal, j'ai rencontré plusieurs étudiants et collègues qui ont à leur façon rendu la vie aux cycles supérieurs intéressante. En ordre alphabétique, pour pas faire de chicane, merci à Alex, Andrea, Arthur, Benjamin, Costa, Hubert, Jérôme, Léa, Louis-Guillaume, Merlin, Nedaa, Olivia, Thomas. Merci les ami(e)s!

Le doctorat, c'est l'aboutissement de plusieurs années d'études au cours desquelles on fait des rencontres plus significatives que d'autres. Merci à Francis de m'avoir aidé, probablement sans le savoir, à devenir un étudiant plus sérieux et méticuleux. Merci aussi à John Idárraga d'avoir fait de moi une personne compétente en programmation.

Je tiens à remercier amoureusement Marie-Claude de partager ma vie depuis bientôt cinq ans. Je suis choyé d'avoir rencontré une personne avec qui je peux absolument tout partager, sans crainte et surtout sans filtre. La vie est d'autant plus agréable accompagné de la bonne personne à ses côtés. Merci de m'avoir épaulé à travers les hauts et les bas d'un doctorat. Merci d'être comme tu es, je t'aime!

Finalement, je remercie mes parents de toujours m'avoir encouragé à poursuivre mes rêves. Merci de m'avoir laissé choisir ma propre voie et de toujours m'avoir soutenu dans mes décisions. La personne que je suis aujourd'hui, c'est en grande partie grâce à vous. Je vous aime!

Contributions personnelles

La première analyse à laquelle j'ai participé était une recherche d'une résonance dijet produite en association avec un boson W ou Z se désintégrant en leptons. Cette analyse m'a permis de me familiariser avec les différents aspects d'une recherche dans le contexte de l'expérience ATLAS. J'avais pour mandat de générer et de valider les échantillons Monte Carlo (MC), ainsi que des études de sensibilité au signal. J'ai également participé en partie à l'analyse du canal $Z \rightarrow \ell\ell$. Les résultats de cette analyse ont été publiés sous la forme d'une note de conférence [1].

Puis, j'ai été impliqué dans une analyse similaire, soit la recherche de nouvelles résonances se désintégrant en boson de jauge W ou Z et un boson de Higgs pour les états finaux $\nu\nu/\ell\nu/\ell\ell + b\bar{b}$. Cette analyse reprenait des éléments de l'analyse précédente et interprétait les résultats dans le contexte du modèle Minimal Walking Technicolor (MWT) et de modèles de Heavy Vector Triplets (HVT). Encore une fois, j'étais en charge de la génération et de la validation de tous les échantillons de signal pour les différents modèles. J'ai également participé à l'analyse du canal $Z \rightarrow \ell\ell$, en plus d'évaluer les incertitudes théoriques sur les échantillons de signal. Les résultats pour le modèle MWT étaient présentés en fonction des paramètres m_A et \tilde{g} , alors que les échantillons de signal étaient produits pour plusieurs valeurs de m_A mais seulement pour $\tilde{g} = 2$. J'ai dû montrer que les distributions cinétiques des leptons et des jets n'étaient pas affectées par le changement du paramètre \tilde{g} , seules les sections efficaces présentaient des variations.

J'ai également fait les figures de contours d'exclusion dans l'espace des paramètres HVT pour le canal ZH , WH et le canal combiné VH . Les résultats ont été publiés dans le European Physical Journal [2]. Ayant joué un rôle plus important que l'analyse précédente, cette analyse est résumée à l'annexe [A](#).

Suite à cette analyse, j'ai aidé d'autres groupes d'analyse à produire les contours d'exclusion HVT en produisant un gabarit pouvant être utilisé pour différents états finaux.

J'ai brièvement contribué à une étude sur les *boosted leptonic Z*. Étant donné les hautes énergies en jeu au LHC, il est devenu commun d'utiliser des jets avec un grand paramètre de rayon lorsque les produits d'une désintégration sont collimés. Ceci permet de sélectionner des événements autrement rejetés par des contraintes d'isolation. J'avais entre autre démontré qu'une technique similaire pourrait être utilisée pour le processus $Z \rightarrow ee$ lorsque l'impulsion transverse du boson Z est très grande.

J'ai ensuite participé à toutes les étapes de la recherche d'un *vector-like quarks* (VLQ) de charge $-1/3$ en production simple via l'échange d'un gluon lourd. Puisque nous n'étions que trois personnes responsables de l'analyse, j'ai dû contribuer directement à chacune des étapes de l'analyse. Bien que ce soit plutôt inhabituel au sein de la collaboration, cette expérience a été extrêmement formatrice. J'ai donc généré et validé tous les échantillons de signal, participé à la définition des régions de signal et de la sélection des événements. Nous étions deux personnes à travailler en parallèle sur l'estimation des différents bruits de fond, la validation de la méthode utilisée pour modéliser le bruit de fond multijet et l'évaluation des incertitudes systématiques sur les bruits de fond. J'ai également produit les incertitudes systématiques sur les échantillons de signal et évalué les limites sur la force de signal pour les deux topologies ainsi que leur combinaison. Les étapes et les résultats de cette analyse sont présentés respectivement aux chapitres 4 et 5 et ont été publiés dans le journal *Physics Letters B* [3].

Après l'analyse VLQ, j'ai travaillé sur un projet visant à améliorer l'efficacité d'identification des jets- b dans le contexte des événements multijets. L'objectif était d'étudier les jets initiés par un parton léger, mais identifiés comme des jets- b suite à la conversion $g \rightarrow b\bar{b}$ lors de la cascade partonique. Les fruits de cette analyse sont présentés au chapitre 6 en guise d'ouverture.

Outre les analyses de résultats, j'ai également été appelé à participer à diverses activités de communication scientifique tout au long de mon parcours. J'ai entre autres présenté les trois analyses citées précédemment sous forme de présentation orale dans

les éditions 2013, 2014 et 2015 du Congrès de l'ACP. J'ai aussi présenté les résultats de l'analyse VLQ sous forme d'affiche lors de l'édition 2016 du Congrès de l'ACP. J'ai également présenté les résultats de diverses analyses portant sur la recherche de résonances lourdes lors de la conférence internationale Lake Louise Winter Institute 2015, au nom de la collaboration ATLAS. Dans un cadre visant davantage la vulgarisation de la physique des particules, j'ai participé aux trois éditions de la Journée d'Initiation en Physique des Particules à l'Université de Montréal (JIPPUM). Cette journée, destinée aux étudiants de niveau collégial, offre l'occasion de se familiariser avec la physique des particules par le biais de présentations et d'activités d'analyse.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vi
Contributions personnelles	viii
Table des matières	xi
Liste des figures	xiv
Liste des tableaux	xviii
Acronymes	xx
Introduction	1
1 Modèle Standard	3
1.1 Particules élémentaires	4
1.2 Interactions	7

1.3	Mécanisme de Higgs	14
1.4	Au-delà du MS	17
2	Le détecteur ATLAS au LHC	21
2.1	Le Grand collisionneur de hadrons	21
2.2	Aperçu du détecteur ATLAS	24
2.3	Système d'aimants	26
2.4	Détecteur interne	28
2.5	Calorimètres	32
2.6	Spectromètre à muons	37
2.7	Système de déclenchement et acquisition de données	41
2.8	Identification des particules	44
3	Au-delà du MS et modèles composites	51
3.1	Les quarks vectoriels	52
3.2	VLQs dans les modèles BSM	57
3.3	Recherche de VLQs au LHC	64
4	Recherche de VLQs et de gluons lourds	67
4.1	Modèle théorique	67
4.2	Échantillons de données et MC	70
4.3	Définition et reconstruction des objets	74
4.4	Sélection des événements	77
4.5	Modélisation des événements multijets	83

4.6	Incertitudes systématiques	85
5	Résultats	92
5.1	Limites et contamination	92
6	Perspectives futures et améliorations	105
6.1	Efficacité du <i>b-tagging</i>	106
6.2	Événements reconstruits	110
6.3	Efficacité vs p_T	112
6.4	Redéfinition de l'apprentissage	114
	Conclusion	118
A	Recherche de résonances W/ZH	120
A.1	Modèles théoriques	120
A.2	Données et simulations	122
A.3	Définition et reconstruction des objets	125
A.4	Sélection des événements	126
A.5	Estimation du bruit de fond	129
A.6	Incertitudes systématiques	131
A.7	Résultats et limites	133
B	Pondération	140
	Références	147

Liste des figures

1.1	Particules élémentaires du Modèle Standard	6
1.2	Vertex fondamental de la QED	8
1.3	Vertex fondamentaux de la QCD	10
1.4	Vertex fondamentaux électrofaibles	13
1.5	Vertex fondamentaux électrofaibles bosons de jauge	14
2.1	Luminosité intégrée et instantanée	24
2.2	Détecteur ATLAS	25
2.3	Système magnétique	26
2.4	Toroïde central	28
2.5	Détecteur interne	29
2.6	Schéma d'une cathode du TRT	31
2.7	Calorimètre	33
2.8	Granularité dans le baril du calorimètre électromagnétique	34
2.9	Calorimètre hadronique à tuile	34
2.10	Disposition des calorimètres dans la région avant	35
2.11	Calorimètres de type FCal	36

2.12	Calorimètre hadronique à tuile	37
2.13	Chambres MDT	38
2.14	Ionisation à l'intérieur d'un tube à dérive	38
2.15	Système CSC	39
2.16	Triplet et doublet du système TGC	40
2.17	Fonctionnement du système de déclenchement L1	42
2.18	Représentation du fonctionnement du détecteur ATLAS	44
3.1	Différence de masse permises entre les quarks lourds	55
3.2	Rapports d'embranchement des VLQs	56
3.3	Diagramme de Feynman avec boucles de quarks lourds et FCNC	57
3.4	Diagrammes à une boucle des corrections divergentes à la masse du boson de Higgs	58
3.5	Cercle de dégénérescence	62
3.6	Contraintes sur les mesures de précision électrofaibles	64
3.7	Limites inférieures sur la masse des quarks B et T	66
4.1	Diagramme de Feynman du processus de signal	70
4.2	Séparation angulaire $\Delta R(b, b)$ vs l'impulsion transverse du H_{truth}	75
4.3	Procédure de nettoyage des jets $R = 1.0$	76
4.4	Efficacités combinées des six déclencheurs	79
4.5	Efficacité de reconstruction du candidat H pour le scénario fusionné	80
4.6	Rapports d'efficacités ϵ_L/ϵ_{NL}	81
4.7	Efficacité de reconstruction du candidat H pour le scénario séparé	82

5.1	Distributions de la masse reconstruite du candidat H	93
5.2	Limites combinées pour le cas $m_{B_H} = m_{G^*}/2$	104
5.3	Limites combinées pour le cas $m_{B_H} = m_{G^*} - 250$ GeV	104
6.1	Limite prévue par les auteurs du modèle	106
6.2	Contributions des différents états finaux au processus $pp \rightarrow q\bar{q}/gg/qg$	108
6.3	Corrélation entre p_T^B/p_T^j et l'impulsion transverse des jets pour des événements dijets	110
6.4	Corrélation entre p_T^B/p_T^j et l'impulsion transverse des jets pour des événements $Z' \rightarrow jj$	110
6.5	Efficacité et pureté pour les quatre points de fonctionnement	111
6.6	Efficacité d'identifier des jets étiquetés b comme jets- b en fonction de l'impulsion transverse des jets	113
6.7	Efficacité d'identification des jets- b tardifs en tant que jets- b par MV2c en fonction de l'impulsion transverse des jets	114
6.8	Discriminant de sortie du BDT	115
6.9	Facteur de rejet en fonction de l'efficacité	116
6.10	Taux de rejet en fonction de l'efficacité	117
A.1	Masses invariantes pour la région 1 b -tag	134
A.2	Masses invariantes pour la région 2 b -tag et la région de contrôle $t\bar{t}$	135
A.3	Limites supérieures sur $\sigma \times \text{BR}(R_1^\pm/V'^\pm \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ et $\sigma \times \text{BR}(R_1^0/V'^0 \rightarrow ZH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	137
A.4	Régions d'exclusion des paramètres du modèle MWT	137
A.5	Contours d'exclusion observés dans l'espace des paramètres HVT	138

A.6	Limites supérieures sur $\sigma \times \text{BR}(V' \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	139
A.7	Contours d'exclusion combinés dans l'espace des paramètres HVT	139
B.1	Distributions p_T du jet principal	142
B.2	Distributions ΔR entre le jet principal et le candidat H	143
B.3	Distributions de la masse du candidat H	143
B.4	Distributions p_T du candidat H	144
B.5	Distributions p_T du candidat B_H	144
B.6	Distributions p_T du candidat G^{*}	145
B.7	Coefficients p_T	146
B.8	Coefficients ΔR	146

Liste des tableaux

4.1	Paramètres utilisés pour la génération d'échantillons de signal VLQs .	73
4.2	Générateurs Monte Carlo	74
4.3	Déclencheurs pour les jets et les jets- b	78
4.4	Définitions des régions de signal	83
4.5	Schéma des régions de contrôle	84
4.6	Nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation	85
4.7	Incertitudes systématiques pour le scénario fusionné	88
4.8	Incertitudes systématiques pour le scénario séparé	88
4.9	Incertitudes systématiques pour les échantillons de signal dans le cas du scénario fusionné	90
4.10	Incertitudes systématiques pour les échantillons de signal dans le cas du scénario séparé	91
5.1	Contributions des bruits de fond et données observées pour les scénarios fusionné et séparé	94
5.2	Nombre d'événements et ratios f_X pour les échantillons de signal . . .	97
5.3	Limites attendues et observées avec et sans contamination pour le scénario fusionné	98

5.4	Limites attendues et observées avec et sans contamination pour le scénario séparé	99
5.5	Limites attendues et observées avec et sans contamination pour les résultats combinés	100
5.6	Limites en deux dimensions pour le scénario fusionné	101
5.7	Limites en deux dimensions pour le scénario séparé	102
5.8	Limites en deux dimensions pour les résultats combinés	103
6.1	Pourcentage d'événements avec la présence d'au moins un hadron B de $p_T > 5$ GeV	108
A.1	Échantillons de signal pour le modèle MWT	123
A.2	Échantillons de signal pour les modèles de HVT	124
A.3	Bruits de fond et données observées	134
B.1	Pondération des régions de contrôle avec les sélections RS1	141
B.2	Pondération des régions de contrôle avec les sélections RS2	141
B.3	Pondération des régions de contrôle avec les sélections RS3	141
B.4	Pondération des régions de contrôle avec les sélections RS4	142
B.5	Pondération des régions de contrôle avec les sélections RS5	142

Acronymes

ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
BDT	Boosted Decision Tree
BF	Bruit de fond
BNG	Boson de Nambu-Goldstone
BSM	Beyond the Standard Model
C/A	Cambridge-Aachen
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CHM	Composite Higgs Model
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CL	Confidence Level
CMS	Compact Muon Solenoid
CP	Charge-Parité
CSC	Cathode-Strip Chambers
CTP	Central Trigger Processor
DE	Dark Energy
DM	Dark Matter
DQ	Data Quality
EF	Event Filter
EM	Électromagnétique

EMB	Electromagnetic Barrel
EMEC	Electromagnetic End-Cap
ETC	Extended Technicolor
FCal	Forward Calorimeter
FCNC	Flavour Changing Neutral Current
Geant4	GEometry ANd Tracking (version 4)
GIM	Glashow-Iliopoulos-Maiani
GRL	Good Runs List
HEC	Hadronic End-Cap
HLT	High-Level Trigger
HVT	Heavy Vector Triplet
IP2D(3D)	Impact Parameter 2D(3D)
JER	Jet Energy Resolution
JES	Jet Energy Scale
JMR	Jet Mass Resolution
JMS	Jet Mass Scale
L1(2)	Level-1(2) trigger
L1Calo	Level-1 Calorimeter trigger
L1Muon	Level-1 Muon trigger
LEP	Large Electron-Positron collider
LH	Little Higgs
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LO	Leading order
MC	Monte Carlo
MCHM	Minimal Composite Higgs Model
MJ	Multijet
MV1	Multivariate version 1
MV2	Multivariate version 2

MDT	Monitored Drift Tubes
MS	Modèle Standard
MWT	Miniwal Walking Technicolor
NLO	Next-to-Leading Order
NNLO	Next-to-Next-to-Leading Order
pBNG	pseudo-BNG
PDF	Parton Distribution Function
PS	Proton Synchrotron
PSB	Proton Synchrotron Booster
QCD	Chromodynamique quantique
QED	Électrodynamique quantique
RC	Région de contrôle
RF	Radiofréquence
RoI	Regions of Interest
RPC	Resistive Plate Chambers
RS	Région de signal
RV	Région de validation
SCT	Semiconductor Tracker
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
SPS	Super Proton Synchrotron
SUSY	Supersymétrie
SV	Secondary Vertex
TC	Technicolor
TDAQ	Trigger and Data Acquisition
TGC	Thin Gap Chambers
TRT	Transition Radiation Tracker
v_{ev}	Vacuum Expectation Value
VLQ	Vector-Like Quark

Introduction

The Universe doesn't care what you believe. The wonderful thing about science is that it doesn't ask for your faith, it just asks for your eyes.

— xkcd

Le Modèle Standard (MS) décrit les interactions fondamentales — l'électromagnétisme et les interactions nucléaires faible et forte — entre les particules élémentaires. Au courant des dernières décennies, le MS a accumulé les succès, notamment en prédisant l'existence des quarks c et t , des bosons W et Z et des gluons avant leur découverte. La découverte du boson de Higgs par les expériences ATLAS et CMS [4, 5] au LHC représente une autre réussite du MS. Cette découverte est importante, car le boson de Higgs est une excitation quantique du champ de Higgs, essentiel au mécanisme de Higgs. Le mécanisme de Higgs se déclenche lors de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et permet d'expliquer la masse des bosons W et Z . Toutefois, le MS ne parvient pas à expliquer l'origine de la brisure de symétrie électrofaible.

Plusieurs indices, autant théoriques qu'expérimentaux, laissent croire que le MS est incomplet et donc une théorie effective. Du point de vue théorique, les problèmes de hiérarchie et d'ajustement fin, intimement reliés entre eux, en sont une des manifestations. Les nombreux paramètres libres du MS doivent être mesurés car leurs valeurs ne sont pas prédites par le MS. Plusieurs résultats expérimentaux récents présentent une insuffisance de la théorie : l'oscillation des neutrinos, l'existence de la matière sombre et de l'énergie sombre, l'asymétrie matière-antimatière n'en sont que quelques exemples.

Au fil des 40 dernières années, les théoriciens ont développé une grande quantité de modèles visant à résoudre un ou des problèmes du MS. La supersymétrie est une des extensions les plus connues du MS, puisqu'elle propose des solutions à divers problèmes du MS. La supersymétrie s'intéresse entre autres au problème de hiérarchie, ainsi qu'à la matière sombre, et propose l'existence de superpartenaires pour les particules du MS. Les modèles de Higgs composite présentent une alternative aux modèles supersymétriques et stipulent que le boson de Higgs n'est pas une particule élémentaire mais composite. Les modèles de Higgs composite prédisent entre autres l'existence de bosons W' et Z' , des répliques plus lourdes des bosons W et Z , et des quarks vectoriels (*vector-like quarks*) dont les masses seraient de l'ordre du TeV.

Puisque la collaboration ATLAS cherche à comprendre la dynamique de la brisure de symétrie électrofaible, elle est activement impliquée dans la recherche de physique au-delà du MS. La recherche de nouvelle physique passe autant par la mesure des couplages du boson de Higgs avec les particules du MS, ceux-ci étant modifiés si le boson de Higgs interagit avec de nouvelles particules, que par la recherche de particules supersymétriques, de quarks vectoriels ou de nouvelles résonances dibosons.

Le chapitre 1 présente un survol du MS et explique plus en détail certaines insuffisances de la théorie. Le chapitre 2 présente une description complète du détecteur ATLAS, comment les particules sont détectées et reconstruites. Comme cette thèse s'intéresse particulièrement aux modèles de Higgs composite et aux quark vectoriels, ils sont décrits au chapitre 3. Ensuite, le chapitre 4 expose la première recherche de production simple de quarks vectoriels par l'entremise d'un gluon lourd. Les résultats sont présentés au chapitre 5. Finalement, le chapitre 6 propose une amélioration dans la perspective de répéter l'analyse à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV.

L'annexe A contient également le résumé d'une recherche de nouvelles résonances se désintégrant en boson de jauge W ou Z et un boson de Higgs pour les états finaux $\nu\nu/\ell\nu/\ell\ell + b\bar{b}$.

Chapitre 1

Modèle Standard

The very concept of objective truth is fading out of this world. Lies will pass into history.

— George Orwell

Le présent chapitre propose un survol des composantes de base du MS, autant au niveau des interactions fondamentales entre particules élémentaires que du formalisme qui se cache derrière. Les informations présentées dans ce chapitre sont largement inspirées des références [6–9].

La théorie quantique des champs fournit le formalisme mathématique servant à décrire les interactions fondamentales du MS. Elle permet entre autre d’unir la mécanique quantique et la relativité restreinte sous un même cadre théorique. Puisque l’on considère des systèmes dynamiques, il devient nécessaire de décrire les interactions avec la notion de champ plutôt que de force. L’approche de la théorie des champs permet d’établir la non-instantanéité des interactions. Par contre, dans un cas statique comme l’électrostatique, il est tout à fait équivalent d’utiliser l’une ou l’autre des descriptions.

Un peu comme les quantités physiques sont représentées sous la forme d’opérateurs en mécanique quantique, les champs sont représentés par des opérateurs de champs. Cette quantification des champs est communément appelée la deuxième quantification. Dans la deuxième quantification, on s’intéresse au nombre de particules qu’il y

a dans chaque état, contrairement à la première quantification qui s'intéresse à quelle particule se trouve dans quel état. Puisque la dynamique des champs est locale, les résultats d'expériences simultanées et séparées spatialement sont indépendants.

Pour être effective, une théorie quantique des champs doit permettre le traitement des termes divergents apparaissant dans les corrections radiatives — une théorie complète ne devrait pas avoir de termes divergents. Une telle théorie est dite renormalisable et possède ainsi un pouvoir prédictif. Puisque les champs sont continus sur tout l'espace, le nombre d'états excités de certains systèmes peut devenir très grand. De tels systèmes peuvent en principe avoir une infinité de degrés de liberté, ce qui conduit généralement à des divergences. La condition de renormalisation n'est pas une condition intrinsèque aux théories des champs, mais plutôt un artefact propre aux théories du MS, notamment en raison du mécanisme de Higgs. La motivation physique pour imposer une telle condition s'explique par le fait qu'il existe généralement une certaine énergie Λ au-delà de laquelle une théorie n'est plus applicable. Autrement dit, pour autant que les énergies en jeu soient petites, $E \ll \Lambda$, les processus ayant lieu à l'échelle Λ n'ont aucun effet. Si les contributions d'ordre E/Λ ne peuvent être négligées, alors les interactions non-renormalisables doivent être incluses. Dans le cas du MS, une théorie non-renormalisable serait signe que des ingrédients fondamentaux supplémentaires sont nécessaires pour avoir une description adéquate de l'interaction.

1.1 Particules élémentaires

Les particules décrites par le MS sont considérées élémentaires, ou fondamentales, puisqu'aucune observation expérimentale ne suggère une sous-structure. Elles sont regroupées en trois classes bien distinctes : les fermions, les bosons de jauge et le boson de Higgs.

1.1.1 Fermions

Le MS compte 12 fermions, répondant au principe d'exclusion de Pauli en vertu de leur spin $1/2$, qui peuvent être distingués entre eux en fonction des nombres quan-

tiques qu'ils portent. Les nombres quantiques, parfois appelés charges, portés par une particule déterminent les interactions possibles pour celle-ci. Selon leur spin, leur direction de déplacement ainsi que leur transformation dans un groupe de Poincaré, les fermions possèdent une hélicité et une chiralité qui peuvent être gauche ou droite.

Les quarks sont les seuls fermions à porter une charge de couleur et donc subir l'interaction forte. Les quarks ne peuvent pas être observés individuellement en raison du phénomène de confinement de la couleur, qui sera plus approfondi dans la Section 1.2.2. Les quarks ne peuvent donc former que des états composites, neutres en couleur, appelés hadrons. Parmi les hadrons, les mésons sont formés d'un quark et d'un antiquark ($q\bar{q}$) et les baryons sont composés de trois quarks (qqq). Les quarks de type *up* (u, c, t) ont une charge électrique $2/3$, alors que les quarks de type *down* (d, s, b) ont une charge électrique $-1/3$. En plus de leur charge électrique, les quarks portent également un isospin faible, propre à l'interaction faible. Les quarks sont donc les seuls particules élémentaires à subir à la fois l'interaction électromagnétique, faible et forte.

Les fermions qui ne subissent pas l'interaction forte sont appelés leptons. Électriquement neutres, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible, rendant ainsi leur observation particulièrement difficile. L'électron (e), le muon (μ) et le tau (τ) sont les seuls leptons chargés, ils subissent donc l'interaction électromagnétique et faible.

Tout le contenu en particules élémentaires du MS est représenté sur la figure 1.1. Les fermions arrangés horizontalement portent une charge électrique identique, ce qui permet de les catégoriser verticalement en trois générations. Les 2^e et 3^e générations sont des versions plus massives et instables de la 1^{re} génération, qui elle, ne se désintègre pas. Cette dernière forme donc la base de la matière ordinaire, essentiellement constituée d'électrons en orbite autour de nucléons, eux-mêmes constitués de quarks u et d .

1.1.2 Bosons de jauge

Les interactions fondamentales du MS sont transmises par les bosons de jauge, caractérisés par leur spin 1. Les bosons de jauge proviennent de la symétrie de jauge

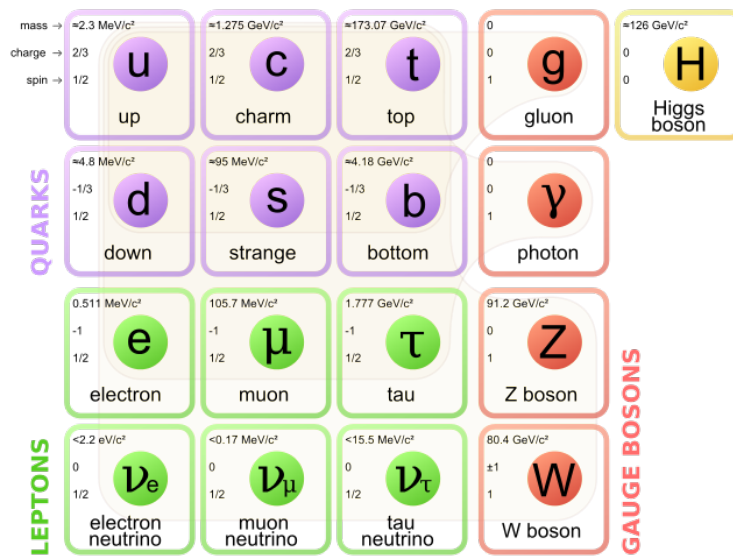


Fig. 1.1 – Particules élémentaires du Modèle Standard.

entre les trois groupes de base du MS

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

qui sera décrite plus en détail à la section 1.2. Le photon, de masse nulle, est l'unique transmetteur de l'électromagnétisme et interagit avec tous les fermions chargés ainsi que le boson W^\pm . Les bosons W^\pm et Z^0 sont les porteurs de l'interaction faible et se couplent à tous les fermions. Découverts au CERN par les expériences UA1 [10, 11] et UA2 [12, 13], ils ont respectivement une masse de 80.4 et 91.2 GeV. Finalement, puisqu'ils appartiennent à la représentation $SU(3)_c$, il y a 8 gluons de masse nulle qui transmettent l'interaction forte. Porteurs d'une charge de couleur et une d'anti-couleur, en plus d'interagir avec les quarks, les gluons interagissent entre eux et sont également sujets au confinement de la couleur.

1.1.3 Boson de Higgs

L'existence du boson de Higgs¹ a été postulée en 1964 afin d'expliquer la brisure de la symétrie électrofaible. Contrairement aux bosons de jauge, le boson de Higgs a un

¹L'existence d'un boson scalaire massif fut postulée indépendamment par les physiciens R. Brout et F. Englert [14], P. Higgs [15] et C. R. Hagen, G. Guralnik et T. Kibble [16]. Afin d'alléger le texte, l'appellation Higgs sera préférée à l'acronyme BEHHGK pour désigner le champ, le boson et le mécanisme associé.

spin 0. Pendant longtemps la pièce manquante du MS, il a finalement été découvert par les expériences ATLAS et CMS le 4 juillet 2012 [4, 5]. Cette découverte a permis de confirmer l'existence du champ de Higgs, le boson de Higgs étant une excitation de ce champ à l'instar des autres particules élémentaires.

1.2 Interactions

Les fondements du Modèle Standard (MS) reposent sur les théories de jauge, un type de théories des champs possédant une symétrie appelée invariance de jauge ou symétrie de jauge. Une théorie possède une invariance de jauge lorsque, sous l'effet de transformations de jauge du champ, les observables ou propriétés physiques mesurables demeurent inchangées. Les transformations de jauge forment un groupe de Lie, un groupe de symétries continues dont les opérations sont différentiables. Les groupes de Lie qui nous intéressent sont représentés par des matrices, la base d'un groupe étant défini par le nombre de matrices linéairement indépendantes appelées générateurs. Tout élément appartenant à un groupe peut être représenté par un produit des générateurs. Le nombre de générateurs d'un groupe correspond à la dimension de celui-ci.

Les groupes de Lie nécessaires pour décrire les interactions du MS sont le groupe unitaire $U(n)$ et le sous-groupe spécial unitaire $SU(n)$. Le groupe $U(n)$ est un groupe formé de matrices complexes unitaires d'ordre n . La condition d'unitarité $U^\dagger U = 1$ réduit la dimension du groupe à $d = n^2$. Le groupe $SU(n)$ est un sous-groupe de $U(n)$ avec comme condition supplémentaire $\det U = 1$, ce qui réduit le nombre de paramètres à $n^2 - 1$.

Le MS décrit les interactions dynamiques entre les particules élémentaires et trois forces fondamentales : l'électromagnétisme, les interactions faible et forte. Puisque le formalisme repose sur les théories de jauge, le concept de symétrie est prédominant dans la construction des modèles théoriques et forme la base du MS. Le lagrangien, et plus souvent la densité lagrangienne \mathcal{L} , est également un élément crucial pour représenter la dynamique des interactions entre les champs. En plus d'être invariant sous transformation de Lorentz, l'utilisation du lagrangien permet de retrouver facilement les équations du mouvement avec les équations d'Euler-Lagrange.

1.2.1 Électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est le modèle le plus simple d'une théorie de jauge. Elle fournit une description quantique et relativiste des interactions entre particules chargées via l'échange de photons. Il s'agit de la première formulation fructueuse d'une théorie quantique des champs, les autres interactions en seront fortement inspirées. La QED est la seule théorie de jauge abélienne du MS et puisqu'elle est basée sur le groupe $U(1)$, le photon est le seul boson de jauge responsable de transmettre les interactions. À noter que dans une théorie de jauge abélienne, les interactions entre bosons de jauge ne sont pas permises, contrairement à une théorie de jauge non abélienne auquel cas les bosons de jauge interagissent entre eux.

Toutes les interactions électromagnétiques peuvent être réduites au vertex fondamental de la figure 1.2. En combinant plusieurs vertex fondamentaux, il est possible de représenter des processus plus complexes décrits par la QED. Bien que sur la figure 1.2 les lignes fermioniques représentent des électrons, elles peuvent en fait représenter tous les leptons chargés et les quarks.

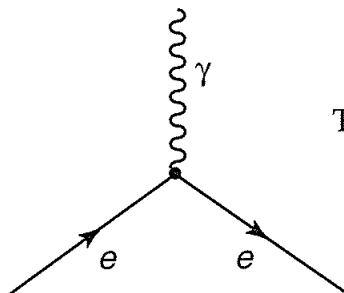


Fig. 1.2 – Vertex fondamental de l'électrodynamique quantique [8].

La densité lagrangienne s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

où la dérivée covariante de jauge \mathcal{D}_μ et le tenseur électromagnétique $F_{\mu\nu}$, définis en fonction du champ de jauge $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$ et de la charge électrique e sont donnés respectivement par

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad \text{et} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.3)$$

En remplaçant \mathcal{D}_μ dans l'éq. 1.2, on peut réécrire la densité lagrangienne comme

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{QED}} &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - e \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi \\ &= \mathcal{L}_0 - e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu.\end{aligned}\tag{1.4}$$

Cette équation peut être écrite sous la forme $\mathcal{L}_{\text{QED}} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{int}}$, où le terme d'interaction est souvent écrit tel que

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = e j^\mu A_\mu \quad \text{où} \quad j^\mu \equiv \bar{\psi} \gamma^\mu \psi.\tag{1.5}$$

En utilisant le formalisme d'Euler-Lagrange, on peut facilement montrer que l'équation du mouvement est donnée par

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = e\gamma^\mu \psi A_\mu.\tag{1.6}$$

Le terme de droite représente l'interaction avec le champ électromagnétique, si celui-ci est nul, alors on retrouve l'équation de Dirac.

1.2.2 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) décrit les interactions fortes entre particules portant un nombre quantique de *couleur*, les quarks et les gluons. Le formalisme mathématique de la QCD est fortement inspiré de la QED, à la différence qu'il s'agit d'une théorie de jauge non abélienne reposant sur le groupe $\text{SU}(3)_c$. L'indice c signifie que la QCD est sur une symétrie de couleur. La densité lagrangienne est donnée par

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu T_{ab}^C G_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G^{i\mu\nu},\tag{1.7}$$

où g_s est la constante de couplage de l'interaction forte et le spineur $\psi_{q,a}$ représente un quark de saveur q et masse m_q avec un indice de couleur a variant entre 1 et $N_c = 3$. On a vu que le nombre de générateurs correspond à la dimension du groupe, il y a donc huit générateurs T_{ab}^C et autant de champs des gluons G_μ^C . Le premier terme concerne les interactions quarks-gluons alors que le deuxième terme représente les

interactions entre gluons. Plus explicitement, celui-ci s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{gluons}} = -\frac{1}{4}\mathcal{G}_{\mu\nu}^{\alpha}\mathcal{G}^{\alpha\mu\nu} - \frac{g_s}{2}f_{\beta\gamma}^{\alpha}\mathcal{G}_{\mu\nu}^{\alpha}G^{\beta\mu}G^{\gamma\nu} - \frac{g_s^2}{4}f_{\beta\gamma}^{\alpha}f_{\delta\epsilon}^{\alpha}G_{\mu}^{\beta}G_{\nu}^{\gamma}G^{\delta\mu}G^{\epsilon\nu}, \quad (1.8)$$

où le tenseur de champs de jauge $\mathcal{G}_{\mu\nu}^{\alpha}$ est analogue au tenseur électromagnétique, soit

$$\mathcal{G}_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\mu}G_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu}G_{\mu}^{\alpha} \quad (1.9)$$

et les constantes de structure $f_{\alpha\beta\gamma}$ sont données par les relations de commutation entre les générateurs $[T^{\beta}, T^{\gamma}] = if_{\alpha\beta\gamma}T^{\alpha}$. Les générateurs de $SU(3)_c$ sont les matrices de Gell-Mann, soit huit matrices hermitiques 3×3 de trace nulle.

D'après la forme de la densité lagrangienne, les vertex fondamentaux de l'interaction forte sont schématisés sur la figure 1.3. Les interactions entre gluons sont possibles puisque les gluons portent eux-mêmes une charge de couleur.² Lors de l'interaction quark-gluon, il y a un changement de couleur du quark. Cependant, contrairement à l'interaction faible, l'interaction forte préserve la saveur des quarks.

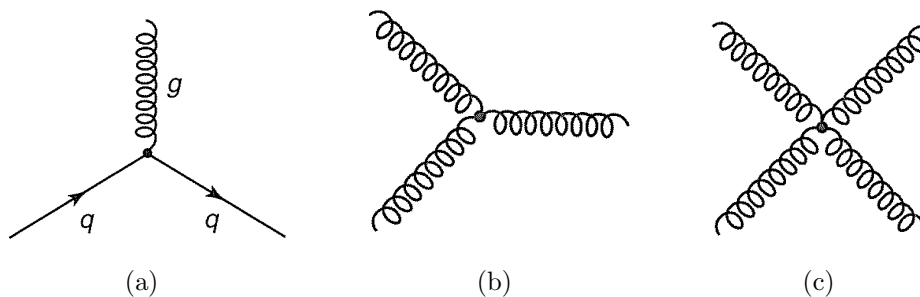


Fig. 1.3 – Vertex fondamentaux de l'interaction forte [8]. Le vertex (a) représente l'interaction entre quarks et gluons alors que les vertex (b) et (c) sont des interactions entre trois et quatre gluons.

Liberté asymptotique

Une conséquence de la renormalisation de la QCD est que la constante de couplage $\alpha_s = g_s^2$ n'est pas vraiment une constante. En fonction de l'échelle de renormalisation Λ et de l'énergie E , on obtient, au premier ordre en $\ln(E/\Lambda)$

²Il est plus exact de dire que les gluons ne sont pas états neutres de couleur puisqu'ils portent une charge de couleur et une charge d'anticouleur.

$$\alpha_s(E) = \frac{6\pi}{(33 - 2n_f) \ln(E/\Lambda)}, \quad (1.10)$$

où n_f est le nombre de saveurs de quark. La théorie des perturbations est valide pour décrire la QCD lorsque la valeur de α_s est petite. Expérimentalement, on trouve que l'échelle de la QCD est d'environ $\Lambda \sim 200$ MeV de sorte qu'au-delà de 1.2 GeV, $\alpha_s < 0.5$. On remarque que α_s devient de plus en plus faible lorsque l'énergie augmente ou que la distance diminue. Cette propriété s'appelle la liberté asymptotique, puisque le comportement des quarks et des gluons tend asymptotiquement vers celui de particules libres.

Confinement de la couleur

Le confinement de la couleur est également une conséquence directe de la dépendance en énergie de α_s . Lorsque l'énergie diminue ou lorsque la distance augmente, l'interaction devient de plus en plus forte. Ainsi, l'énergie nécessaire pour *séparer* deux quarks devient si grande qu'elle permet la création de paires $q\bar{q}$. Les quarks et les gluons n'existent donc que sous forme d'états liés neutres en couleur. Pour les quarks, ces états liés sont les mésons ($q\bar{q}$) et les baryons (qqq). Puisque la symétrie de couleur de la QCD est exacte, les états liés sont des combinaisons linéaires des agencements possibles des couleurs.

1.2.3 Interaction électrofaible

La théorie des interactions électrofaibles concerne l'unification de l'électromagnétisme et de l'interaction faible à haute énergie, deux forces fondamentales. Bien que la QED ait été abordée de manière indépendante, en partie pour des raisons historiques, dans le cas des interactions faibles il est davantage pertinent d'en discuter du point de vue unifié. La théorie des interactions électrofaibles est une théorie de jauge non abélienne basée sur la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la dénotation L signifie que la symétrie n'agit que sur les doublets gauches. Il y a trois champs de jauge associés à $SU(2)_L$ agissant sur l'espace d'isospin faible, notés W_μ^a , et un champ de jauge B_μ qui se couple à l'hy-

percharge faible Y . L'isospin faible I est un nombre quantique relié à l'interaction faible dont la 3^e composante est notée I_3 . En plus d'être conservé par l'interaction faible, I_3 est également conservé par les autres interactions fondamentales. Les changements de saveur entre quarks possédant la même valeur de I_3 ne sont pas permis, puisque les courants neutres avec changement de saveur (FCNC) sont fortement supprimés aux ordres supérieurs par le mécanisme de GIM [17]. La charge électrique Q des particules élémentaires est obtenue en combinant l'hypercharge et l'isospin faibles

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y . \quad (1.11)$$

En plus du photon, les bosons de jauge associés aux champs de jauge sont les bosons W^\pm et Z^0 . La section 1.3 décrit plus en détail l'apparition de ces bosons via le mécanisme de Higgs qui leur confère également une masse. La densité lagrangienne associée aux champs de jauge est donnée par

$$\mathcal{L}_{\text{WB}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} , \quad (1.12)$$

où les tenseurs de champs de jauge sont définis selon

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.13)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu . \quad (1.14)$$

En ajoutant le lagrangien des fermions, le lagrangien complet de $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{EF}} = i\bar{\psi}_L \mathcal{D}_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \mathcal{D}_\mu \psi_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

où ψ_L et ψ_R représentent respectivement des doublets gauches et des singulets droits d'isospin faible. La dérivée covariante est donnée par

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^i T^i + ig' \frac{1}{2}Y B_\mu , \quad (1.16)$$

où g est la constante de couplage de $\text{SU}(2)_L$, g' est la constante de couplage de $\text{U}(1)_Y$ et les T^i sont les générateurs de $\text{SU}(2)$. Les générateurs sont les matrices de Pauli pour les doublets gauches et sont nuls pour les singulets droits qui n'ont pas de charge

électrofaible, de sorte que

$$\mathcal{D}_\mu \psi_L = \left(\partial_\mu + ig \frac{1}{2} W_\mu^i \sigma^i + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right) \psi_L \quad (1.17)$$

$$\mathcal{D}_\mu \psi_R = \left(\partial_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right) \psi_R . \quad (1.18)$$

Pour les fermions droits, les générateurs sont nuls car ils appartiennent à la représentation triviale de $SU(2)$. Les fermions gauches et droits appartiennent donc à des représentations différentes de $SU(2)$, il y a donc une brisure maximale de la parité : les interactions faibles ne conservent pas la parité. On verra au chapitre 3 qu'il en est autrement pour les quarks vectoriels, les composantes gauches et droites appartiennent à la même représentation.

Les vertex fondamentaux entre les bosons de jauge de $SU(2)$ et les fermions sont représentés sur la figure 1.4. Pour l'interaction neutre de la figure 1.4(a), les lignes de fermions représentent à la fois des leptons chargés, des leptons neutres ou des quarks de même saveur. Les interactions de la figure 1.4(b) préservent le nombre leptonique et celles de la figure 1.4(c) sont les seules à changer la saveur des quarks.

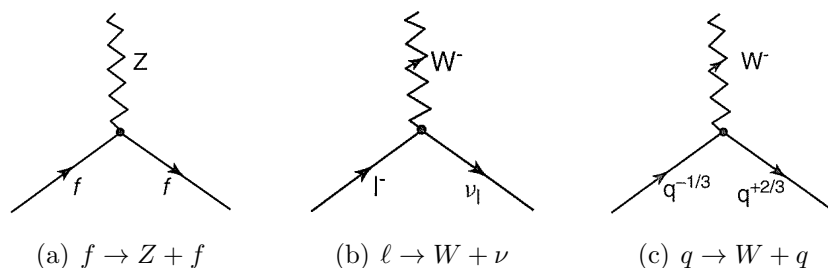


Fig. 1.4 – Vertex fondamentaux entre les bosons de jauge de $SU(2)$ et les fermions [8]. Bien qu'il existe également, le vertex γWW n'est pas représenté ici.

À la manière de la QCD, les interactions entre bosons de jauge sont également permises, puisqu'il s'agit d'une théorie non abélienne. La figure 1.5 montre les processus possibles et puisque les bosons W sont chargés, ils se couplent également avec les photons.

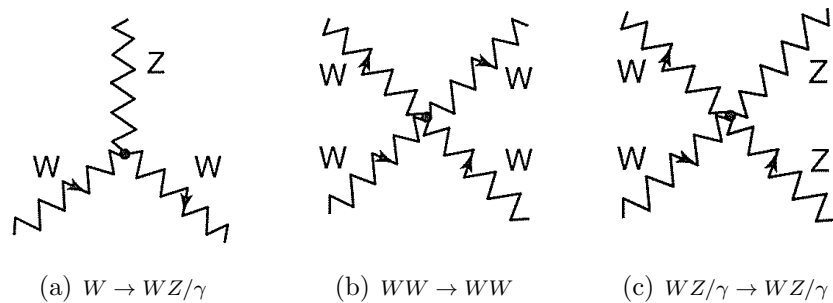


Fig. 1.5 – Vertex fondamentaux entre bosons de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [8].

1.3 Mécanisme de Higgs

À très haute énergie, ou dans les premiers instants de l'univers, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est pas brisée et toutes les particules élémentaires ont une masse nulle. Lorsque l'énergie diminue avec l'expansion de l'univers, la symétrie est brisée spontanément. À travers cette brisure spontanée de la symétrie, les bosons W et Z acquièrent une masse, alors que le photon demeure sans masse. Les fermions, quant à eux, acquièrent une masse en interagissant avec le champ scalaire et non pas via la brisure de symétrie.

Le mécanisme de Higgs suppose l'existence d'un champ scalaire ϕ imprégnant tout l'espace, comme les champs des fermions et des bosons de jauge. Le champ scalaire suivant représente un boson de spin 0 et forme un doublet complexe d'isospin faible

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Le lagrangien pour ce champ scalaire s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - V(\phi), \quad (1.20)$$

où \mathcal{D}_μ est donnée par l'éq. 1.16 et $V(\phi)$ est le potentiel du champ scalaire

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.21)$$

Le minimum du potentiel n'est pas situé en $|\phi| = 0$, mais plutôt en $|\phi| = v/\sqrt{2}$ où v

est la valeur attendue du vide, couramment appelé *vev* (*vacuum expectation value*). Lors de la brisure de symétrie, le champ de Higgs se fixe en un point minimum du potentiel. On dit que le champ acquiert un *vev*. En choisissant une jauge telle que

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

où $H(x)$ représente le champ de Higgs, l'action de la dérivée covariante sur ce doublet devient donc

$$\mathcal{D}_\mu \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\partial_\mu + ig \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + ig' B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

En ne considérant que les termes indépendants de H pour l'instant, l'interaction entre les termes de masse des bosons de jauge de l'éq. 1.20 devient

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) &= \frac{v^2 g^2}{2} \frac{1}{4} (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \\ &\quad + \frac{v^2}{2} \frac{1}{4} (gW_\mu^3 - g' B_\mu) (gW^{3\mu} - g' B^\mu). \end{aligned} \quad (1.24)$$

En définissant l'angle de Weinberg θ_W tel que

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.25)$$

on peut définir les combinaisons linéaires suivantes

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.26)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W \quad (1.27)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W \quad (1.28)$$

de sorte que le lagrangien s'écrit finalement

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2} \left(\frac{vg}{2} \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu + (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + V(\phi). \quad (1.29)$$

Les termes quadratiques des champs de jauge présents dans le lagrangien sont généralement associés aux masses de ces champs. Ainsi, on peut en déduire la masse des

bosons W et Z , soit

$$m_W = \frac{vg}{2} \quad \text{et} \quad m_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} . \quad (1.30)$$

Par comparaison avec la théorie de Fermi et la QED, on obtient

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{1}{2v^2} \quad \text{et} \quad e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (1.31)$$

où $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ est la constante de Fermi. D'après l'équation de gauche, on trouve que $v = 246 \text{ GeV}$ et on peut alors calculer m_W et m_Z . Le photon demeure toutefois sans masse. La symétrie n'est donc que partiellement brisée

$$\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y \rightarrow \text{U}(1)_{\text{em}} \quad (1.32)$$

Lors de la brisure de symétrie, trois des quatre degrés de liberté du champ de Higgs se mélangent aux trois bosons W^\pm et Z . Le boson de Higgs correspond au 4^e degré de liberté. En considérant le terme quadratique comme un terme de masse, on trouve que la masse du boson de Higgs est

$$m_H = v\sqrt{2\lambda} . \quad (1.33)$$

Toutefois, la valeur du paramètre λ n'est pas fixée par la théorie et m_H doit être déterminée expérimentalement. Avec la découverte du boson de Higgs au LHC, on peut fixer $\lambda \simeq 0.13$. Les termes cubique et quartique du champ H représentent les couplages du boson de Higgs avec lui-même. En considérant cette fois-ci les termes dépendants de H , le lagrangien total s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + \frac{1}{2} m_W^2 (W_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{v^2} (W_\mu^+ W^{-\mu}) (2vH + H^2) \\ & + \frac{1}{2} m_Z^2 (Z_\mu Z^\mu) + \frac{1}{2} \frac{m_Z^2}{v^2} (Z_\mu Z^\mu) (2vH + H^2) + V(\phi) . \end{aligned} \quad (1.34)$$

On voit que les couplages entre le boson de Higgs et les bosons W et Z sont proportionnels à m_W et m_Z respectivement. Par l'ajout des interactions entre le boson de Higgs et les bosons de jauge, le boson de Higgs permet de régulariser la diffusion $WW \rightarrow WW$. L'amplitude due au processus $WW \rightarrow H \rightarrow WW$ permet d'éliminer

les dépendances en E^2/m_W^2 de l'amplitude de diffusion totale, de sorte que l'unitarité, qui serait autrement violée autour de $\sqrt{s} \simeq 1.2$ TeV, est préservée.

Afin de considérer les couplages entre le champ scalaire et les fermions, on doit ajouter un terme de Yukawa au lagrangien

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_f g_f \bar{\psi}_L \phi \psi_R + \text{c.h.}, \quad (1.35)$$

où le champ $\bar{\psi}_L$ est un doublet gauche et le champ ψ_R est un singulet droit. Les champs ψ représentent tous les fermions du MS à l'exception des neutrinos, puisqu'ils n'existent pas sous forme de singulet droit. Cette particularité a pour conséquence de laisser les neutrinos sans masse. Les constantes de couplages entre les différents fermions et le champ scalaire sont notées g_f . Lors de la brisure de symétrie, le champ scalaire acquiert un v et le lagrangien devient

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_f \frac{g_f}{\sqrt{2}} (v + H) \bar{\psi}_L \psi_R + \text{c.h.} . \quad (1.36)$$

En considérant les termes dépendants de v comme des termes de masse, on a finalement que

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_f m_f \bar{\psi}_L \psi_R + \frac{m_f}{v} H \bar{\psi}_L \psi_R + \text{c.h.} \quad (1.37)$$

avec $m_f = v g_f / \sqrt{2}$, la masse de chaque fermion. On voit que le couplage entre les fermions et le boson de Higgs dépend de m_f/v et donc le couplage de Yukawa du boson de Higgs aux fermions est proportionnel à leurs masses. On peut ainsi dire qu'il donne la masse aux fermions.

1.4 Au-delà du MS

Depuis la découverte des premiers kaons, le MS a été couronné de succès à maintes reprises. L'existence des quarks c et t , ainsi que celle des bosons W et Z , ont été postulées avant leur découverte. L'accord entre les masses prédites et observées des bosons W et Z met également en valeur le pouvoir prédictif du MS. Parmi les théories

du MS, la QED est sans aucun doute celle dont les prédictions sont les plus précises. La QED prédit la valeur du moment magnétique anomal de l'électron à plus de 10 chiffres significatifs de la valeur mesurée. Un autre succès de cette théorie concerne le décalage de Lamb, soit la différence d'énergie entre deux niveaux de l'atome d'hydrogène. Finalement, la découverte du boson de Higgs constitue le plus récent accomplissement du MS.

1.4.1 Problèmes ouverts

Malgré son lot de succès, le MS n'est sans doute pas une théorie complète des interactions fondamentales, puisque plusieurs phénomènes ne sont toujours pas expliqués dans son formalisme actuel. Les théories proposant des solutions aux divers problèmes du MS sont nombreuses et leurs prédictions sont testées dans les expériences de physique des particules à travers le monde. Avant de discuter de tels modèles, il est préférable d'exposer les principaux problèmes ouverts qui nous portent à croire que la nouvelle physique existe.

Physique des neutrinos

Les expériences Super-Kamiokande et SNO ont reçu le prix Nobel de physique en 2015 pour leur observation de l'oscillation des neutrinos. L'oscillation des neutrinos [6, 8, 9] est une conséquence du fait que les états propres de saveur ne correspondent pas aux états propres physiques. Bien qu'un neutrino soit initialement produit dans son état propre de saveur, la probabilité de le détecter sous une autre saveur devient non nulle lorsqu'il se propage dans l'espace. Cette oscillation n'est possible que si les neutrinos sont massifs, par exemple la probabilité de transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est donnée par

$$\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2(2\theta_{21}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu}\right), \quad (1.38)$$

où θ_{21} est l'angle de mélange $2 \rightarrow 1$, Δm_{21} est la différence de masse entre les neutrinos ν_2 et ν_1 , E correspond à l'énergie du neutrino et L est la distance parcourue. Cette propriété est contradictoire avec la description du MS dans lequel les neutrinos

sont considérés comme des particules sans masse puisqu'ils ne sont pas présents en tant que singulet.

Cosmologie

Plusieurs questions d'ordre cosmologique demeurent toujours sans explication. Malgré la découverte de la violation de la symétrie CP dans les interactions faibles, elle n'est pas suffisante, à elle seule, pour expliquer l'asymétrie entre matière et antimatière. En admettant un modèle de Big Bang, des quantités égales de matière et d'antimatière devraient avoir été créées. Le MS ne fournit aucune explication sur la prédominance de la matière sur l'antimatière [18]. La distribution de la matière présente également une isotropie et une homogénéité importantes, compatibles avec des modèles d'inflation. Puisque le mécanisme derrière l'inflation n'est toujours pas élucidé, l'inflation n'est pas une prédiction du MS.

Les interactions fondamentales décrites précédemment ne s'appliquent qu'à la matière baryonique qui ne constitue qu'environ 5% de l'énergie totale de l'univers. Les observations cosmologiques actuelles montrent que le contenu énergétique de l'univers existerait sous forme de matière sombre (DM, ou *dark matter*) et d'énergie sombre (DE, ou *dark energy*) à environ 27% et 68% respectivement [19]. Puisqu'elles échappent à la détection, le couplage des particules de DM avec celles du MS doit être très faible. Les WIMPs (particules massives interagissant faiblement) sont parmi les candidats les plus probables à la DM et ne subiraient que la gravité et l'interaction faible. Le MS ne fournit toutefois pas de particule(s) candidate(s) à la matière sombre.

Gravitation

Non seulement le MS n'offre aucune description de la gravitation, le MS et la relativité générale semblent incompatibles. La gravitation n'est pas à proprement parler un problème du MS lui-même, mais plutôt qu'il n'existe aucune théorie combinant la gravitation et la théorie quantique. Bien que la relativité générale soit une théorie des champs, le MS ne parvient pas à décrire la gravitation comme une théorie des champs quantiques. Le MS concerne donc seulement les interactions électrofaibles et fortes, il n'inclut pas la gravitation — contrairement à la supersymétrie par exemple.

Les singularités d'espace-temps comme le Big Bang ou les trous noirs confrontent les notions d'infiniment petit et infiniment massif, au point où aucune théorie ne parvient à en expliquer la physique.

Hiérarchie et paramètres libres

Lorsque la valeur mesurée expérimentalement d'un paramètre physique est significativement différente de sa valeur fondamentale, on parle d'un problème de hiérarchie. Le problème de la hiérarchie [20, 21] est étroitement lié aux problèmes d'ajustements fins des paramètres libres et le désir d'avoir une théorie la plus simple ou naturelle possible. Dans le cadre du MS, le principal problème hiérarchique concerne la masse du boson de Higgs. S'il n'existe aucune nouvelle physique au-delà du MS, alors celui-ci est effectif jusqu'à l'échelle d'unification des quatre forces $\Lambda_{\text{unif.}} \sim 10^{16}$ GeV. Si tel était le cas, les corrections perturbatives à la masse du boson de Higgs seraient de l'ordre de cette échelle

$$\Delta m_H^2 \propto \Lambda_{\text{unif.}}^2 . \quad (1.39)$$

Annuler les différentes contributions divergentes pour obtenir une masse de 125 GeV sans introduire de nouvelles particules, et donc de nouvelle physique, demande un ajustement fin incroyable des paramètres du MS.

Il y a actuellement 19 paramètres libres dans le MS,³ dont les valeurs semblent être arbitraires, qui doivent être mesurés expérimentalement, faute d'une théorie plus complète. Pourquoi ces paramètres ont les valeurs observées demeure une question ouverte.

Les questions sans réponse laissent donc supposer l'existence d'une théorie plus complète. Pourquoi seulement trois générations de fermions? Pourquoi autant de paramètres de masse?

³Puisqu'il s'agit ici du MS, on ne considère pas les paramètres libres associés à la masse et l'oscillation des neutrinos.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS au LHC

*Today's scientists have substituted
mathematics for experiments, and they
wander off through equation after
equation, and eventually build a structure
which has no relation to reality.*

— Nikola Tesla

2.1 Le Grand collisionneur de hadrons

Le Grand collisionneur de hadrons (LHC) [22] est le plus puissant accélérateur et collisionneur de particules, situé à la frontière Franco-Suisse entre le pays de Gex et le nord-ouest de Genève. Le LHC utilise le tunnel de 26.7 km, initialement construit pour le Grand collisionneur électron-positron (LEP), enfoui sous terre à une profondeur variant entre 45 m et 170 m. Le LEP fut opérationnel entre 1989 et 2000, puis fut démantelé afin de permettre la mise en place du LHC et des différents détecteurs. Entre autre, le tunnel du LHC abrite les deux détecteurs à haute luminosité ATLAS et CMS, le détecteur ALICE dédié aux collisions d'ions lourds, ainsi que le détecteur LHCb consacré à la physique reliée au quark b .

Le LHC utilise également la chaîne d'accélérateurs du CERN qui agissent comme injecteurs pour l'anneau principal. La chaîne d'injecteurs Linac2 — Proton Syn-

chrotron Booster (PSB) — Proton Synchrotron (PS) — Super Proton Synchrotron (SPS) est reliée au LHC par deux tunnels de transfert de 2.5 km. Pour atteindre les objectifs recherchés au LHC, des modifications ont dû être apportées aux différents accélérateurs. Suite aux modifications, le PS permet de produire jusqu'à 2808 paquets de protons toutes les 25 ns qui sont par la suite accélérés à 450 GeV par le SPS, avant d'être injectés dans le LHC.

Les protons sont accélérés dans le LHC à l'aide de 16 cavités radiofréquences (RF) réglées pour osciller à une fréquence de 400 MHz. Après avoir traversés les cavités RF environ un million de fois, ce qui correspond à une durée d'environ 15 minutes, les protons atteignent leur énergie maximale de 4 TeV. Ils sont maintenus sur une trajectoire circulaire par 1232 aimants dipolaires, d'une longueur de 15 m chacun. Les aimants dipolaires sont refroidis à l'hélium superfluide sous les 2 K et peuvent être opéré jusqu'à un champ magnétique de 8.33 T, dans le cas de protons de 7 TeV.

Il était prévu que les collisions proton–proton aient une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV et une luminosité de 10^{34} cm⁻²s⁻¹. Suite à un incident en 2008, l'énergie fut baissée à $\sqrt{s} = 7$ TeV pour les prises de données de 2010-11 et augmentée à 8 TeV en 2012. Finalement, après un long arrêt technique, le LHC est en mesure de fournir une énergie au centre de masse de 13 TeV depuis 2015.

Le besoin de produire des collisions à très haute énergie et à très grande luminosité est intimement relié à la section efficace de production avec masse élevée dans l'état final. Le nombre d'événements N_e produits dépend de la luminosité L et de la section efficace associée σ_e

$$N_e = L\sigma_e . \quad (2.1)$$

Il faut savoir que les processus de physique au-delà du MS sont généralement associés à de petites sections efficaces, d'où l'importance de maximiser la luminosité. Par contre, la section efficace tend à augmenter avec l'énergie au centre de masse. Ces deux critères permettent d'augmenter le potentiel de découverte considérablement. La luminosité instantanée ne dépend que des paramètres des faisceaux et s'écrit

$$L = \frac{N_1 N_2 n_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} f_{\text{rev}} , \quad (2.2)$$

où N_1 e N_2 sont le nombre de protons par paquet, n_b est le nombre de paquets, f_{rev} est la fréquence de révolution du faisceau et σ_x et σ_y sont les tailles transverses du faisceau. Outre le nombre de paquets, il est primordial de bien contrôler la résolution spatiale du faisceau pour atteindre une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

2.1.1 Luminosité intégrée

Dans une optique d'analyse, la luminosité intégrée permet d'évaluer le nombre d'événements à l'aide de l'équation 2.1 ainsi que le temps nécessaire pour les produire. La luminosité intégrée s'exprime le plus souvent en b^{-1} , soit l'inverse d'une surface.¹ Sachant que la luminosité instantanée n'est pas constante durant la prise de donnée, principalement en raison des collisions aux différents points d'interaction, la luminosité intégrée est donnée par

$$L_{\text{int}} = L_0 \tau_L (1 - e^{-t/\tau_L}) , \quad (2.3)$$

où L_0 est la luminosité instantanée initiale, t est la durée totale de la collecte de données et τ_L est le temps de vie du faisceau. Le temps de vie associé à la dégradation du faisceau causée par les collisions dépend de l'intensité initiale du faisceau N_0 , du nombre de points d'interactions n et de la section efficace totale σ_{tot} , tel que

$$\tau_{\text{coll.}} = \frac{N_0}{n L_0 \sigma_{\text{tot}}} . \quad (2.4)$$

En opération depuis Avril 2010, les performances du LHC n'ont cessé d'augmenter. La figure 2.1(a) montre la luminosité cumulative fournie par le LHC pour les différentes énergies au centre de masse et périodes de collisions. En 2016, le LHC a atteint des sommets alors que la luminosité instantanée pour l'expérience ATLAS s'est élevée jusqu'à $1.37 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, dépassant ainsi la luminosité de conception de près de 40% comme on peut le voir sur la figure 2.1(b).

¹Un barn (b) correspond à 10^{-24} cm^2

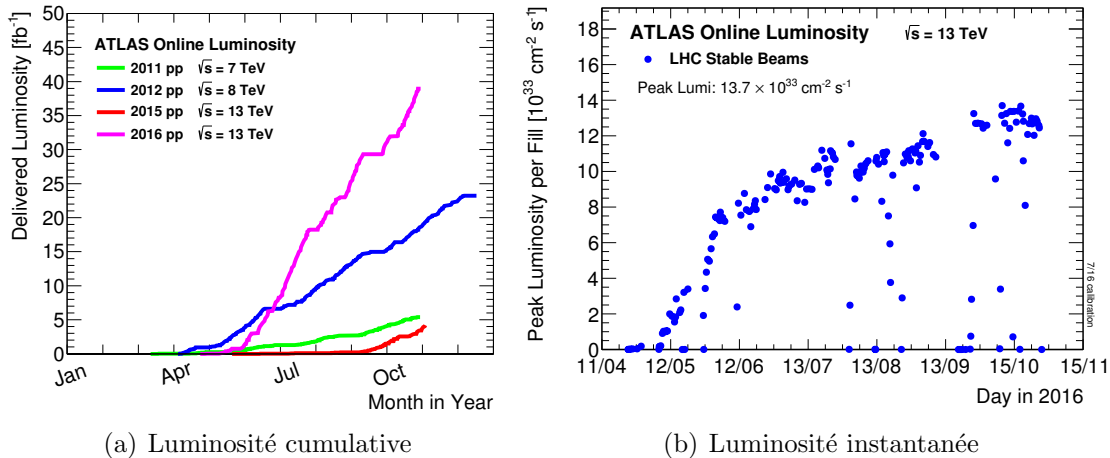


Fig. 2.1 – (a) Luminosité intégrée cumulative délivrée à l’expérience ATLAS pour les périodes de collisions 2011-2016. La luminosité produite par le LHC en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV, totalisant 48.1 pb^{-1} , n’est pas visible sur la figure [23]. (b) Luminosité instantannée maximale pour chaque série de collecte de données avec les faisceaux stables pour l’année 2016 [24].

2.2 Aperçu du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [25], à l’instar du détecteur CMS [26], est un dispositif expérimental conçu pour la détection et l’identification des particules provenant des millions d’interactions par seconde produites par le LHC. Le détecteur a une forme approximativement cylindrique de 44 m de longueur et 25 m de diamètre traversé d’une extrémité à l’autre par l’axe du faisceau et construit en pelures d’oignon. Les différentes couches se superposent successivement autour du point de collision comme on peut le voir sur la figure 2.2.

La figure 2.2 présente les composantes principales du détecteur sous la forme de sous-systèmes. En partant du point de collision, tout au centre, se superposent successivement le détecteur interne, le solénoïde, le calorimètre à argon liquide, le calorimètre à tuiles de scintillateurs et finalement les toroïdes et le spectromètre à muons. Chacun des sous-détecteurs permet de détecter la présence et la trajectoire d’une particule par différentes techniques de mesures. En combinant les informations recueillies, il est possible d’identifier avec précision les électrons, les muons, les photons, les jets et, via l’énergie transverse manquante, les neutrinos.

En plus d’identifier les particules, le détecteur doit être en mesure de mesurer leur impulsion afin de reconstruire les quadri-impulsions. À partir des quadri-impulsions des

particules traversant le détecteur, il est possible de reconstruire les particules ayant des temps de vie trop courts pour le traverser. On peut donc identifier davantage de particules via leurs produits de désintégration.

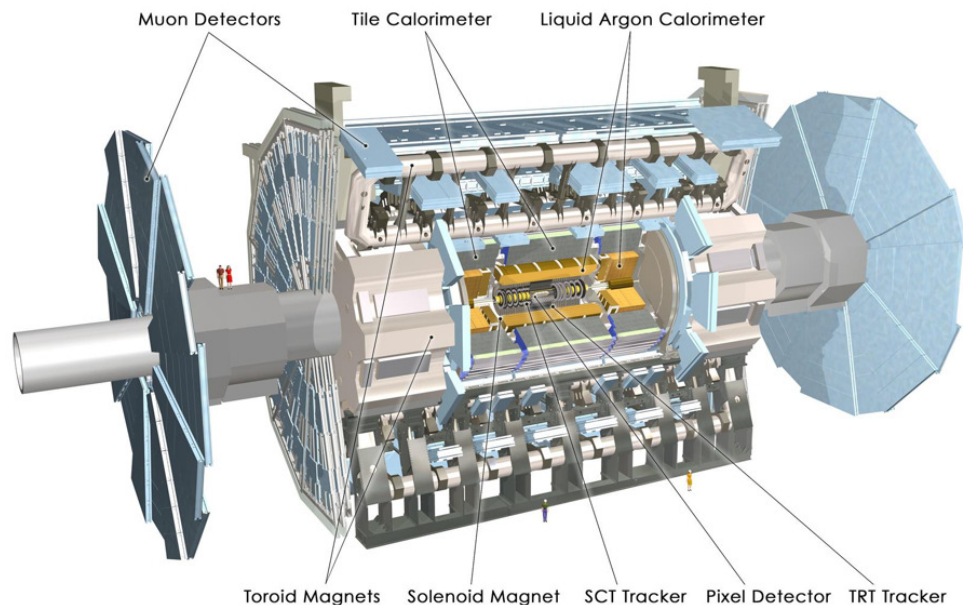


Fig. 2.2 – Composantes principales du détecteur ATLAS.

2.2.1 Système de coordonnées

Avant de décrire en plus de détails chacun des sous-détecteurs, il est nécessaire d'établir la nomenclature propre au détecteur ATLAS. L'origine du système de coordonnées est définie comme le point d'interaction, l'axe z est aligné avec le faisceau de sorte que le plan xy est orthogonal à la direction du faisceau. Dans le plan $x-y$, l'axe x positif pointe vers le centre de l'anneau et l'axe y positif pointe vers le ciel. L'angle azimutal ϕ repose dans le plan $x-y$ autour de l'axe du faisceau et l'angle θ par rapport au faisceau. Pour les particules légères, on utilise la pseudorapidité définie comme $\eta = -\ln \tan \theta/2$, alors que pour les particules plus lourdes comme les jets on utilise plutôt la rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$. L'impulsion transverse p_T , l'énergie transverse E_T ainsi que l'énergie transverse manquante E_T^{miss} sont tous mesurés dans le plan xy . Finalement, la séparation angulaire dans l'espace $\eta-\phi$ s'écrit $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

2.3 Système d'aimants

Le système de quatre aimants supraconducteurs est une composante fondamentale du détecteur ATLAS. Le système magnétique est composé d'un solénoïde central entourant le détecteur interne ainsi que de trois toroïdes enveloppant le détecteur, un dans la région centrale et deux dans les emboûts. Les sections suivantes décrivent plus en détail les caractéristiques de chacune de ces composantes qui sont représentées sur la figure 2.3.

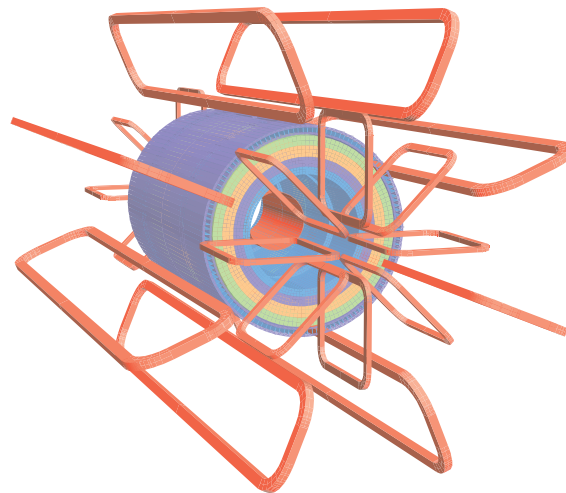


Fig. 2.3 – Représentation de la disposition des composantes du système d'aimants par rapport au calorimètre schématisé en quatre couches cylindriques au centre. Les huit toroïdes de la région centrale englobent le calorimètre et les toroïdes des emboûts sont visibles aux extrémités. Le solénoïde central est visible en orange au centre du calorimètre [25].

2.3.1 Solénoïde central

Le solénoïde central produit un champ magnétique uniforme axial de 2 T. D'une longueur de 5.8 m et de diamètre interne et externe de 2.46 m et 2.56 m respectivement, le champ magnétique généré par le solénoïde immerge complètement le détecteur interne. Le solénoïde a été conçu pour minimiser son impact sur les performances du calorimètre. Le solénoïde et le calorimètre doivent donc partager la même enceinte sous vide et l'épaisseur du solénoïde doit être réduite autant que possible. La contribution au blindage causée par le système n'est que d'environ 0.66 longueur de

radiation² à incidence normale. Le poids total de l'assemblage est de 5.7 tonnes et l'énergie emmagasinée dans la bobine est de 40 MJ.

2.3.2 Toroïdes

Le toroïde central est composé de huit bobines individuelles de 120 enroulements disposées symétriquement autour de l'axe du faisceau. Le courant nominal de 20.5 kA produit un champ magnétique variant entre 0.15 et 2.5 T et une énergie emmagasinée de 1.08 GJ.

Les deux toroïdes installés aux emboûts du détecteur ont pour objectif d'accroître la capacité de courbure dans cette région du spectromètre à muons. Ils sont également composés de huit bobines pivotées de 22.5° par rapport aux bobines du toroïde central. Ceci a pour but de créer un chevauchement des champs magnétiques du système central avec celui des emboûts et ainsi éviter une faible capacité de courbure à l'interface entre les deux systèmes. Le champ magnétique provient également d'un courant nominal de 20.5 kA et varie entre 0.2 et 3.5 T. Les huit bobines sont insérées dans une seule enceinte sous vide, l'énergie emmagasinée dans chacune des bobines est de 0.25 GJ.

2.3.3 Influence du champ magnétique

Afin de répondre aux exigences de résolution des objets reconstruits, il est primordial de connaître avec précision le champ magnétique créé par le système d'aimants [25]. Au niveau du détecteur interne, plusieurs incertitudes systématiques peuvent affecter la résolution de l'impulsion des traces chargées. Les deux causes principales proviennent de l'alignement relatif entre les différentes composantes du détecteur et des incertitudes sur la capacité de courbure. Pour un lepton dont le p_T est de 40 GeV, le *sagitta*³ à travers le détecteur interne n'est que d'environ 1 mm et les incertitudes

²La longueur de radiation correspond à la quantité de matériau nécessaire pour que l'énergie d'un électron de haute énergie diminue d'un facteur $1/e$ par *bremssstrahlung* ainsi qu'à 7/9 du libre parcours moyen de la production e^+e^- par un photon de haute énergie. Elle est généralement exprimée en $g\text{ cm}^{-2}$.

³En géométrie, le *sagitta* est la distance entre le point central d'un arc de cercle et le centre de sa base.

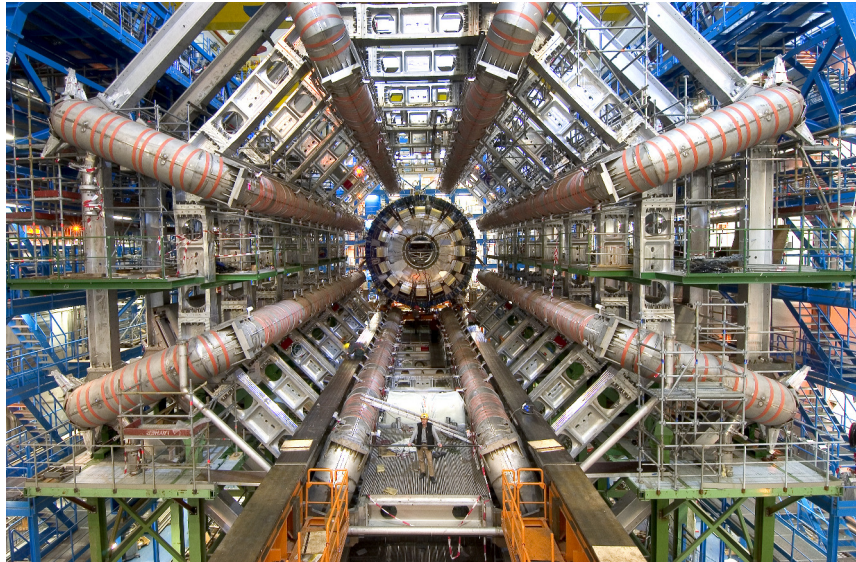


Fig. 2.4 – Toroïde central installé dans la caverne du détecteur ATLAS [27].

dues à l’alignement ne risquent pas de s’améliorer au-delà de $1\ \mu\text{m}$.

Au niveau du spectromètre à muons, le *sagitta* d’un muon dont le p_T est de 1 TeV est de l’ordre de 0.5 mm. Les mesures d’impulsion dépendent fortement de la connaissance du champ magnétique entre les chambres MDT (Monitored Drift Tubes) successives, alors que le gradient du champ magnétique peut atteindre jusqu’à 1 mT/mm. Les sources d’erreurs systématiques sur la mesure de la courbure le long de la trajectoire des muons proviennent de trois sources possibles : la détermination du champ magnétique, la position relative entre les chambres à muons et le système d’aimants et l’incertitude sur les mesures de la trajectoire. Afin que l’effet combiné de ces trois sources n’affecte la résolution que de 5%, les contributions individuelles doivent être inférieures à environ 3%. La cartographie du champ magnétique hautement variable dans le spectromètre à muons est possible grâce à 1840 capteurs étalés sur tout le volume.

2.4 Détecteur interne

Le détecteur interne [25] est un trajectographe conçu pour identifier et reconnaître les traces laissées par le passage des particules. Il est composé de trois sous-détecteurs complémentaires : le détecteur à pixels, le SCT (*semiconductor tracker*) et le TRT

(*transition radiation tracker*). Toutes les composantes du détecteur interne sont encapsulées dans un cylindre de ± 3152 mm de longueur et 1150 mm de rayon et soumises au champ magnétique du solénoïde. La figure 2.5 montre comment les sous-détecteurs se superposent cylindriquement autour de l'axe du faisceau dans la partie centrale. Dans la partie plus avant du détecteur interne, ils sont plutôt disposés en disques successifs et orthogonaux à l'axe du faisceau. Le détecteur interne parvient ainsi à déceler le passage d'une particule chargée dont l'impulsion transverse est d'au moins 0.5 GeV et la pseudorapidité $|\eta| < 2.5$. Au niveau du détecteur interne seulement, il est même possible d'identifier, sans nécessairement le reconstruire, un électron dont l'énergie se trouve entre 0.5 GeV et 150 GeV pour $|\eta| < 2.0$. Les sections suivantes présentent plus en détail les divers sous-détecteurs et leur fonctionnement.

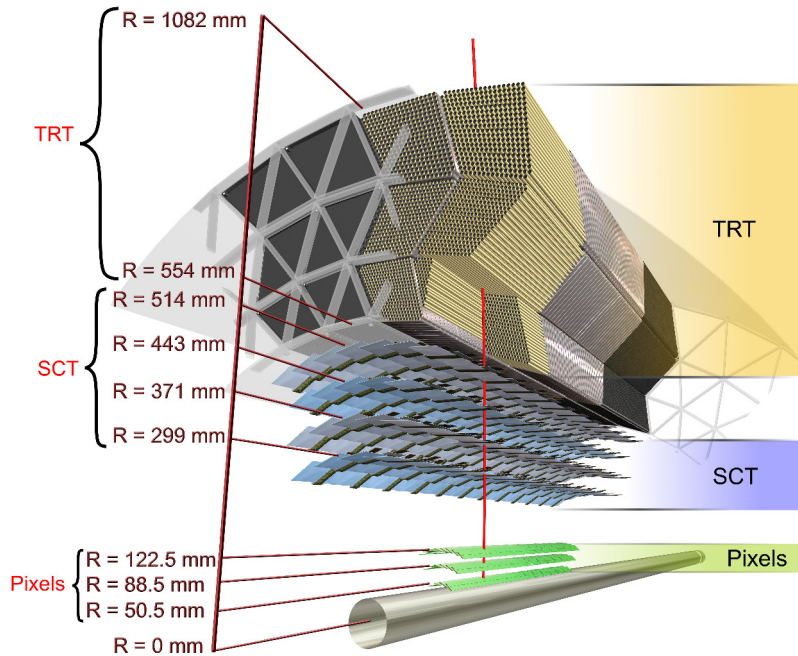


Fig. 2.5 – Disposition des différentes couches du détecteur interne dans la région centrale [27].

2.4.1 Le détecteur à pixels et le SCT

Le détecteur à pixels et le SCT sont des capteurs semiconducteurs à base de silicium destinés à mesurer précisément les traces, ils sont notamment d'une importance capitale pour l'identification des hadrons B . Il sera donc essentiel à l'analyse des quarks vectoriels avec quatre quarks b dans l'état final, présentée au chapitre 4. Ainsi, ils fournissent les coordonnées R - ϕ et z des particules en plus de couvrir la région $|\eta| < 2.5$. Puisque les deux sous-détecteurs possèdent une technologie très similaire, ils reposent sur le même principe de détection. Les particules chargées qui traversent le semiconducteur ionisent le milieu et créent des paires électron-trou. Sous l'effet d'un champ électrique, les charges créées dans la zone de désertion se déplacent vers l'anode ou la cathode.

Le détecteur à pixels est composé de trois couches cylindriques disposées radialement entre 50.5 mm et 122.5 mm et couvrant la région $0 < |z| < 400.5$ mm. On retrouve également trois disques à chacun des emboûts dans la région $490 < |z| < 650$ mm. Au total, le détecteur à pixels contient 1744 capteurs identiques de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur formés de 47232 pixels. La taille standard des pixels est de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ et environ 10% des pixels ont des dimensions de $50 \times 600 \mu\text{m}^2$. Les capteurs utilisent des gaufrettes de type n oxygénées et l'électronique se trouve sur la face n^+ du capteur. Étant donné sa proximité du point d'interaction, le détecteur à pixels sera soumis à de très hautes doses de radiation. Au-delà d'une dose équivalente à $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ neutrons de 1 MeV, le semiconducteur de type n est inversé en type p . L'implantation d'impuretés n^+ permet de conserver une bonne efficacité de collection de charge après l'inversion. L'utilisation d'un matériau oxygéné permet d'augmenter la résistance à la radiation des capteurs et d'améliorer leur performance lors de l'inversion de type. Les capteurs opèrent donc à un voltage nominal de 150 V et celui-ci peut être augmenté jusqu'à 600 V pendant la durée de vie des capteurs.

Le SCT de son côté est composé de quatre couches cylindriques étalées radialement entre 299 mm et 514 mm et couvrant la région $0 < |z| < 749$ mm, ainsi que de neuf disques de taille $275 < R < 560$ mm et $839 < |z| < 2735$ mm. Le SCT contient 15912 capteurs de $285 \pm 15 \mu\text{m}$ d'épaisseur installés sur 4088 modules. Dans la région cylindrique, la dimension de chaque capteur est de $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$ et possède 768 bandes de lecture actives de $80 \mu\text{m}$. Pour les disques, les capteurs sont des trapèzes

séparés entre eux par $161.5 \mu\text{rad}$ ou $207.0 \mu\text{rad}$ selon la région. Les bandes de lecture sont installées radialement à angle azimutal constant et font en moyenne $80 \mu\text{m}$ de largeur. Les modules sont opérés à un voltage nominal de 150 V , mais pour maintenir une bonne efficacité de collection de charge sur une longue période, le voltage devra être augmenté à $250\text{--}350 \text{ V}$. Le SCT a été conçu pour résister à une dose équivalente à $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ neutrons.

2.4.2 Le TRT

La technologie au coeur du TRT [25, 28, 29] repose sur les tubes à dérive. Les tubes à dérive de 4 mm de diamètre ont une anode centrale en tungstène de $31 \mu\text{m}$ de diamètre (voir figure 2.6). Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux constitué de 70% de Xe, 27% de CO_2 et 3% de O_2 . Les composantes de la cathode forment ainsi un milieu diélectrique non homogène. Lorsque des particules chargées ultra-relativistes traversent la frontière entre deux milieux diélectriques, elles émettent un rayonnement de transition proportionnel à leur facteur de Lorentz γ . Les photons ainsi produits ionisent le gas et les charges créées sont collectées par l'anode. Plus le facteur γ est grand, plus le rayonnement est important et donc plus de photons sont créés. Pour une énergie donnée, le facteur γ associé à une particule légère comme un électron est beaucoup plus grand que pour une particule lourde comme un hadron. Le TRT permet donc de distinguer précisément les électrons des pions pour des impulsions minimales de 1 GeV et jusqu'à 200 GeV [30].

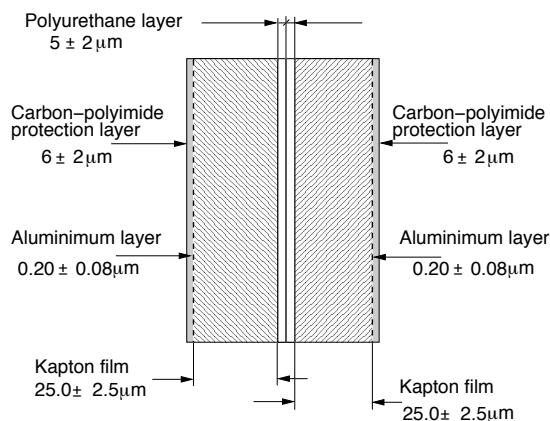


Fig. 2.6 – Schéma interne d'une cathode du TRT [30].

Au niveau du baril central, le TRT est composé d'environ $50\,000$ tubes de 144 cm

parallèles au faisceau et distribués en 73 couches. Dans chacun des emboûts, 250 000 tubes de 39 cm agencés radialement sont distribués sur 160 couches et forment la partie avant du TRT. Le TRT fournit seulement la position R - ϕ des particules et couvre la région $|\eta| < 2.0$.

2.5 Calorimètres

Les calorimètres du détecteur ATLAS sont conçus pour freiner les particules et mesurer leur énergie par absorption. Le calorimètre sert donc à mesurer l'énergie des électrons et des jets hadroniques. Les calorimètres consistent en une succession de couches de matériau passif, l'absorbeur, séparées par des couches de milieu passif pour l'échantillonnage. La figure 2.7 représente les différentes composantes des calorimètres et leur disposition. Les composantes internes, près de la ligne de faisceau, sont des calorimètres à argon liquide (LAr) utilisés à la fois pour les photons et les particules chargées. Les différents calorimètres sont regroupés en trois cryostats, un pour le EMB (electromagnetic barrel) et un autre à chacun des emboûts. Les cryostats situés aux emboûts contiennent le EMEC (electromagnetic end-cap calorimeter), le HEC (hadronic end-cap) situé derrière le EMEC et le FCal (forward calorimeter). Au-delà des calorimètres à argon liquide, on retrouve le calorimètre à tuiles de scintillateurs découpé en trois sections : un baril central et deux barils étendus. Les sections suivantes décrivent plus en détail le calorimètre électromagnétique utilisé pour freiner les électrons et les photons ainsi que le calorimètre hadronique pour freiner les hadrons qui eux traversent le calorimètre électromagnétique.

2.5.1 Calorimètres électromagnétiques

Les électrodes et les absorbeurs du calorimètre électromagnétique ont une géométrie en accordéon qui permet une couverture azimutale complète sans aucune brèche. Les électrodes de 300 μm d'épaisseur sont faites de trois couches conductrices de cuivre séparées par de fines couches isolantes de Kapton. L'espace entre les plaques de plomb est rempli d'argon liquide qui agit comme milieu actif et dans lequel baignent les électrodes. Les interactions dans le milieu absorbant produisent une cascade de

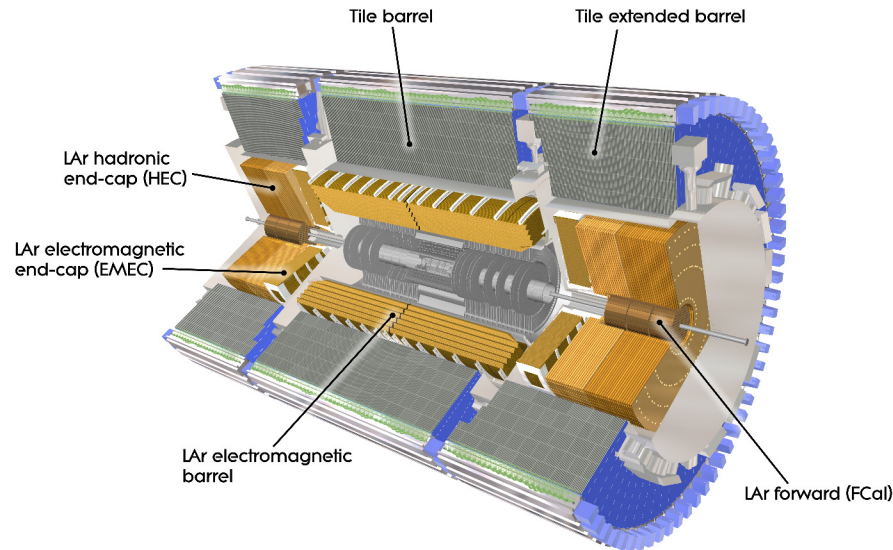


Fig. 2.7 – Schéma du calorimètre représentant les diverses composantes des calorimètres électromagnétiques et hadroniques [27].

particules qui ionisent ensuite l'argon liquide. Ces électrons créent un courant qui est collecté dans les électrodes par couplage capacitif.

La résolution du calorimètre dépend de la granularité qui varie selon les couches du calorimètre. La figure 2.8 montre les différentes granularités selon les directions η et ϕ pour chacune des couches du calorimètre dans le baril central. Le EMB couvre la région $|\eta| < 1.475$ à l'aide de deux cylindres de 3.2 m de longueur, situés de part et d'autre de l'axe z , et qui s'étendent radialement entre 1.4 et 2 m. L'épaisseur effective en terme de longueurs de radiation X_0 est d'au moins $22X_0$ en incidence normale et augmente jusqu'à $33X_0$ à $|\eta| = 1.3$. Les EMEC situés aux emboûts couvrent la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. Leur épaisseur varie entre $24X_0$ et $36X_0$ pour des pseudorapidités respectives de 1.475 et 3.2.

2.5.2 Calorimètres hadroniques

Les calorimètres hadroniques comportent également des sections à base d'argon liquide ainsi que d'autres sections faites de tuiles de scintillateurs. Le calorimètre à tuiles est situé au-delà des calorimètres électromagnétiques à argon liquide, s'étendant radialement entre 2.28 m et 4.25 m, ce qui offre une couverture jusqu'à $|\eta| < 1.7$. On

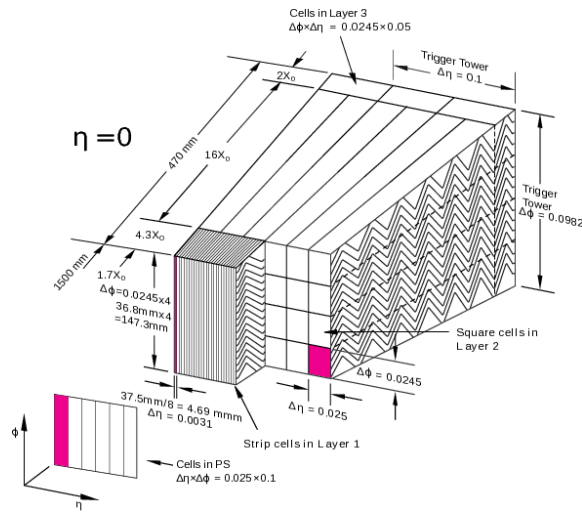


Fig. 2.8 – Représentation de la granularité variable dans chacune des couches du calorimètre électromagnétique [31].

peut voir sur la figure 2.9 que les plaques absorbantes d’acier et les tuiles de scintillateurs sont assemblées radialement et perpendiculairement au faisceau. Lorsque les particules ionisantes traversent les tuiles, le plastique émet de la lumière. Le rayonnement de scintillation ultraviolet produit est détecté sur les rebords des tuiles et converti en longueur d’onde visible. Des fibres optiques acheminent ensuite la lumière vers les tubes photomultiplicateurs.

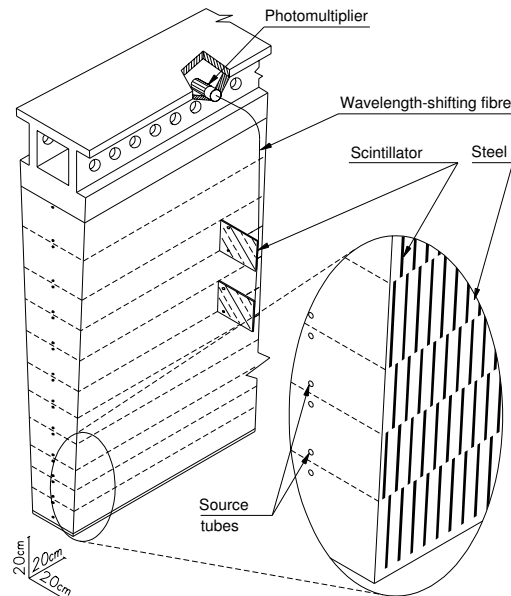


Fig. 2.9 – Vue par la tranche du calorimètre hadronique à tuiles de scintillateurs [25].

Les deux calorimètres qui assurent une couverture pour les pseudorapidités plus

élevées utilisent l'argon liquide comme milieu actif. La disposition des calorimètres dans le plan R - z est représenté sur la figure 2.10. D'abord, le HEC est constitué de plaques absorbantes de cuivre et assure une couverture dans la région $1.5 < |\eta| < 3.2$. Il chevauche en partie le calorimètre à tuiles et le FCal, ce qui permet de contrebalancer les effets dus à une plus faible densité de matériau dans les régions de transition entre les différents calorimètres. Le HEC est scindé en deux roues d'environ 2 m de rayon, la granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ passe de 0.1×0.1 à 0.2×0.2 d'une roue à l'autre.

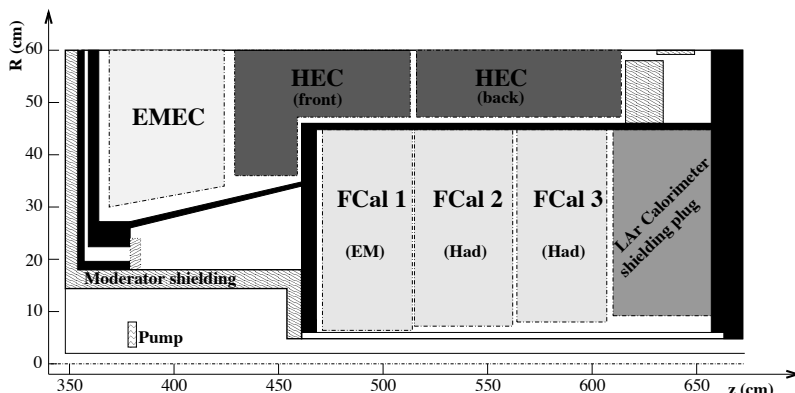


Fig. 2.10 – Disposition des différents calorimètres dans la région avant du détecteur [25].

Finalement, la couverture jusqu'à $|\eta| < 4.9$ est atteinte avec le FCal (*Forward Calorimeter*) qui est divisé en trois modules. Le premier module (FCal1), optimisé pour le calorimètre électromagnétique, consiste en neuf disques de cuivre de 50 mm percés d'environ 12 000 trous de 5.25 mm de diamètre. Les électrodes de 4.75 mm de diamètre, également en cuivre, sont insérées au centre de chaque trou, ce qui laisse place à une couche d'argon liquide de seulement 250 μm . La figure 2.11(a) est une représentation de la structure des électrodes à l'intérieur du FCal électromagnétique.

Les deux autres modules du FCal sont optimisés pour s'intégrer dans le calorimètre hadronique. Leur structure est très similaire à celle du FCal électromagnétique. Pour le FCal2 et FCal3, deux plaques de cuivre de 25 mm sont percés d'environ 10 000 et 8 000 trous de 6 mm de diamètre. Des électrodes coaxiales en cuivre sont jointes par les extrémités aux plaques de cuivre. Une tige de tungstène de 4.75 mm de diamètre est insérée au centre de chaque électrode, séparée de celle-ci par une couche de 375 μm d'argon liquide. L'espace entre les électrodes est rempli de tungstène, comme on peut le voir sur la figure 2.11(b), en raison de sa densité élevée.

Résolution des calorimètres

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie déposée avec une résolution relative de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (2.5)$$

sur toute la région $|\eta| < 3.2$ [25]. Bien que la granularité du calorimètre à tuiles et du FCal ne soit pas aussi fine que celle du calorimètre électromagnétique, elle est néanmoins suffisante pour satisfaire aux exigences de la reconstruction des jets et de l'énergie manquante E_T^{miss} . Dans le cas des jets, leur énergie peut être mesurée à une résolution relative de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (2.6)$$

pour la région $|\eta| < 3.2$ et de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (2.7)$$

pour la région $3.1 < |\eta| < 4.9$.

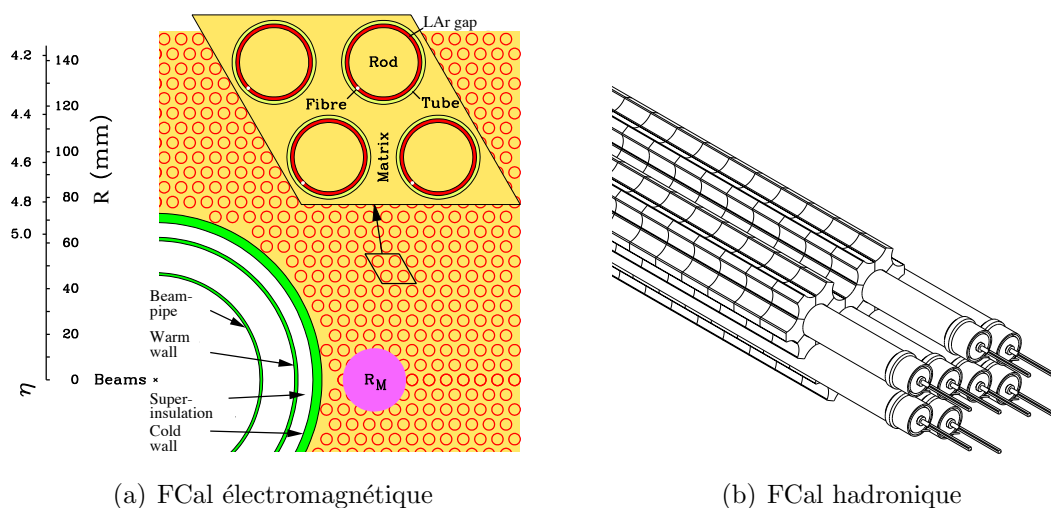


Fig. 2.11 – Schéma du calorimètre représentant les diverses composantes de la partie avant des calorimètres électromagnétiques et hadroniques [25].

2.6 Spectromètre à muons

Finalement, le spectromètre à muons forme la couche de sous-détecteurs la plus externe du détecteur ATLAS. L'objectif du spectromètre à muons est de détecter les particules chargées qui traversent le système de calorimètres, c'est-à-dire les muons qui sont des particules avec un pouvoir d'arrêt minimum (*minimum ionizing particles*). Il est constitué de deux éléments principaux jouant des rôles différents : un système de déclenchement qui identifie les muons dans la région $|\eta| < 2.4$ et un système de précision qui mesure leur impulsion dans la région $|\eta| < 2.7$. Les différentes composantes du spectromètre à muons sont représentées sur la figure 2.12.

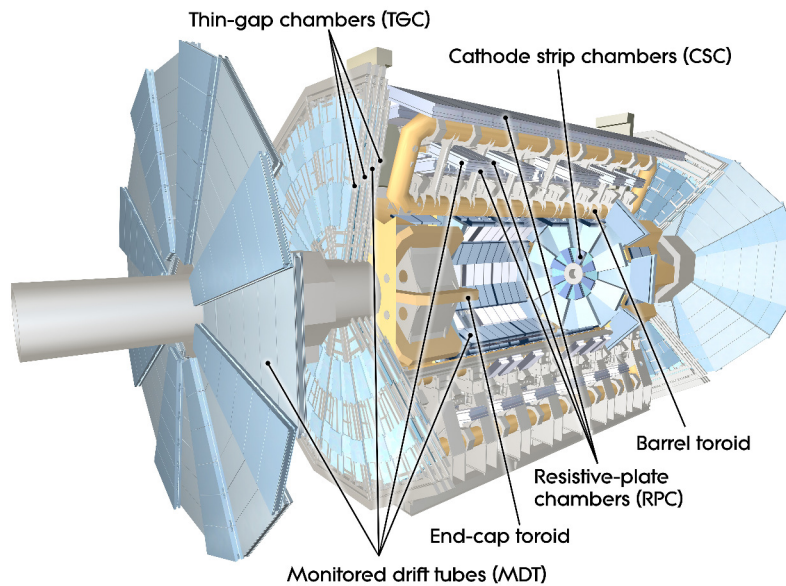


Fig. 2.12 – Vue par la tranche des différentes composantes du spectromètre à muons [27].

2.6.1 Chambres de précision

Les chambres MDT (Monitored Drift Tubes) et les CSC (Cathode-Strip Chambers) constituent les systèmes visant à mesurer la trace des muons dans le champ toroïdal, soit leur impulsion. La géométrie et les dimensions des chambres MDT sont variables en fonction de leur emplacement, elles sont rectangulaires dans la partie centrale (baril) et trapézoïdales dans les extrémités. Par contre, leur structure mécanique est identique comme on peut le voir sur la figure 2.13.

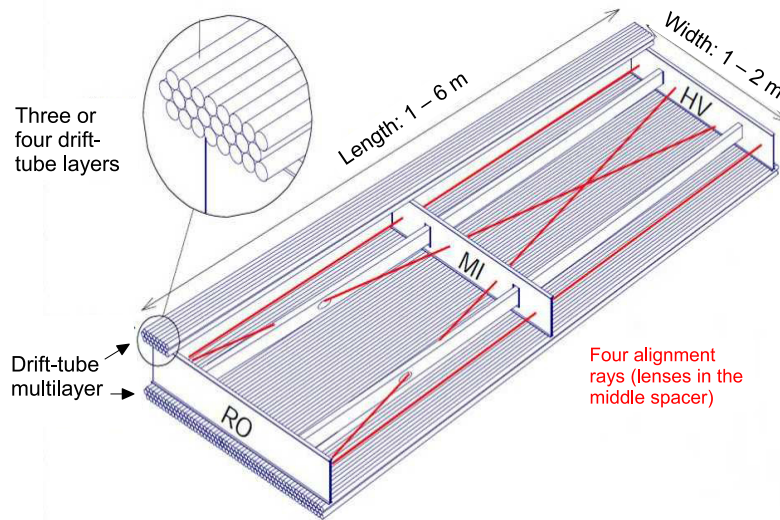


Fig. 2.13 – Représentation de la structure d’une chambre MDT. Les dimensions des chambres peuvent varier en longueur de 1 à 6 m et en largeur entre 1 et 2 m [25].

Elles sont formées de deux couches de trois ou quatre tubes à dérive d’épaisseur, séparées par un cadre en aluminium. À l’intérieur du cadre, quatre alignements optiques permettent de surveiller la géométrie de la chambre. Les tubes à dérive sont des tubes de 30 mm de diamètre contenant un mélange gazeux de 93% d’argon et 7% de CO_2 soumis à une pression de 3 bars. Au centre des tubes, un fil de tungstène-rhénium de $50 \mu\text{m}$ de diamètre collecte les électrons libérés au passage des particules. Le point le long de la trajectoire d’une particule, tangent à un cercle de rayon r_{\min} , donne la position de celle-ci (voir figure 2.14). La résolution moyenne est de $80 \mu\text{m}$ pour un tube et de $35 \mu\text{m}$ pour une chambre.

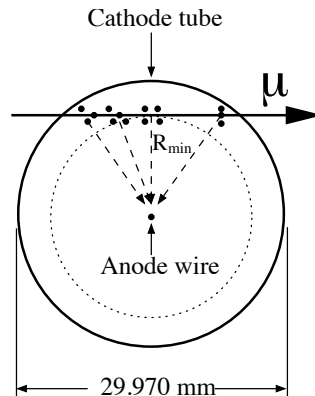


Fig. 2.14 – Représentation du processus d’ionisation à l’intérieur d’un tube à dérive. La différence de potentiel appliquée sur l’anode est de 3080 V [25].

Les chambres MDT couvrent la région $|\eta| < 2.7$, à l’exception de la roue la plus

interne qui est limitée à la région $|\eta| < 2$. Les CSC sont donc utilisées seulement dans les roues internes pour couvrir la région $2 < |\eta| < 2.7$ en raison de leur capacité à soutenir une luminosité plus élevée. En effet, les chambres MDT sont efficaces jusqu'à un taux d'environ 150 Hz/cm^2 alors que les CSC peuvent supporter jusqu'à $1\,000 \text{ Hz/cm}^2$, ce qui est largement suffisant. Chacune des roues est divisée en huit octants composés chacun d'une petite et d'une grande chambre à fils proportionnelle (voir figure 2.15). La résolution spatiale est de $60 \mu\text{m}$ dans la direction de courbure et de 5 mm dans la direction transverse.

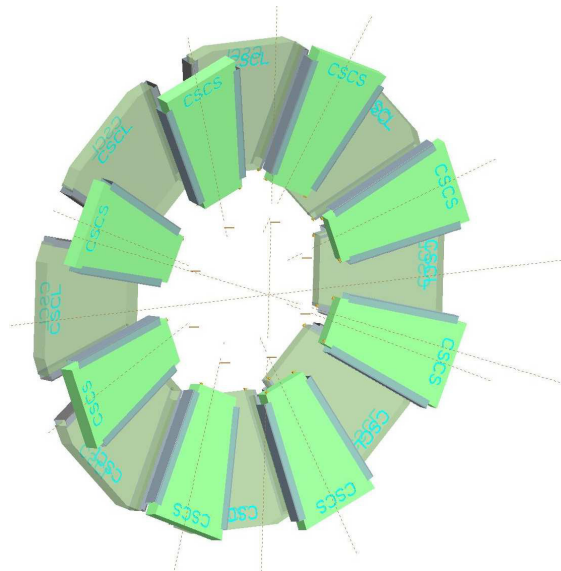


Fig. 2.15 – Représentation des huit octants du système CSC [25].

2.6.2 Chambres de déclenchement

Le système de déclenchement du spectromètre à muons est composé des RPC (Resistive Plate Chambers) et des TGC (Thin Gap Chambers), qui sont des adaptations de la chambre à dérive traditionnelle. Leur but est d'identifier rapidement les muons qui traversent le spectromètre et de discriminer sur leur impulsion transverse. Le système de déclenchement opère dans la région $|\eta| < 2.4$, à l'exception de la région $1.3 \leq |\eta| \leq 1.65$, la région de transition entre le toroïde central et les toroïdes des emboûts, où le champ magnétique est hautement non homogène.

Tout comme les chambres de mesures de précision, deux technologies différentes sont utilisées pour les chambres de déclenchement. Les RPC sont installées dans la région

$|\eta| < 1.05$ et les TGC couvrent la région soumise à une plus grande luminosité entre $1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$. Les deux modules internes, RPC1 et RPC2, forment le système de déclenchement pour les muons à bas p_T , entre 6 et 9 GeV. Le module externe, combiné aux deux modules internes, permet de détecter les muons à plus haut p_T entre 9 et 35 GeV.

Un détecteur RPC est constitué de deux plaques résistives parallèles, qui jouent le rôle d'électrode, séparées de 2 mm. Un champ électrique de 4.9 kV/mm est appliqué entre les plaques afin d'opérer le détecteur en mode avalanche. Le volume entre les plaques est rempli d'un mélange gazeux de tétrafluoroéthane à 94.7%, iso-butane à 5% et SF₆ à 0.3%. Le signal produit par le passage d'une particule est collecté par des bandes métalliques installées sur les surfaces externes des plaques. Les bandes mesurant la coordonnée ϕ sont installées sur une surface et les bandes mesurant la coordonnée η sont installées orthogonalement sur l'autre surface, de sorte que chaque détecteur fournit une mesure indépendante de η et ϕ . Deux détecteurs sont installés par module RPC, pour un total maximum de six mesures η - ϕ pour l'ensemble du système.

Le système TGC sert non seulement de système de déclenchement de la région avant du détecteur, mais il fournit également une mesure de la coordonnée azimutale supplémentaire. Les TGC sont des chambres à fils proportionnelles. Le mélange gazeux remplissant la chambre à fils est composé de 55% de CO₂ et de 45% de *n*-pentane. Les modules TGC sont des assemblages de deux ou trois chambres superposées comme on peut le voir sur la figure 2.16.

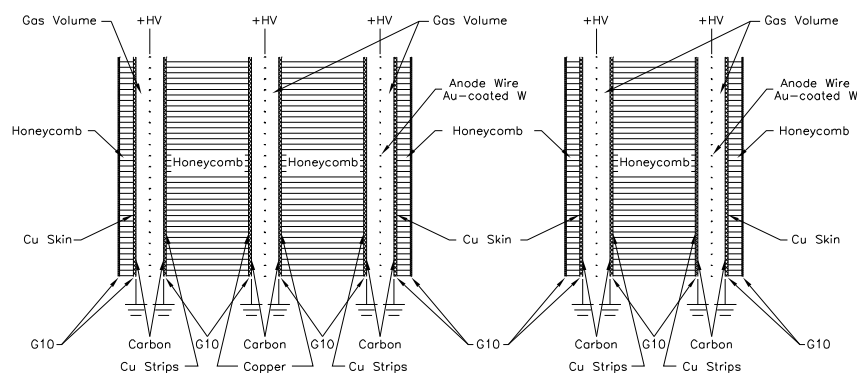


Fig. 2.16 – Vue par la tranche d'un assemblage en triplet (gauche) et en doublet (droite) [25].

2.7 Système de déclenchement et acquisition de données

À une luminosité instantanée actuelle de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le taux de collisions pp est de l'ordre de 1 GHz. Toutefois, l'enregistrement des données est plutôt limité à environ 1 kHz d'après les technologies disponibles à ce jour. Non seulement il faut réduire d'un facteur 5×10^6 le taux d'événements destinés à l'enregistrement, mais il faut s'assurer de conserver le maximum d'événements qui représentent un potentiel de découverte. C'est donc au système de déclenchement que revient la tâche de sélectionner les événements qui doivent être acheminés vers le système d'acquisition de données. Ensemble, ils forment le système TDAQ (Trigger and Data Acquisition).

Le système de déclenchement [25, 32] est divisé en deux niveaux successifs : *Level-1* (L1) et le High-Level Trigger (HLT). À partir de la fréquence de croisement des faisceaux de 40.08 MHz⁴, le premier système L1 doit sélectionner les événements à un taux variant entre 30 MHz et 100 kHz. Il dispose d'une fenêtre d'au plus $2.5 \mu\text{s}$ après la collision de référence pour exécuter les algorithmes et transmettre les informations au niveau suivant. Les événements sélectionnés sont ensuite envoyés vers le HLT qui à son tour réduit le taux d'événements à environ 1 kHz. Puisque le système HLT applique ses critères de sélection sur des événements et des objets pleinement reconstruits, le temps d'exécution requis est d'environ 200 ms. Les événements qui passent les critères de sélection du système HLT sont enregistrés définitivement, la taille des informations sauvegardées totalise environ 1.3 Mbyte. Celle-ci varie en fonction de l'énergie dans le centre de masse et la luminosité.

2.7.1 Système L1

En plus de réduire le taux d'enregistrement à des ordres de grandeur souhaitables, le système de déclenchement doit également repérer, parmi l'énorme quantité d'événements QCD, les événements potentiellement intéressants qui sont, eux, beaucoup plus rares. Une caractéristique généralisée des événements intéressants d'un point de vue physique est la présence d'une importante quantité d'énergie E_T , transverse

⁴Les faisceaux se croisent toutes les 24.95 ns.

à la direction du faisceau. Le premier système de déclenchement, le L1, est donc à la recherche d'événements où l'énergie totale transverse E_T et l'énergie transverse manquante E_T^{miss} sont très grandes. Le système du L1 a également pour objectif d'identifier les signatures de muons, électrons, photons, jets et leptons τ avec des impulsions transverses élevées. La sélection des événements au premier niveau est effectuée avec un sous-ensemble des données provenant des calorimètres et du spectromètre à muons, puisqu'il ne dispose que d'une fenêtre de $2.5 \mu\text{s}$ pour prendre une décision. Pour prendre des décisions rapidement, le système L1 est un dispositif *hardware* seulement. Le fonctionnement du système L1, schématisé sur la figure 2.17, peut être divisé en deux branches indépendantes. Le système L1Muon tire profit des traces laissées dans les chambres de déclenchement du spectromètre à muons pour identifier les muons à hauts p_T . L'autre système, L1Calo, utilise les dépôts d'énergie dans les calorimètres pour identifier des objets associés à de hautes E_T . Les informations sont par la suite traitées par le CTP (Central Trigger Processor) qui applique plusieurs combinaisons de critères de sélection.

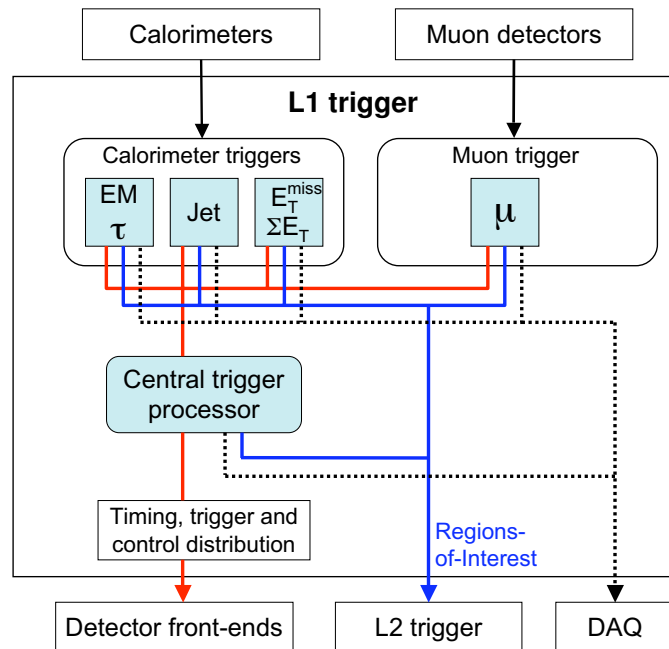


Fig. 2.17 – Diagramme de flux du fonctionnement du premier système de déclenchement L1 [25].

Au niveau du calorimètre, l'information de tous les calorimètres électromagnétiques et hadroniques est exploitée pour identifier des électrons, des photons, des jets et des leptons τ . L'information est collectée par un réseau de 7 200 *trigger towers* dont

la granularité de 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ est plus grossière que les sections dédiées aux mesures de précision. Le délai de transit total pour la chaîne L1Calo d'environ $2.1 \mu\text{s}$ est bien en-dessous des $2.5 \mu\text{s}$ nécessaires. Près de la moitié du temps de latence est causée par les délais de transmission des câbles seulement. Pour les muons, le système L1Muon utilise seulement l'information provenant des chambres de déclenchement RPC et TGC (voir section 2.6.2). Tout au long du processus décisionnel, l'information recueillie par toutes les composantes du détecteur est gardée en mémoire tampon.

Une fonction cruciale du système L1 est d'associer précisément et sans ambiguïté un événement au croisement de faisceaux qui a produit celui-ci. La tâche semble évidente, mais elle représente tout de même un défi de taille. D'une part, les signaux analogues des calorimètres électromagnétiques et hadroniques ont des largeurs supérieures à plusieurs (~ 4) croisements de faisceaux. D'autre part, la taille seule du spectromètre à muons implique déjà des temps de propagation supérieurs à 25 ns.

Le L1 détermine également des régions d'intérêt (RoI) associés aux objets devant être envoyés vers le niveau suivant. Les RoI contiennent, entre autres, les coordonnées du détecteur où sont présents ces objets ainsi que les critères de sélection.

2.7.2 Système HLT

Contrairement au premier niveau, les algorithmes du système de déclenchement HLT utilisent la pleine précision des calorimètres et du spectromètre à muons et les informations recueillies par le détecteur interne. Les algorithmes du HLT ont pour but de raffiner le processus de sélection à l'aide d'une meilleure précision. Les algorithmes du système HLT utilisent la pleine granularité du détecteur dans les RoI ou dans l'événement complet. Les RoI permettent d'alléger le flux d'informations transmises et d'accélérer le processus décisionnel à cette étape. À ce stade, tous les objets sont entièrement reconstruits à l'aide des méthodes standards, présentées à la section 2.8. Les informations de chaque événement sont organisées en différentes catégories, les trois principales étant : électrons/photons, muons et jet/ E_T . Le choix de ce modèle d'organisation des données a pour objectif de simplifier et de standardiser les analyses à travers la collaboration.

2.8 Identification des particules

Telles que présentées dans les sections précédentes, les caractéristiques du détecteur ATLAS en font un instrument multi-usage à la fine pointe de la technologie. Le détecteur ATLAS a été conçu et pensé pour être en mesure d'observer un grand éventail de processus de nouvelle physique. La dernière étape avant l'analyse des données dans un contexte particulier est l'identification des particules qui traversent le détecteur. La discrimination entre les différentes particules est effectuée en combinant les informations recueillies dans chacun des sous-détecteurs. La figure 2.18 représente le fonctionnement du détecteur ATLAS pour identifier les différentes particules.

Les sections suivantes décrivent les méthodes utilisées pour reconstruire les électrons, les photons, les muons, les jets et l'énergie transverse manquante E_T^{miss} . Une attention particulière est accordée aux jets et aux jets- b puisqu'ils sont au coeur de l'analyse qui est présentée au chapitre 4. La reconstruction des électrons et des muons sera aussi présentée, car les événements seront rejetés lors de leur présence. On ne discutera pas de la reconstruction de l'énergie transverse manquante et de la reconstruction des leptons τ , puisque ces objets ne sont pas utilisés dans l'analyse principale.

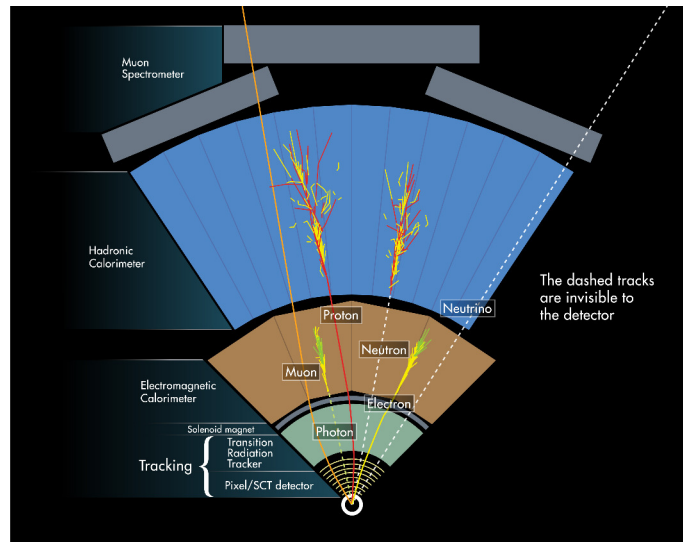


Fig. 2.18 – Représentation du fonctionnement du détecteur ATLAS pour l'identification des différentes particules. Les lignes pointillées indiquent l'absence de trace laissée dans le sous-détecteur. La combinaison des informations provenant de chaque sous-détecteur permet d'identifier précisément les particules [33].

2.8.1 Électrons et photons

Les électrons et les photons laissent des dépôts d'énergie dans plusieurs cellules du calorimètre électromagnétique [25, 34, 35], visibles sous forme d'agrégat EM (*EM cluster*). Les particules chargées perdent leur énergie via le rayonnement de freinage *bremsstrahlung*, alors que les photons suffisamment énergétiques créent des paires e^+e^- qui sont également ralenties et émettent un rayonnement *bremsstrahlung*. La création successive de photons et de paires e^+e^- crée une cascade électromagnétique dans le calorimètre. Contrairement aux photons, les particules chargées interagissent également avec le détecteur interne qui reconstruit leur trajectoire à partir des dépôts d'énergie dans chacune des composantes. La présence d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre associée avec une trace dans le détecteur interne définit un électron. Les photons sont donc caractérisés comme des agrégats dans le calorimètre qui ne sont pas assortis de traces dans le détecteur interne. Les algorithmes de reconstruction sont également en mesure d'identifier les conversions de photons en électrons au niveau du trajectographe.

La granularité des quatre couches du calorimètre électromagnétique est représentée à la figure 2.8. À haute énergie, l'essentiel de la cascade électromagnétique se produit dans la région centrale, d'une épaisseur de $16X_0$, où la granularité $\eta \times \phi$ est de 0.025×0.025 . Un réseau de $N_\eta \times N_\phi = 200 \times 256$ tours EM (*EM towers*), dont la taille $\Delta\eta \times \Delta\phi$ correspond à la granularité de la région centrale, est distribué sur l'ensemble du calorimètre. L'énergie d'une tour EM correspond à la somme de l'énergie déposée dans chacune des quatre couches. Les agrégats EM sont formés à partir de sous-agrégats d'énergie supérieure à 2.5 GeV. Les sous-agrégats sont identifiés en balayant une fenêtre de $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 5$ sur toute la surface du calorimètre électromagnétique.

L'identification des électrons repose sur une série de coupures sur différentes mesures issues du calorimètre, du détecteur interne et de leur combinaison. Les variables utilisées permettent de différencier les électrons isolés des électrons de bruit de fond non-isolés. Trois catégories inclusives sont définies pour plus de flexibilité au niveau de l'analyse : *loose*, *medium* et *tight* [36]. Les catégories représentent, en ordre croissant, leur capacité à rejeter les particules de bruits de fond qui imitent la signature des électrons.

2.8.2 Muons

Les muons sont les seules particules chargées à parvenir jusqu'au spectromètre à muons et à déclencher le système de détection. Le spectromètre à muons couvre la région $|\eta| < 2.4$ et détecte les muons sur un spectre d'énergie entre 3 GeV et 3 TeV. Il est possible d'améliorer la résolution en énergie et l'efficacité de détection en utilisant conjointement les informations fournies par le détecteur interne et les calorimètres. Les muons à bas p_T non-isolés proviennent généralement de jets- b alors que les muons à hauts p_T sont généralement isolés et proviennent de la désintégration de bosons W/Z ou de nouvelle physique.

Plusieurs stratégies sont mises en oeuvre pour reconstruire la trajectoire des muons, les trois principales, tirées de la référence [25], étant :

- **stand-alone** : les trajectoires sont reconstruites uniquement à partir des systèmes MDT et CSC. Cette stratégie est possible sur toute la région couverte par le spectromètre à muons, soit $|\eta| < 2.7$;
- **combined** : les trajectoires reconstruites par le spectromètre à muons et le détecteur interne sont combinées. Cette méthode est limitée à la région $|\eta| < 2.5$ en raison de l'acceptance du détecteur interne;⁵
- **segment tag** : une trajectoire reconstruite par le détecteur interne est extrapolée jusqu'au spectromètre à muons. La trajectoire est combinée avec un segment laissé dans les stations à muons.

La dernière méthode permet d'améliorer l'efficacité de reconstruction pour les muons de basse énergie ($\lesssim 6$ GeV) puisque ceux-ci n'atteignent généralement que la première couche du spectromètre à muons. Pour les muons dont l'impulsion est inférieure à 100 GeV, la méthode *combined* permet d'améliorer considérablement la résolution de l'impulsion. Cette méthode a aussi pour effet de réduire le bruit de fond produit *i)* par les pions qui ne sont pas freinés complètement par les calorimètres ou *ii)* par la désintégration de pions/kaons.

⁵L'*acceptance* du détecteur est définie comme la région où celui-ci est en mesure de détecter les particules issues des collisions. Elle dépend donc exclusivement des dimensions du détecteur.

2.8.3 Jets

Les jets sont une conséquence directe du confinement de la couleur en QCD. Les quarks créés dans les collisions à très haute énergie doivent exister dans des états neutres en couleur. Lorsque l'énergie est suffisante, elle se matérialise en une paire $q\bar{q}$ qui va se combiner aux quarks déjà présents pour former de nouveaux états neutres en couleur. Plusieurs hadrons sont ainsi créés durant le processus d'hadronisation ou de fragmentation. Le résultat pour un processus $pp \rightarrow q\bar{q}$ est la présence de deux jets qui sont en réalité constitués de plusieurs hadrons collimatés en deux cones. Au niveau du détecteur, les hadrons interagissent avec le détecteur interne, s'ils sont chargés, et avec les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les hadrons déposent leur énergie dans les calorimètres par une succession d'interactions nucléaires avec les noyaux atomiques de l'absorbeur. Les interactions consécutives créent une gerbe hadronique qui possède une composante hadronique et une composante électromagnétique.

La méthode utilisée pour reconstruire l'énergie déposée dans les cellules des calorimètres [35, 37] repose sur l'exploitation des caractéristiques topologiques des cascades dans les calorimètres. L'idée derrière cette technique est de combiner les cellules voisines dont l'énergie est significativement plus élevée que le niveau de bruit. Conséquemment, le nombre de cellules dans les agrégats (*clusters*) est irrégulier.

Pour chaque cellule, on peut définir le rapport signal/bruit ξ tel que

$$\xi = \frac{E_{\text{cell.}}}{\sigma_{\text{cell.}}}, \quad (2.8)$$

où l'énergie $E_{\text{cell.}}$ mesurée dans une cellule correspond au signal et $\sigma_{\text{cell.}}$ correspond au bruit moyen de la même cellule. Ensuite, on définit trois seuils s_0 , s_1 et s_2 en unité de $\sigma_{\text{cell.}}$ de sorte que $s_0 > s_1 > s_2$. Toutes les cellules qui satisfont $\xi > s_0$ sont classées en ordre décroissant de ξ et chaque cellule forme un sous-agrégat (*proto-cluster*). Ensuite, pour chaque cellule de cette liste, les cellules voisines qui respectent les critères $\xi > s_1$ ou $\xi > s_2$ sont ajoutées au sous-agrégat correspondant. Si la cellule voisine a un ratio signal/bruit supérieur à s_0 , alors les sous-agrégats sont fusionnés. La procédure est itérative et se termine lorsque toutes les cellules voisines qui remplissent $\xi > s_2$ ne satisfont plus $\xi > s_1$. La configuration des paramètres utilisés dans l'expérience ATLAS sont $s_0 = 4$, $s_1 = 2$ et $s_2 = 0$ [37]. Cette technique

a pour avantage significatif d'éliminer les cellules bruyantes puisqu'elles ne passent pas les critères de reconstruction topologique.

Algorithme de reconstruction

Finalement, des algorithmes de reconstruction se chargent de reconstruire les jets à partir des agrégats topologiques, appelés proto-jets dans ce contexte. La procédure de reconstruction est appliquée itérative-ment sur une liste de tous les proto-jets. D'abord, dans l'espace de phase y - ϕ , on définit la distance ρ_{ij} entre un proto-jet et son plus proche voisin

$$\rho_{ij} = \min(p_{T,i}^{2n}, p_{T,j}^{2n}) \frac{(\Delta R_{ij})^2}{R^2} \quad (2.9)$$

ainsi que la distance ρ_{iB} entre un proto-jet et le faisceau

$$\rho_{iB} = p_{T,i}^{2n}, \quad (2.10)$$

où n est un entier, $\Delta R_{ij} = \sqrt{(\Delta y_{ij})^2 + (\Delta \phi_{ij})^2}$ est la séparation angulaire entre deux proto-jets et R est le paramètre de rayon utilisé par l'algorithme pour définir la taille du jet. Les deux distances sont ensuite comparées pour tous les éléments. Dans le cas où $\rho_{iB} < \rho_{ij}$, alors le proto-jet est plus près du faisceau que de n'importe quel autre proto-jet. Il est retiré de la liste et identifié comme un jet. Dans le cas contraire, les deux proto-jets sont combinés ensemble dans un nouveau proto-jet. La procédure est répétée jusqu'à ce que la liste de proto-jets soit vide.

Trois algorithmes sont présentés ici : *i*) k_t [38, 39], *ii*) Cambridge-Aachen (C/A) [40, 41] et *iii*) anti- k_t [42, 43], ce dernier étant l'algorithme par défaut adopté par la collaboration ATLAS. Ils se distinguent les uns des autres par la valeur du paramètre n dans l'équation 2.9 :

- $n = 1$ correspond à l'algorithme k_t . Les proto-jets avec les plus petites valeurs de p_T sont regroupées en premier;
- $n = 0$ correspond à l'algorithme C/A. La combinaison des proto-jets ne dépend que de leur séparation angulaire entre eux et la séparation avec le faisceau;

- $n = -1$ correspond à l'algorithme anti- k_t . Les proto-jets avec les plus grands p_T sont combinés en premier de sorte que la forme des jets est plus uniforme dans l'espace η - ϕ . L'axe des jets étant choisi plus tôt dans le processus de reconstruction, les jets ainsi reconstruits sont plus stables. Cette technique est plus robuste que l'algorithme k_t dans un environnement de haute multiplicité.

b-tagging

Parmi le vaste éventail du programme de physique de l'expérience ATLAS, l'identification des jets contenant des quarks b , les jets- b occupent une place importante. Les jets- b jouent un rôle important aussi bien dans les mesures de précision que dans la découverte du boson de Higgs ou la recherche de nouvelle physique. Dans le contexte du LHC, où la production de jets est considérable, la discrimination entre jets- b et jets légers est d'autant plus nécessaire. L'identification des jets- b est possible en tirant profit du temps de vie relativement long des hadrons B . Ce temps de vie permet aux hadrons B de se déplacer d'environ 1 mm, ce qui conduit à la création d'un vertex secondaire, un élément essentiel à l'identification des jets- b .

Plusieurs algorithmes [44, 45] ont été développés pour reconstruire les vertex secondaires. L'algorithme IP3D repose sur les paramètres d'impact pour distinguer les traces issues de la désintégration d'un hadron B de celles issues du vertex d'interaction principal. Le paramètre d'impact transverse d_0 est défini comme la plus petite distance d'approche entre les trajectoires extrapolées et le vertex principal, dans le plan r - ϕ . Le paramètre d'impact longitudinal z_0 est la différence entre la coordonnée z du vertex principal et la trajectoire au point de plus petite approche en r - ϕ . Les paramètres d'impact des produits de désintégration sont généralement plus grands que pour les particules provenant du vertex principal. Les autres algorithmes cherchent plutôt à reconstruire explicitement les vertex secondaires. Les algorithmes SV (Secondary Vertices) tentent de reconstruire les vertex secondaires à l'aide d'un ajustement (*fit*) sur les trajectoires. L'algorithme JetFitter vise à reconstruire complètement la chaîne de désintégration du hadron B .

Finalement, l'algorithme MV1 combine les résultats des algorithmes IP3D, SV et JetFitter dans un BDT (*Boosted Decision Tree*). Il s'agit d'une analyse multivariante, avec un seul paramètre de discrimination en sortie, qui permet d'identifier les

corrélations plus complexes entre certaines variables. Le paramètre de sortie, entre 0 et 1, est corrélé avec la probabilité qu'un jet soit un jet-*b*. Cette méthode offre également une plus grande flexibilité quant au choix des efficacités de sélection et la pureté des échantillons (plus de détails à la section [4.3](#)).

Chapitre 3

Au-delà du MS et modèles composites

The saddest aspect of life right now is that science gathers knowledge faster than society gathers wisdom.

— Isaac Asimov

La découverte d'un boson de Higgs au LHC, compatible avec celui du MS, n'est peut-être pas la preuve finale de la validité absolue du MS. Ce n'est qu'une première étape de franchie dans l'évaluation et la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible. Pendant longtemps la pièce manquante, le boson de Higgs à lui seul ne parvenait pas à expliquer la hiérarchie de masse des fermions, ni la stabilité de sa propre masse. Comme on l'a vu au chapitre 1, les problèmes du MS sont connus depuis bien longtemps et les théoriciens ont depuis proposé de nombreuses extensions au MS, voire des alternatives. Cette découverte a donc eu pour effet de raviver l'intérêt pour les modèles *exotiques*¹ qui prédisent que le Higgs découvert ne serait pas un boson fondamental, et que ses propriétés pourraient être différentes de celles du boson de Higgs du MS. Les modèles exotiques introduisent une nouvelle phénoménologie qui se traduit généralement par le postulat de l'existence de nouvelles particules. Parmi les ajouts les plus simples au contenu du MS, il y a notamment les quarks vectoriels

¹Les modèles proposant des extensions du MS et qui ne sont pas supersymétriques sont parfois appelés exotiques.

(*vector-like quarks*). L'existence des quarks vectoriels (VLQs) est très répandue dans les modèles au-delà du MS (BSM) et ils sont donc activement recherchés au LHC.

Ce chapitre présente la phénoménologie des VLQs, ainsi que les théories de Little Higgs et de Higgs composite. Les résultats obtenus à $\sqrt{s} = 8$ TeV par l'expérience ATLAS au LHC sont également présentés.

3.1 Les quarks vectoriels

Les interactions entre les fermions et les bosons de jauge du MS peuvent être décrites sous la forme d'échange entre courants neutres ou entre courants chargés. Le lagrangien des courants chargés s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J^{\mu+} W_{\mu}^{+} + J^{\mu-} W_{\mu}^{-}) , \quad (3.1)$$

où le courant J peut être séparé en composante gauche et droite tel que

$$J^{\mu\pm} = J_{\text{L}}^{\mu\pm} + J_{\text{R}}^{\mu\pm} . \quad (3.2)$$

Dans le MS, les fermions (dits chiraux) de chiralité droite sont des singulets de $SU(2)_{\text{R}}$ et ceux de chiralité gauche sont des doublets de $SU(2)_{\text{L}}$. Puisque les bosons de jauge proviennent d'un triplet, par conservation de l'isospin faible, il ne peut y avoir d'interaction faible qu'avec les fermions de chiralité gauche. Ainsi, seuls les courants gauches sont non nuls

$$J_{\text{L}}^{\mu+} = \bar{u}_{\text{L}} \gamma^{\mu} d_{\text{L}} = \bar{u} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) d \quad (3.3)$$

$$J_{\text{R}}^{\mu+} = 0 . \quad (3.4)$$

Si toutefois on suppose que les composantes gauche et droite se transforment de la même façon sous le groupe $SU(2)$, alors les deux composantes du courant chargé interagissent avec les bosons vectoriels. Des fermions obéissant à de telles transformations sont de type vectoriel; dans le cas des quarks, il s'agirait de quarks vectoriels [46]. Les VLQs sont donc des particules hypothétiques de spin 1/2 dont les composantes gauches et droites possèdent les mêmes nombres quantiques de couleur et ont la

même représentation sous le groupe électrofaible $SU(2)$, soit en tant que singulets, doublets ou même triplets. La masse supposée des VLQs est généralement beaucoup plus grande que celle du quark top et on les appellera quarks lourds.

Le fait que les VLQs soient l'extension phénoménologique la plus simple de fermions avec une charge de couleur toujours permise expérimentalement les rend particulièrement intéressants. L'existence de quarks appartenant à une quatrième génération, analogues aux quarks du MS avec les mêmes transformations chirales, est exclue par les mesures les plus récentes [46]. Contrairement aux quarks chiraux, la masse des VLQs ne provient pas d'un couplage de Yukawa avec le boson de Higgs, puisque le champ de Higgs est un doublet d'isospin qui ne peut se coupler à deux singulets, deux doublets ou deux triplets. Les termes de masse de Dirac des VLQs sont directement présents dans le lagrangien puisque les composantes gauche et droite ont les mêmes charges de jauge [47].

Les VLQs sont également intéressants puisqu'ils peuvent se mélanger aux quarks du MS, ce qui aurait pour effet de modifier les couplages avec les bosons W , Z et H . Les représentations possibles des VLQs sont sous forme de singulets, doublets et triplets de la symétrie de jauge du MS [46]

$$\begin{aligned} \text{singulets} &\rightarrow T^0, B^0 \\ \text{doublets} &\rightarrow (X T^0), (T^0 B^0), (B^0 Y) \\ \text{triplets} &\rightarrow (X T^0 B^0), (T^0 B^0 Y) . \end{aligned}$$

Les champs B^0 et T^0 , analogues aux quarks du MS, ont une charge électrique de $-1/3$ et $2/3$ respectivement. Les états propres d'isospin faible sont identifiés à l'aide de l'exposant 0 afin de les différencier des états propres de masse. Les doublets et triplets introduisent également un quark X de charge $5/3$ et un quark Y de charge $-4/3$. Dans la plupart des modèles BSM, il est commun de supposer que les VLQs se couplent seulement à la troisième génération de quarks, car les contraintes sur les quarks de première et deuxième générations sont très fortes [46]. Le fort couplage de Yukawa du quark top, ainsi que du quark b , permet ce genre d'hypothèse et suggère que la nouvelle physique expliquant la brisure de symétrie électrofaible serait étroitement liée à la troisième génération de quarks. En général, il pourrait y avoir un mélange entre les états propres de l'interaction faible q^0 et Q^0 et les états propres

de masse (états physiques) q et Q , où q et Q correspondent respectivement à un quark chiral et un quark vectoriel, de sorte que

$$\begin{pmatrix} b_{L,R} \\ B_{L,R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{L,R}^d & -\sin \theta_{L,R}^d \\ \sin \theta_{L,R}^d & \cos \theta_{L,R}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{L,R}^0 \\ B_{L,R}^0 \end{pmatrix} = U_{L,R}^u \begin{pmatrix} b_{L,R}^0 \\ B_{L,R}^0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\begin{pmatrix} t_{L,R} \\ T_{L,R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{L,R}^u & -\sin \theta_{L,R}^u \\ \sin \theta_{L,R}^u & \cos \theta_{L,R}^u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{L,R}^0 \\ T_{L,R}^0 \end{pmatrix} = U_{L,R}^d \begin{pmatrix} t_{L,R}^0 \\ T_{L,R}^0 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

où $U_{L,R}^u, d$ sont des matrices unitaires. Les fermions du MS sont donc partiellement des nouveaux fermions, c'est ce qu'on appelle *partial compositeness*. Les masses des fermions sont également modifiées par ce mélange. Les masses de Yukawa correspondent donc aux couplages $\bar{f}_L f_R$ avec un doublet et un singulet. Les valeurs propres des masses dépendent du type de multiplet. Le lagrangien complet, ainsi que les couplages permis et les largeurs de désintégration, sont donnés en détail dans la référence [46].

En raison de leur couplage avec les gluons, les VLQs peuvent être produits en paires au LHC. Étant donné que l'interaction est purement QCD et que les charges de couleurs sont bien définies, la section efficace de production est prédite indépendamment d'un modèle, avec comme seul paramètre la masse. Comme les quarks plus lourds du MS, ils vont éventuellement se désintégrer en quarks plus légers accompagnés de bosons de jauge ou de Higgs. Dans le cas des quarks B et T , toujours en supposant un couplage avec la troisième génération seulement, les canaux de désintégration possibles sont

$$\begin{aligned} B &\rightarrow W^- t, & B &\rightarrow Z b, & B &\rightarrow H b, \\ T &\rightarrow W^+ b, & T &\rightarrow Z t, & T &\rightarrow H t. \end{aligned}$$

Les quarks lourds d'un même multiplet ne sont pas dégénérés puisqu'il y a un mélange avec les quarks t et b du MS. Les mesures de précisions électrofaibles au LEP ont permis d'exclure la présence de fermions lourds dans des boucles de corrections radiatives associées au propagateur du boson Z — paramètres obliques S, T et U de la

figure 3.6. Les contraintes actuelles peuvent être traduites en contraintes de mélange entre quarks du MS et VLQs. Il en résulte une faible différence de masse entre les quarks lourds qui empêche les désintégrations en quarks lourds comme on peut le voir sur la figure 3.1. Le mélange entre quarks légers (t, b) et quarks lourds ouvre également la voie à la production simple (*single production*) des quarks lourds. Par la cinématique, la production simple domine la production en paire lorsque les masses des quarks lourds sont très élevées, mais elle dépend du mélange avec le quarks du MS. Cet avantage est diminué par un mélange, qui pourra cependant être mesuré si le processus est observé.

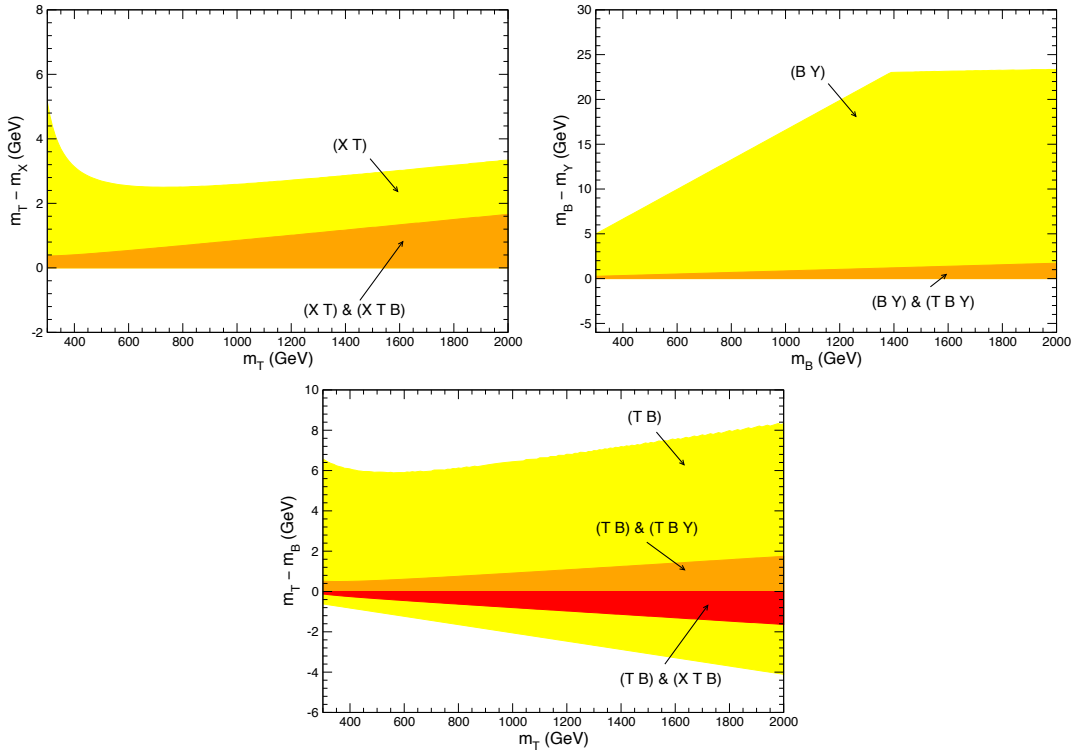


Fig. 3.1 – Différences de masse permises entre les quarks lourds en fonction des masses des quarks B et T pour les différents multiplets [46].

Les rapports d'embranchement des différents canaux dépendent de la masse des VLQs, bosons et quarks impliqués. Les trois rapports d'embranchement ne sont pas indépendants les uns des autres, en effet

$$\text{BR}(Q \rightarrow Wq') + \text{BR}(Q \rightarrow Zq) + \text{BR}(Q \rightarrow Hq) = 1, \quad (3.7)$$

avec les combinaisons $(Q, q, q') = (T, t, b), (B, b, t)$. À haute masse, ils tendent vers

un rapport 2:1:1. D'après les contraintes actuelles, les rapports d'embranchement des différents multiplets, pour les canaux neutres des quarks B et T , sont présentés à la figure 3.2.

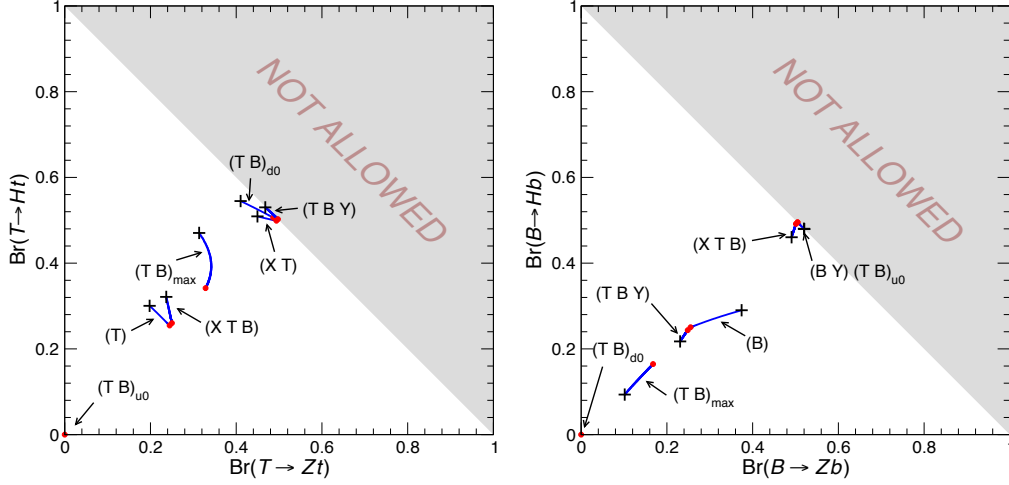


Fig. 3.2 – Rapports d'embranchement permis des canaux neutres pour les différents multiplets [46]. Les points (en rouge) correspondent à la valeur $m_Q = 2$ TeV. Les croix donnent les valeurs des rapports d'embranchement qui correspondent aux limites actuelles. Trois scénarios sont représentés pour les doublets $(T B)$: *i*) le cas noté 'd0' où $\theta_R^u \neq 0$ et $\theta_R^d = 0$, *ii*) le cas noté 'u0' où $\theta_R^u = 0$ et $\theta_R^d \neq 0$ et *iii*) le cas noté 'max' qui maximise les valeurs de $\sin \theta_R^u$ et $\sin \theta_R^d$.

3.1.1 Ajout au MS

Les effets créés par l'incorporation des VLQs au contenu déjà riche du MS sont nombreux et sont majoritairement causés par le mélange entre les quarks du MS et les quarks lourds. D'abord, la matrice CKM s'en trouve modifiée au point d'en perdre son unitarité. Les corrections apportées sont proportionnelles à ce même mélange. Les couplages du type Vq_1q_2 entre les quarks légers q_i et les bosons de jauge sont également modifiés. Dans le cas où le mélange n'a lieu qu'avec la troisième génération, seuls les couplages Wtb et Zbb reçoivent des corrections.

Les VLQs ne se couplent pas au doublet de Higgs, mais, à travers leur mélange avec les quarks légers, ils viennent également affecter les processus de création et de désintégration du boson de Higgs. L'effet est toutefois négligeable. Au-delà des modifications des couplages du MS et la création de nouvelles résonances, les VLQs se distinguent particulièrement par le fait qu'ils viennent briser le mécanisme de

Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM). Les quarks lourds rendent possibles les courants neutres avec changement de saveur (FCNC²) qui sont fortement supprimés dans le MS. Ils permettent non seulement les FCNC entre les quarks lourds et ceux du MS, mais également entre les quarks du MS. Les processus $gg \rightarrow H$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow HH$ et $qq \rightarrow tt$ sont présentés à la figure 3.3.

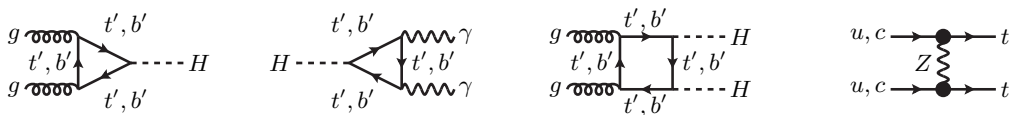


Fig. 3.3 – Diagrammes supplémentaires suite à l’ajout des VLQs au formalisme du MS. Les trois diagrammes de gauche montrent comment certains processus de production et de désintégration du boson H sont modifiés au deuxième ordre. Le diagramme de droite montre que les quarks lourds introduisent les FCNC dans les diagrammes de premier ordre [48].

3.2 VLQs dans les modèles BSM

Ces modèles cherchent à répondre à différentes questions laissées ouvertes par le MS. Pourquoi la symétrie électrofaible est-elle brisée? Est-il possible de calculer explicitement la masse du boson de Higgs et les couplages de Yukawa? Et peut-être plus fondamental encore : le boson de Higgs est-il lui-même une particule élémentaire?

Tel que démontré au chapitre 1, le MS repose sur deux aspects fondamentaux : le principe de jauge et la structure du vide (les couplages du Higgs) qui déterminent respectivement les termes cinétiques et les masses. Il est intéressant de noter que les succès du MS, tels que la brisure de la parité, liberté asymptotique et les bosons W/Z , sont attribuables au principe de jauge, alors que le MS est plutôt impuissant envers ce qui découle de la structure du vide comme la violation de la symétrie CP, la masse des bosons W/Z , les mélanges et masses des quarks.

Parmi les caractéristiques recherchées pour les modèles BSM, celles-ci doivent fournir une description basée sur les couplages entre champs faibles. Les nouvelles particules doivent également annuler les contributions divergentes à la masse du boson de Higgs. En effet, les corrections radiatives les plus importantes à la masse du boson de Higgs proviennent principalement du quark top, des bosons de jauge et du boson de Higgs.

²FCNC, de l’anglais *flavour changing neutral currents*.

Les diagrammes sont représentés à la figure 3.4 et divergent quadratiquement tel que

$$\begin{aligned}
 \text{top} &\rightarrow -\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2 \\
 W/Z\gamma &\rightarrow \frac{1}{16\pi^2}g^2\Lambda^2 \\
 \text{Higgs} &\rightarrow \frac{1}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

où λ_t est le couplage de Yukawa du quark top, λ est relié à m_h d'après l'équation 1.33 et Λ correspond à une échelle d'énergie. À moins d'une annulation très fine des contributions individuelles, à tous les ordres de grandeurs, les corrections radiatives divergent si $\Lambda \rightarrow \infty$. Les prédictions du MS seront donc valides jusqu'à une certaine énergie Λ puisqu'il est impossible de calculer les diagrammes faisant intervenir des impulsions supérieures à cette valeur. Pour des énergies supérieures à Λ , il faudra introduire de la nouvelle physique dans la théorie. Pour une énergie de coupure $\Lambda = 10$ TeV, ces corrections sont de l'ordre

$$\begin{aligned}
 \text{top} &\rightarrow -(2 \text{ TeV})^2 \\
 W/Z\gamma &\rightarrow (700 \text{ GeV})^2 \\
 \text{Higgs} &\rightarrow (500 \text{ GeV})^2,
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

ce qui donne au boson de Higgs une masse de

$$m_h^2 = m_{\text{tree}}^2 - (100 - 10 - 5) (200 \text{ GeV})^2, \tag{3.10}$$

où m_{tree} est la masse «nue» (sans boucle). Afin d'obtenir une masse de 125 GeV sans introduire de nouvelle physique, il faut avoir recours à un ajustement fin d'environ 1%. Ce problème est communément appelé le problème de hiérarchie. Pour $\Lambda \sim m_{\text{Planck}}$, l'ajustement fin est extrêmement petit.

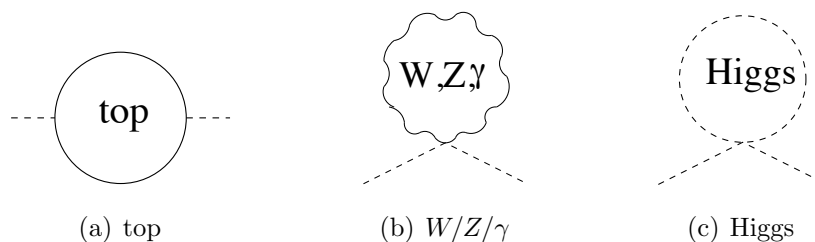


Fig. 3.4 – Diagrammes à une boucle correspondant aux corrections divergentes à la masse du boson de Higgs par ordre d'importance [21].

3.2.1 Little Higgs

Pour un ajustement fin «raisonnable», par exemple si on suppose que la contribution provenant du quark top ne peut être plus grande que 10 fois la masse du boson de Higgs, alors on trouve une coupure $\Lambda = 2 \text{ TeV}$. Ceci revient à prédire l'existence de nouvelles particules dont la masse est à l'échelle de 2 TeV. Afin d'annuler naturellement les contributions divergentes, ces nouvelles particules doivent s'apparenter au quark top par une symétrie quelconque. Le problème de hiérarchie présume donc l'existence de nouvelles particules avec $m < \Lambda$ porteuses d'un nombre quantique de couleur. Dans les modèles de supersymétrie, il s'agit des quarks *stop*.

Dans les modèles de supersymétrie (SUSY), les nouveaux diagrammes incluant les superparticules annulent presque parfaitement, en autant que les masses des superpartenaires ne soient pas très différentes de celles du MS, les divergences causées par les particules du MS. En SUSY, les fermions (bosons) du MS sont associés à des superpartenaires qui sont des bosons (fermions). La correspondance fermion \leftrightarrow boson introduit une différence de signe entre les diagrammes, d'où l'annulation exacte entre eux. Cette particularité des modèles supersymétriques est une des raisons qui motivent les théoriciens qui défendent SUSY.

La supersymétrie n'est toutefois pas la seule théorie qui permette de résoudre le problème de hiérarchie. En effet, des modèles comme ceux de Little Higgs (LH) [21, 49, 50] permettent d'annuler les divergences entre particules de même statistique.

Cadre phénoménologique

Les théories LH introduisent le Higgs comme un pseudo-boson de Nambu-Goldstone (pBNG) apparaissant suite à une brisure spontanée de symétrie. Puisque les bosons de Nambu-Goldstone sont sans masse, le modèle explique ainsi naturellement la faible masse du boson de Higgs. Cette faible masse, non-nulle, provient de contributions de boucles à des ordres supérieurs, ce qui le rend un pseudo-BNG. Parmi les nombreuses théories de LH, il est intéressant d'étudier le modèle de Littlest Higgs [50–52] puisqu'il s'agit de l'extension la plus simple au MS pour résoudre le problème de hiérarchie. Dans ce modèle, la brisure de symétrie $SU(5)/SO(5)$ se produit à une échelle f et la théorie est valide jusqu'à $\Lambda \lesssim 4\pi f \sim 10 \text{ TeV}$. La symétrie globale G doit contenir

un sous-groupe local faible formé de deux copies de $SU(2) \times U(1)$, tel que

$$G \supset G_1 \times G_2 = [SU(2) \times U(1)]^2 . \quad (3.11)$$

Le groupe G doit également contenir deux sous-groupes de la forme

$$G_i \times X_i \quad (i = 1, 2) \quad (3.12)$$

où X_i possède à son tour un sous-groupe de $SU(2) \times U(1)$ dont les générateurs sont des doublets. Le modèle de Littlest Higgs est construit en prenant $X_i = SU(3)_i$ et $G = SU(5)$, de sorte que la brisure de symétrie $SU(5) \rightarrow SO(5)$ produit 14 bosons de Nambu-Goldstone (BNG). Sous le groupe électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les 14 BNGs se décomposent en singulet, doublets et triplets

$$\mathbf{1}_0 \oplus \mathbf{3}_0 \oplus \mathbf{2}_{\pm 1/2} \oplus \mathbf{3}_{\pm 1} . \quad (3.13)$$

Le singulet $\mathbf{1}_0$ et le triplet $\mathbf{3}_0$ sont absorbés lors de la brisure $G_1 \times G_2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$ et donnent lieu à des bosons lourds Z_H , γ_H et W_H^\pm . Les doublets $\mathbf{2}_{\pm 1/2}$ correspondent au ‘little Higgs’ et son conjugué hermitique, la théorie inclut également les triplets complexes $\mathbf{3}_{\pm 1}$. Les transformations de $\mathbf{1}_0$, $\mathbf{3}_0$ et $\mathbf{2}_{\pm 1/2}$ sont non-linéaires sous $SU(3)$, de sorte qu’un groupe G_i ne peut générer à lui seul le potentiel de Higgs. Par contre, G_1 et G_2 ensemble brisent complètement la symétrie et le potentiel de Higgs doit forcément inclure les deux couplages de jauge.

Lors de la brisure de symétrie $SU(5)/SO(5)$ à travers un *vev* de l’ordre de f , la symétrie de jauge $[SU(2) \times U(1)]^2$ est également brisée vers la symétrie de jauge du MS $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les BNGs associés à $\mathbf{1}_0$ et $\mathbf{3}_0$ deviennent les composantes longitudinales des nouveaux bosons de jauge de masse de l’ordre de f , des copies lourdes des bosons de jauge du MS. On dit que les BNGs sont absorbés, ou *mangés*. Les 10 BNGs associés aux doublets et triplets complexes demeurent sans masse.

Ensuite, lors de la brisure de $SO(5)$, les couplages de jauge et de Yukawa vont donner une masse aux triplets également de l’ordre de f et aux composantes nulles du doublet un *vev* qui va initier la brisure de symétrie électrofaible.

Les théories de LH introduisent donc un nouveau quark vectoriel lourd T dont la

masse est donnée par

$$m_T \approx \frac{v}{m_t} \lambda_1 \lambda_2 f \geq \frac{m_t}{v} f, \quad (3.14)$$

où $\lambda_{1,2}$ sont des paramètres du modèle. Les masses des nouveaux bosons de jauge lourds W_H , Z_H et A_H sont

$$m_{W_H}^2 \approx m_{Z_H}^2 \geq m_W^2 \frac{4f^2}{v^2} \quad \text{et} \quad m_{A_H}^2 \geq m_W^2 \tan^2 \theta_W \frac{4f^2}{5v^2}. \quad (3.15)$$

Les états physiques Φ^0 , Φ^+ et Φ^{++} , provenant du triplet de Higgs, ont une masse dégénérée au premier ordre, soit

$$m_\Phi \geq \frac{\sqrt{2}m_H}{v} f. \quad (3.16)$$

Typiquement, les masses de bosons lourds sont de l'ordre de 1 TeV alors que celles du triplet sont plutôt de l'ordre de 10 TeV.

3.2.2 Modèles de Higgs composite

On a vu à la section 3.1 que le mélange entre les fermions du MS et les VLQs résulte en *partial compositeness*. On pourrait imaginer qu'il existe des particules plus fondamentales et que les VLQs sont les premiers états excités de particules composites. C'est aussi l'idée derrière les modèles de dimensions supplémentaires, où les VLQs seraient les premiers états Kaluza-Klein, c'est-à-dire des états qui correspondent à une résonance dans une dimension supplémentaire compactifiée. La correspondance AdS/CFT permet, dans ce cas, d'étudier la phénoménologie entre champs faiblement couplés, de façon perturbative [53, 54].

Le développement des modèles de Higgs composite (CHM) précède celui des modèles de Little Higgs — pour une revue récente, voir les références [55, 56]. Ceux-ci ont d'ailleurs été fortement influencés par les idées des CHM. L'idée de faire du boson de Higgs un boson de Goldstone peut être attribuée à Georgi et Kaplan au début des années '80 [57, 58]. La principale motivation était de résoudre le problème de hiérarchie et de fournir une alternative à la supersymétrie. Dans le modèle original, la brisure de symétrie électrofaible se produit par le mécanisme de Higgs usuel sans

toutefois inclure de scalaire. Les BNGs *mangés* par le W et le Z sont composites et un scalaire composite qui correspond au boson de Higgs apparaît. La particularité des CHM est qu'il existe deux transitions de phase, un peu à la manière des modèles LH. La première transition survient lors de la brisure de la symétrie globale $G \rightarrow H$, les fermions libres s'agencent maintenant en doublet. La deuxième transition correspond à la brisure électrofaible où le boson de Higgs acquiert un vev et brise $SU(2) \times U(1)$.

Afin de construire un modèle de Higgs composite, il suffit de postuler l'existence d'*ultrafermions* qui interagissent par l'interaction forte d'*ultracouleur* (UC) ainsi que l'interaction électrofaible. Les ultrafermions se transforment sous le groupe non-abélien G_{UC} et un groupe de saveur G_f . À une échelle d'énergie Λ_{UC} , un condensat d'ultrafermions est créé dû aux forces UC et brise le groupe de saveur G_f vers un sous groupe H_f sans nécessairement briser $SU(2) \times U(1)$. La représentation des ultrafermions est choisie de telle sorte que le potentiel contient un ensemble dégénéré de minima, certains minima brisent la symétrie alors que d'autres la préservent. L'état fondamental pointe principalement dans la direction de préservation de $SU(2) \times U(1)$, mais une composante non-nulle pointe dans la direction de brisure. La figure 3.5 représente schématiquement ces composantes pour des champs de pseudo-BNGs qui ne sont que des excitations angulaires autour du cercle de dégénérescence. Dans la direction qui préserve la symétrie, le champ ϕ développe un vev de sorte que la masse du W dépend de $\Lambda_{UC} \sin \theta$. La direction «choisie» par le champ ϕ devient un problème dynamique.

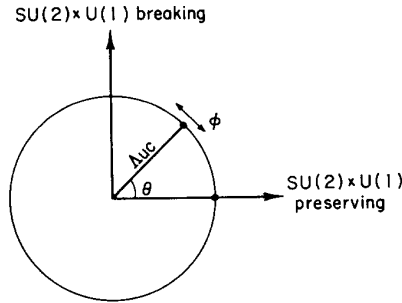


Fig. 3.5 – Composantes brisant et préservant la symétrie pour un condensat d'ultrafermions ϕ . L'état fondamental du modèle composite ne préserve pas entièrement la symétrie, une composante non nulle brise $SU(2) \rightarrow U(1)$ et lui donne un vev [58].

Les CHM sont des généralisations du MS dans lesquels de nouveaux BNGs viennent s'ajouter aux bosons W et Z . Dans le cas du modèle de Higgs composite minimal (MCHM), la brisure $SO(5) \rightarrow SO(4) \times U(1)$ n'introduit qu'un seul champ scalaire

supplémentaire et il s'agit de l'extension la plus minimale au MS. Ce nouveau champ scalaire vient diminuer l'effet des divergences à la masse du Higgs causée par le couplage avec lui-même et repousser l'énergie de coupure vers 3 TeV. En vue de réduire les contributions causées par le quark top, la symétrie SO(5) est généralement étendue au secteur du quark top en ajoutant de nouveaux fermions, les VLQs.

La nature composite du boson de Higgs et la nouvelle physique modifient les paramètres S et T du MS. Afin d'être en accord avec les mesures de précision électrofaibles, il faut espérer une contribution positive au paramètre T provenant du secteur fermionique comme sur la figure 3.6. Une contrainte peut-être plus importante encore provient du couplage entre le Z et le quark b .

Lorsqu'un boson de Higgs composite émerge d'un secteur d'interaction forte comme un BNG à travers une brisure G/H , il y a inévitablement un écart entre l'échelle dynamique f associée à G et l'échelle électrofaible v . On peut également définir le degré de *compositeness* des nouvelles particules comme $\xi = (v/f)^2$. Le boson de Higgs élémentaire correspond à la limite $\xi \rightarrow 0$, alors que $\xi \rightarrow 1$ correspond à la limite de technicouleur. Les différents paramètres des modèles composites peuvent être déterminés à l'aide de ce paramètre ξ [59].

Technicouleur

À la base, la technicouleur est un modèle sans champ scalaire fondamental construit comme une analogie de la QCD. La technicouleur introduit de nouveaux fermions, les technifermions. La technicouleur est valide jusqu'à l'échelle d'énergie électrofaible, au-delà de laquelle la symétrie chirale des fermions est brisée. Comme la technicouleur sous cette forme ne fournit aucune explication sur l'origine de cette brisure de symétrie, l'interaction de jauge est «étendue» en incluant de nouveaux bosons de jauge qui se couplent aux fermions et technifermions. Les modèles d'*Extended technicolor* (ETC) permettent également de donner une masse aux fermions. Les modèles de technicouleur prédisent l'existence de technipions (π_{TC}), qui se désintègrent en fermions du MS, et de technirhos (ρ_{TC}), qui se désintègrent en (π_{TC}) ou en dibosons.

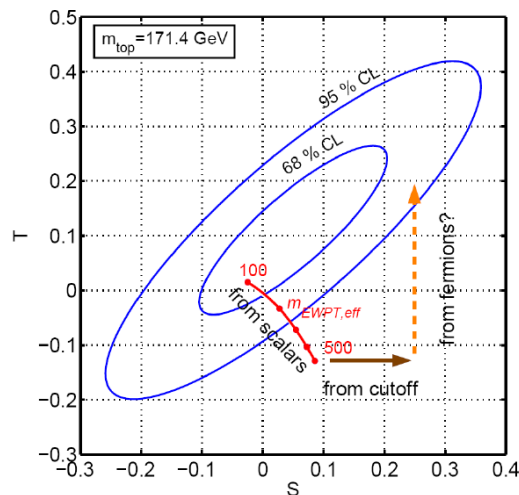


Fig. 3.6 – Contraintes expérimentales sur les paramètres S et T [60].

3.3 Recherche de VLQs au LHC

De nombreuses analyses sur la recherche de quarks lourds ont été effectuées par les expériences du Tevatron et du LHC. Bien qu'aucun signal laissant croire à l'existence des VLQs n'ait été découvert jusqu'à présent, les recherches se poursuivent au LHC à des énergies de plus en plus élevées. Avant d'entreprendre le prochain chapitre qui porte sur ce type de recherche, il est intéressant de voir d'abord quelles sont les limites sur les VLQs. Les résultats de l'expérience ATLAS présentés ci-dessous ont été effectués à $\sqrt{s} = 8$ TeV avec une luminosité de 20.3 fb^{-1} . Les résultats plus récents peuvent être consultés à la référence [61].

3.3.1 Production en paires

Dans le cas de la production en paires $B\bar{B}$ et $T\bar{T}$, l'état final avec deux leptons de même charge et des jets- b permet de sonder les canaux $B \rightarrow Wt, Zb, Hb$ et $T \rightarrow Wb, Zt, Ht$ [62]. L'analyse est particulièrement sensible aux canaux $B \rightarrow Wt$ et $T \rightarrow Ht$ et permet d'établir les limites suivantes sur les masses des singulets de

SU(2) B et T et sur le quark exotique $T_{5/3}$ respectivement

$$\begin{aligned} m_B &> 620 \text{ GeV} \\ m_T &> 590 \text{ GeV} \\ m_{T_{5/3}} &> 750 \text{ GeV} . \end{aligned}$$

Les canaux $B \rightarrow Zb$ et $T \rightarrow Zt$ sont également testés en considérant les désintégrations leptoniques (ee et $\mu\mu$) et les désintégrations leptoniques et hadroniques du quark top [63]. Pour les singulets et les doublets de SU(2), les limites obtenues sont

$$\begin{aligned} m_B &> 685 \text{ GeV} && \text{singulet} \\ m_T &> 655 \text{ GeV} && \text{singulet} \\ m_B &> 755 \text{ GeV} && \text{doublet } (B, Y) \\ m_T &> 735 \text{ GeV} && \text{doublet } (T, B) . \end{aligned} \tag{3.17}$$

L'état final avec un lepton chargé et au moins un jet- b permet d'analyser le canal $B \rightarrow Wt$ de la production $B\bar{B}$ [64]. Dans la limite chirale avec $\text{BR}(B \rightarrow Wt) = 1$, la limite inférieure sur la masse du quark B est de $m_B > 810 \text{ GeV}$. Si par contre le quark B est un singulet de SU(2), alors la limite inférieure devient $m_B > 640 \text{ GeV}$. Cette analyse permet également d'interpréter les résultats en supposant la production en paire du quark $T_{5/3}$, via le canal $T_{5/3} \rightarrow Wt$. Dans ce cas-ci, la limite inférieure est de $m_{T_{5/3}} > 840 \text{ GeV}$.

Finalement, l'analyse présentée dans la référence [65] explore elle aussi l'état final constitué de leptons et de jets mais avec des critères de sélection différents. Cette analyse se concentre sur la production en paires des quarks T et B et bien qu'elle sonde plusieurs canaux, elle est surtout sensible aux canaux $T \rightarrow Ht/Wb$ et $B \rightarrow Hb$. Les limites obtenues sur les singulets et les doublets de SU(2) sont

$$\begin{aligned} m_B &> 635 \text{ GeV} && \text{singulet} \\ m_Y &> 770 \text{ GeV} && \text{doublet } (B, Y) \\ m_T &> 855 \text{ GeV} && \text{doublet } (T, B) . \end{aligned} \tag{3.18}$$

Les limites inférieures sur la masse des quarks B et T sont présentées sur les figures 3.7(a) et 3.7(b) respectivement, en fonction des différents rapports d'embranchement. Pour chaque classe, la meilleure limite obtenue parmi les analyses citées précédemment est portée sur le graphique.

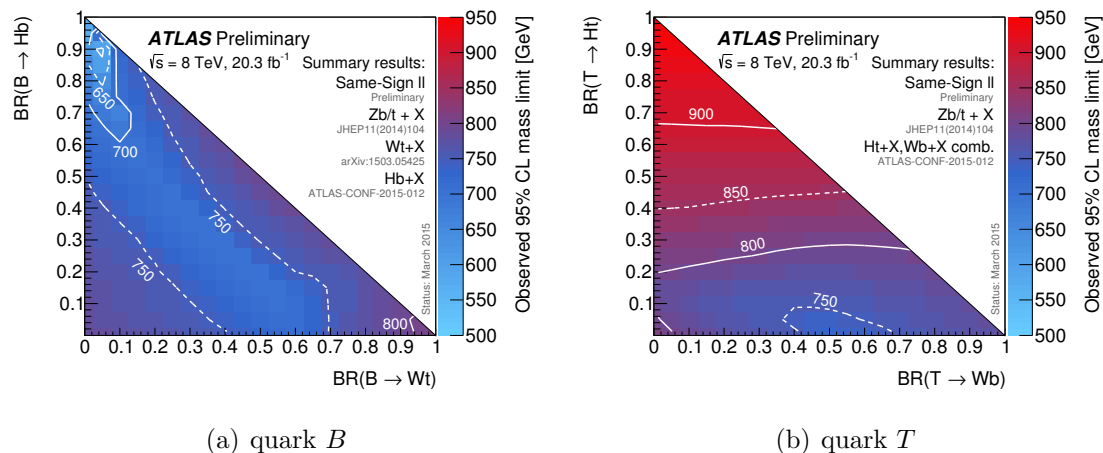


Fig. 3.7 – Limites inférieures sur la masse des quarks B et T en fonction de certains rapports d'embranchement. La valeur portée dans chacune des classes correspond à la meilleure limite obtenue parmi les analyses présentées dans cette section. Les résultats de chaque analyse ne sont donc pas combinés, à l'exception des canaux $Ht + X$ et $Wb + X$ sur la figure de droite. Afin de faciliter la lecture, les contours correspondant à différentes masses sont tracés [65].

3.3.2 Production simple

La production simple d'un quark vectoriel Q produit par fusion Wq , où Q peut être un quark T de charge $2/3$ ou un quark Y de charge $-4/3$, a également été étudiée [66]. L'analyse se concentre sur le canal $Q \rightarrow Wb$ en considérant la désintégration leptonique du boson W . En supposant un couplage unitaire et un rapport d'embranchement $\text{BR}(T \rightarrow Wb) = 0.5$, la limite inférieure sur la masse du quark T est de $m_T > 950$ GeV.

Chapitre 4

Recherche de VLQs et de gluons lourds

*Education is the most powerful weapon
which you can use to change the world.*

— Nelson Mandela

Ce chapitre présente en détail les différents éléments de la recherche d'un VLQ de charge $-1/3$ en production simple via l'échange d'un gluon lourd. L'analyse est basée sur un modèle théorique décrit en détail dans la référence [67]. Les différentes étapes et les résultats présentés sont publiés dans le journal Physics Letters B [3].

4.1 Modèle théorique

Le modèle considéré [67, 68] est une version simplifiée d'un modèle minimal de Higgs composite qui incorpore une description complète du secteur *bottom*. Si on suppose que la saveur se réalise à travers le phénomène de *partial compositeness*, alors le quark *b* est plus léger que le quark top parce qu'il est moins composite. Le modèle est constitué d'un secteur composite avec une symétrie globale $SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_X$, une parité P_{LR} qui échange $SU(2)_L$ et $SU(2)_R$, ainsi qu'un secteur élémentaire qui contient les particules du MS à l'exception du boson de Higgs. La parité P_{LR} est nécessaire pour préserver la symétrie custodiale (*custodial symmetry*)

du MS, qui est une symétrie globale, dite «accidentelle», du MS. Elle survient suite à la brisure de symétrie en exigeant l'invariance de jauge et la renormalisabilité [6]. Cette symétrie se traduit aussi par une relation entre les masses des bosons W et Z

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

une relation vérifiée expérimentalement (voir l'équation 1.30).

Parmi les nouvelles particules composites introduites par ce modèle, il y a notamment

- un octet vectoriel de couleur G^c , ou gluon lourd, qui se transforme selon la représentation $(\mathbf{8}, \mathbf{1}, \mathbf{1})_0$ de la symétrie globale. Le gluon lourd apparaît naturellement dans les modèles de *partial compositeness* (voir la section 3.1). Dans le cadre du modèle holographique de dimensions supplémentaires, le gluon lourd est un état Kaluza-Klein du gluon du MS;
- un Higgs composite représenté comme un bi-doublet de $SU(2)_L \times SU(2)_R$

$$\mathcal{H} = (\mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{2})_0 = \begin{pmatrix} \phi_0^\dagger & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi_0 \end{pmatrix}; \quad (4.1)$$

- des partenaires lourds des quarks b et t

$$\mathcal{Q} = (\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{2})_{2/3} = \begin{pmatrix} T_{2/3}^c & T_{5/3}^c \\ B_{-1/3}^c & T_{2/3}^c \end{pmatrix}, \quad \bar{T}_{2/3}^c = (\mathbf{3}, \mathbf{1}, \mathbf{1})_{2/3}, \quad (4.2)$$

$$\mathcal{Q}' = (\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{2})_{-1/3} = \begin{pmatrix} B_{-1/3}^c & T_{2/3}^c \\ B_{-4/3}^c & B_{-1/3}^c \end{pmatrix}, \quad \tilde{B}_{-1/3}^c = (\mathbf{3}, \mathbf{1}, \mathbf{1})_{-1/3}. \quad (4.3)$$

Les indices représentent la charge électrique $Q = T_3^L + Y = T_3^L + T_3^R + X$, où X est la charge sous le groupe $U(1)_X$. Avant la brisure de symétrie électrofaible, les états physiques sont des combinaisons linéaires des états élémentaires (e) et composites (c). Les états physiques du gluon du MS et du gluon lourd s'écrivent donc

$$\begin{pmatrix} G_\mu \\ G_\mu^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_s & \sin \theta_s \\ -\sin \theta_s & \cos \theta_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_\mu^e \\ G_\mu^c \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

où $\sin \theta_s / \cos \theta_s = g_e / g_c$, et g_e (g_c) est la constante de couplage du secteur élémentaire

(composite). Le gluon du MS est de masse nulle avec une constante de couplage $g_s = g_c \sin \theta_s = g_e \cos \theta_s$. Le gluon lourd a une masse $m_{G^*} = m_{G^c} / \cos \theta_s$ et se couple aux états élémentaires selon $-g_s \sin \theta_s / \cos \theta_s$ et aux états composites selon $g_s \cos \theta_s / \sin \theta_s$. De façon similaire, on peut définir les quarks du MS b_R et t_R ainsi que les singulets des partenaires lourds \tilde{B} et \tilde{T} tels que

$$\begin{pmatrix} b_R \\ \tilde{B}_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{b_R} & -\sin \theta_{b_R} \\ \sin \theta_{b_R} & \cos \theta_{b_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_R^c \\ \tilde{B}_R^c \end{pmatrix}, \quad \tilde{B}_L = \tilde{B}_L^c, \quad (4.5)$$

$$\begin{pmatrix} t_R \\ \tilde{T}_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{t_R} & -\sin \theta_{t_R} \\ \sin \theta_{t_R} & \cos \theta_{t_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_R^c \\ \tilde{T}_R^c \end{pmatrix}, \quad \tilde{T}_L = \tilde{T}_L^c. \quad (4.6)$$

$$(4.7)$$

Les masses des partenaires lourds sont des paramètres du modèle qui sont définies par les angles de mélange θ_{b_R} et θ_{t_R} entre les quarks lourds du MS et leurs partenaires vectoriels du secteur composite, telles que

$$m_{\tilde{B}} = \frac{m_{\tilde{B}}^c}{\cos \theta_{b_R}} \quad \text{et} \quad m_{\tilde{T}} = \frac{m_{\tilde{T}}^c}{\cos \theta_{t_R}} \quad (4.8)$$

et permettent de fixer les paramètres Δ_{b_R} et Δ_{t_R}

$$\frac{\sin \theta_{b_R}}{\cos \theta_{b_R}} = \frac{\Delta_{b_R}}{m_{\tilde{B}}^c} \quad \text{et} \quad \frac{\sin \theta_{t_R}}{\cos \theta_{t_R}} = \frac{\Delta_{t_R}}{m_{\tilde{T}}^c}. \quad (4.9)$$

Outre ceux-ci, les paramètres du modèle sont la constante de couplage du secteur composite g_c , les couplages de Yukawa des partenaires lourds Y_B et Y_T , les angles de mélange θ_{b_R} et θ_{t_R} entre la troisième génération de quarks du MS et les VLQs et les masses des nouvelles particules m_{G^c} , m_Q , $m_{Q'}$, $m_{\tilde{B}^c}$, $m_{\tilde{T}^c}$. L'angle de mélange θ_s peut être fixé à partir des constantes de couplage tel que $\sin \theta_s = g_s / g_c$. Les auteurs Chiale et Santiago [67] concluent que «sous l'hypothèse de masses universelles des fermions composites

$$m_Q = m_{Q'} = m_{\tilde{B}^c} = m_{\tilde{T}^c} \equiv m_F \quad (4.10)$$

le nouveau fermion le plus léger est presque toujours un quark de charge $-1/3$ qui se désintègre en Hb avec BR($B_H \rightarrow Hb$) = 1. Contrairement à ce qui se produit dans

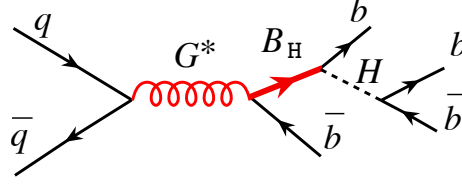


Fig. 4.1 – Diagramme de Feynman représentant le processus de production simple de VLQ via l'échange d'un gluon lourd $q\bar{q} \rightarrow G^* \rightarrow B_H\bar{b} \rightarrow Hb\bar{b} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$.

les modèles supersymétriques, la grande section efficace de production $Hb\bar{b}$ n'est pas reliée à l'augmentation du couplage de Yukawa du quark b , mais est plutôt due à un fort couplage avec les résonances du secteur composite.

Le processus recherché dans cette analyse est la production simple d'un VLQ B_H de charge $-1/3$, partenaire lourd responsable de la masse du quark b , via l'échange d'un gluon lourd G^* , un octet vectoriel de couleur. La structure dégénérée du modèle impose un rapport d'embranchement $\text{BR}(B_H \rightarrow Hb) = 1$ et seul le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ peut être testé, les sections efficaces des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ$ étant trop petites. Le processus complet¹ est donné ci-dessous et représenté sur la figure 4.1

$$pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H\bar{b} \rightarrow Hb\bar{b} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}. \quad (4.11)$$

4.2 Échantillons de données et MC

4.2.1 Échantillon de données à $\sqrt{s} = 8$ TeV

Les données utilisées dans cette analyse ont été collectées à l'aide du détecteur ATLAS durant l'année 2012. L'échantillon de données correspond à 19.5 fb^{-1} de collisions pp produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV. Chaque faisceau était composé de 1380 paquets de 1.7×10^{11} protons, avec une séparation de 50 ns entre les paquets. La luminosité instantanée maximale mesurée dans ces conditions est de $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [69]. Durant cette période, la luminosité totale délivrée par le LHC fut de 22.8 fb^{-1} , dont 21.3 fb^{-1} ont été enregistrées par le détecteur, pour une efficacité totale de 93.5%. Les inefficacités sont causées par différents problèmes dans les sous-détecteurs, le temps mort dans certains systèmes

¹Le processus avec les états conjugués $\bar{B}_H \rightarrow H\bar{b}$ est implicite et conduit à un état final identique.

et la mise en fonction du haut voltage dans les détecteurs à pixels, SCT et le système à muons qui empêchent la prise de données. Les événements doivent respecter certains critères de qualité afin de s'assurer que tous les sous-systèmes nécessaires à l'analyse soient opérationnels durant la prise de données. Ces événements sont ainsi répertoriés sous la forme de Good Runs List (GRL) par le groupe de Data Quality (DQ). Puisque cette analyse nécessite les informations de chacun des sous-systèmes du détecteur, l'échantillon utilisé correspond à 19.5 fb^{-1} .

4.2.2 Échantillons simulés

Les échantillons simulés pour les signaux et les bruits de fond (BF) sont produits à l'aide d'un générateur Monte Carlo (MC). Afin de reproduire le passage des particules à travers le détecteur, les événements ainsi générés sont ensuite soumis à une simulation GEANT4 du détecteur ATLAS. Finalement, les événements simulés sont reconstruits avec les mêmes algorithmes utilisés pour les données.

4.2.3 Signal

Les événements de signal sont produits à l'aide de la version 1.5.10 du générateur MADGRAPH5 [70] et de la fonction de distribution de partons (PDF) CTEQ6L1 [71]. La masse du gluon lourd G^* est variée entre $1 \leq m_{G^*} \leq 3 \text{ TeV}$ par sauts de 250 GeV et la masse du VLQ B_H varie entre $m_{G^*}/2 \leq m_{B_H} \leq m_{G^*} - 250 \text{ GeV}$ par sauts de 125 GeV, avec une masse minimale de 750 GeV. La masse attribuée au boson de Higgs est de 126 GeV et le rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ est rectifié à une valeur de 56.1% [72]. Le rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ doit être corrigé, car le générateur MADGRAPH5 n'admet que les désintégrations du boson de Higgs avec des particules sur la couche de masse. Les contributions des canaux $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow ZZ^*$ ne sont pas prises en compte et les rapports d'embranchements sont erronés. Pour les paramètres du modèle, présentés à la section 4.1, leurs valeurs choisies sont déterminées par l'article de référence [67]. Ainsi, le couplage du gluon lourd est fixé à $g_c = g_s/\sin\theta_s = 3$. Les couplages de Yukawa des VLQs, dont les valeurs attendues sont supérieures à 1, sont fixés à $Y_T = Y_B = 3$. Afin de maximiser le rapport d'embranchement $\text{BR}(G^* \rightarrow B_H b)$, les angles de mélange entre les quarks

du MS et les VLQs doivent être identiques : $\sin \theta_{b_R} = \theta_{t_R} = 0.6$. Les sections efficaces et les largeurs de désintégrations sont présentées dans le tableau 4.1 pour chaque paire (m_{G^*}, m_{B_H}) . Les largeurs de désintégrations Γ_{G^*} et Γ_{B_H} , le modèle MADGRAPH ainsi que les cartes de paramètres ont été fournies directement par les auteurs du modèle.

4.2.4 Bruits de fond

Étant donné l'état final du signal recherché et des différentes définitions des régions de contrôle (voir la section 4.5), tous les processus physiques constitués de quatre jets de quarks b de haut p_T représentent des bruits de fond. Les événements multijets produits par interaction forte ont une section efficace très élevée au LHC et constituent le bruit de fond principal de cette analyse. Étant donné le très grand nombre d'événements nécessaires et la difficulté à les simuler avec précision, le bruit de fond multijet est évalué à l'aide d'une méthode axée sur les données. Le deuxième bruit de fond en importance provient de la production simple (*single-top*) et en paire ($t\bar{t}$) du quark *top*. Les événements sont générés à l'aide d'une interface entre POWHEG [73–75] et PYTHIA [76], en utilisant les PDFs CT10 [77]. La section efficace de l'échantillon $t\bar{t}$ est normalisée à la valeur théorique calculée au troisième ordre perturbatif (NNLO²) qui correspond à 253_{-15}^{+13} pb [78]. Les processus plus rares de $t\bar{t} + Z$ et $t\bar{t} + H$ sont générés à l'aide de PYTHIA et des PDFs CTEQ6L1. Le générateur SHERPA [79], avec les PDFs CT10, est utilisé pour générer les processus $W/Z + \text{jets}$, où les bosons de jauge se désintègrent en leptons. Afin d'augmenter la statistique des processus plus rares, les échantillons avec des *jets* légers, *c-jets* et *jets-b* sont générés séparément. L'impulsion transverse des bosons de jauge est également segmentée en six régions orthogonales afin d'augmenter la statistique dans l'espace de phase à haut p_T . En plus des canaux leptoniques, des événements $Z + \text{jets}$, en imposant le canal $Z \rightarrow b\bar{b}$, sont générés avec SHERPA. Les contributions au bruit de fond total provenant des processus de dibosons — WW , WZ et ZZ — sont considérées négligeables, mais sont néanmoins incluses dans l'estimation des événements multijets. Les informations concernant les différents échantillons de bruit de fond simulés sont résumées dans le tableau 4.2.

²NNLO signifie *next-to-next-to leading order* et correspond au troisième ordre dans le développement perturbatif.

m_{G^*} [GeV]	m_{B_H} [GeV]	$\sigma \times \text{BR}$ [fb]	Γ_{G^*} [GeV]	Γ_{B_H} [GeV]
1000	750	1449	55	42
1250	750	745.7	88	42
1250	1000	474.9	52	48
1500	750	310.1	125	42
1500	1000	291	80	48
1500	1250	148.4	52	53
1750	875	136.6	139	45
1750	1000	158.6	112	48
1750	1250	105.4	76	53
1750	1500	47.39	54	59
2000	1000	58.24	153	48
2000	1250	53.72	104	53
2000	1500	37.59	75	59
2000	1750	15.45	58	65
2250	1125	24.61	168	50
2250	1250	23.83	141	53
2250	1500	20.56	99	59
2250	1750	13.40	75	65
2250	2000	5.175	62	71
2500	1250	10.47	182	53
2500	1500	9.550	132	59
2500	1750	7.774	98	65
2500	2000	4.778	78	71
2500	2250	1.783	66	77
2750	1375	4.504	197	56
2750	1500	4.261	171	59
2750	1750	3.775	126	65
2750	2000	2.902	97	71
2750	2250	1.707	81	77
2750	2500	0.6215	71	84
3000	1500	1.934	212	59
3000	1750	1.710	162	65
3000	2000	1.463	123	71

Tableau 4.1 – Paramètres utilisés pour la génération d'échantillons de signal VLQs. La quantité $\sigma \times \text{BR}$ représente la section efficace du processus complet $pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b} \rightarrow H b \bar{b} \rightarrow b \bar{b} b \bar{b}$. Les échantillons sont générés avec $\sin \theta_{b_R} = 0.6$, $g_c = 3$ et $m_H = 126$ GeV. Toutes les valeurs de sections efficaces données incluent la correction du rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow b \bar{b})$.

Processus	Générateur	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	$N_{\text{éven.}}$
quark top			
$t\bar{t}$	POWHEG+PYTHIA	253	25M
t -channel	POWHEG+PYTHIA	26.92	10M
s -channel	POWHEG+PYTHIA	1.64	6M
Wt -channel	POWHEG+PYTHIA	32.38	3M
$t\bar{t} + Z$	PYTHIA	0.068	400k
$t\bar{t} + H(\rightarrow b\bar{b})$	PYTHIA	0.034	50k
W/Z + jets			
$W \rightarrow \ell\nu$	SHERPA 1.4.1	10.97	168M
$Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ $m_{\ell\ell} > 40 \text{ GeV}$	SHERPA 1.4.1	1.24	42M
$Z/\gamma^* \rightarrow \nu\nu$ $m_{\nu\nu} > 5 \text{ GeV}$	SHERPA 1.4.1	6.71	77M
$Z \rightarrow b\bar{b}$	SHERPA 1.4.1	140.55	6M

Tableau 4.2 – Échantillons de bruits de fond simulés utilisés dans cette analyse ainsi que le générateur, la section efficace et le nombre d'événements respectifs.

4.3 Définition et reconstruction des objets

Tel qu'énoncé à la section 4.1, l'état final contient quatre jets- b dont deux proviennent de la désintégration du boson de Higgs. La séparation angulaire entre deux particules provenant de la désintégration d'une particule de masse m et d'impulsion transverse p_T peut être évaluée par

$$\Delta R \simeq \frac{2m}{p_T}. \quad (4.12)$$

La masse du Higgs étant fixe, plus l'impulsion transverse est grande, plus les jets- b issus de sa désintégration seront collimés, comme on peut le voir sur la figure 4.2. On voit sur la figure 4.2(a) qu'à bas p_T , la séparation ΔR est en moyenne supérieure à 0.4, alors que sur la figure 4.2(b), au-delà de $p_T > 1 \text{ TeV}$, la séparation ΔR est en moyenne inférieure à 0.4. Cette particularité conduit à la définition de deux catégories

de jets nécessaires pour cette analyse.

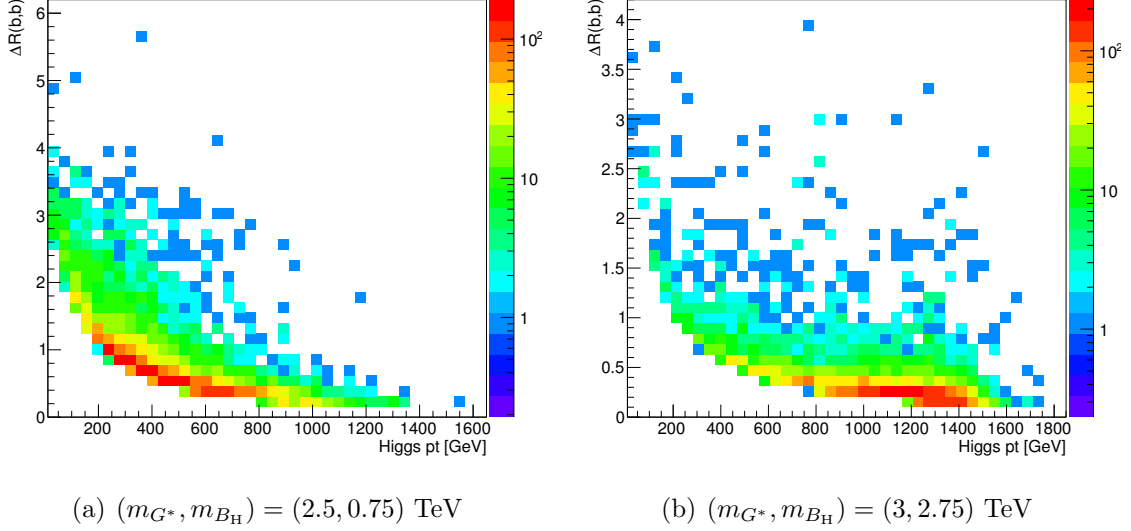


Fig. 4.2 – Distributions de la séparation angulaire $\Delta R(b, b)$ entre les quarks b issus de la désintégration du boson de Higgs en fonction de l’impulsion transverse du boson de Higgs au niveau *truth*. Les échantillons utilisés sont en (a) $m_{G^*} = 2.5$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV et en (b) $m_{G^*} = 3$ TeV et $m_{B_H} = 2.75$ TeV.

Les jets de petit paramètre de rayon sont reconstruits à partir des dépôts d’énergie dans les cellules du calorimètre, en utilisant l’algorithme anti- k_t (voir section 2.8.3) et un paramètre de rayon $R = 0.4$. L’énergie des jets est étalonnée en utilisant les informations globales des jets et les corrections sont appliquées successivement, tel que décrit dans la référence [80]. Afin de s’assurer que les jets proviennent bien de l’interaction principale, ils doivent remplir certains critères de sélection qui permettent de juger de la qualité de reconstruction. Au-delà de $p_T > 20$ GeV, la source principale de mauvaise reconstruction des jets provient de sursauts de bruit (*noise bursts*) dans les emboûts du calorimètre hadronique (HEC), causant ainsi de grands dépôts d’énergie dans seulement quelques cellules. Les autres critères de qualité de reconstruction sont énoncés dans la référence [81]. Les jets sélectionnés doivent également avoir $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

Les jets incluant un hadron B sont identifiés comme des jets- b par un algorithme multivarié [45]. À partir d’événements $t\bar{t}$, l’algorithme est configuré pour fournir une efficacité d’identification des jets- b de 70% avec une probabilité de mauvaise identification de 1% pour les jets légers — initiés par des gluons ou des quarks

légers u , d , s — et de 20% pour les c -jets. Pour être en mesure d'identifier un vertex secondaire, l'algorithme doit disposer d'un nombre de points (*hits*) suffisant laissés dans le détecteur interne. Étant donné que les détecteurs à pixels et SCT ne couvrent que la région $|\eta| < 2.5$, seuls les jets dans cette région peuvent être identifiés comme des jets- b , d'où le critère de sélection donné précédemment. Les méthodes de reconstruction des jets et d'identification des jets- b sont décrites à la section 2.8.3.

Une deuxième catégorie de jets est considérée pour cette analyse, il s'agit des jets de grand paramètre de rayon reconstruits avec l'algorithme anti- k_t et un paramètre $R = 1.0$. Les composantes contaminantes sont nettoyées de l'environnement interne des jets de grand rayon par une procédure de *trimming* [43, 82]. Cette méthode permet d'éliminer les composantes provenant de l'amoncellement des événements³, des interactions multiples entre partons et de la radiation dans l'état initial. Les constituants du jet sont reconstruits avec l'algorithme k_t afin de former de proto-jets de paramètre de rayon $R = 0.2$. Puisque les contaminants sont généralement beaucoup moins énergétiques que les composantes issues de l'interaction principale, les proto-jets avec $p_{T,i}/p_T^{\text{jet}} < 5\%$ sont éliminés comme illustré sur la figure 4.3.

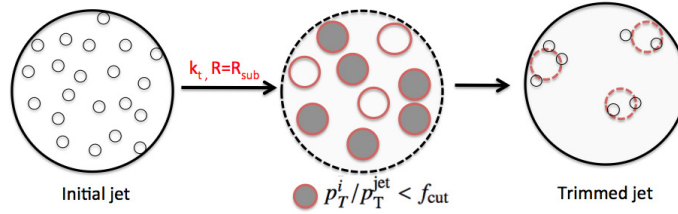


Fig. 4.3 – Procédure de nettoyage des jets $R = 1.0$ [43].

Afin de réduire le bruit de fond causé par les désintégrations leptoniques des bosons de jauge, les événements avec des leptons répondant aux critères de sélection ci-dessous sont rejetés. Dans le cas des électrons, les candidats doivent être reconstruits à partir des dépôts d'énergie laissés dans le calorimètre électromagnétique et associés à une trace provenant du détecteur interne, dans la région $|\eta| < 2.47$ avec $p_T > 7$ GeV. Les électrons doivent être de qualité *medium*, dont les critères sont énoncés dans la référence [36]. Deux critères d'isolation sont également appliqués, la somme scalaire de l'impulsion (énergie) transverse dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour d'un

³Le taux de collisions élevé du LHC provoque un amoncellement des données, parfois mieux connu sous son appellation anglaise de *pile-up*.

électron doit être inférieure à 15% (14%) du p_T (E_T) de l'électron. Les muons dans la région $|\eta| < 2.4$ avec $p_T > 7$ GeV sont reconstruits en combinant les traces laissées dans le détecteur interne et le spectromètre à muons. Les critères de qualité concernant le nombre de *hits* détectés dans le détecteur interne sont définis dans la référence [83]. Les muons doivent également être isolés, de sorte que la somme scalaire des impulsions transverses des traces dans un rayon $\Delta R = 0.2$ autour d'un muon doit être inférieure à 10% de l'impulsion transverse du muon.

4.4 Sélection des événements

En raison du très haut taux de production des processus QCD au LHC, il est pratiquement impossible de simuler les événements multijets avec une statistique suffisante. Une autre complication vient des incertitudes sur la qualité des jets-*b* simulés qui peuvent devenir très grandes à haut p_T . Pour ces raisons, l'évaluation du bruit de fond multijet est effectuée selon une méthode axée sur les données pour chaque paire de masses (m_{G^*}, m_{B_H}) supposées des signaux. Cette technique, décrite en détail à la section 4.5, nécessite la définition de régions de contrôle orthogonales aux régions de signal. Les bruits de fond sont d'abord évalués dans les régions de contrôle sans toutefois regarder les données dans les régions de signal. Il s'agit d'une analyse à *l'aveugle*, toutes les coupures des régions de signal sont appliquées à l'exception de la fenêtre de masse du boson de Higgs qui est masquée. Cette section vise à définir les différentes régions de signal de l'analyse, les régions de contrôle sont précisées dans la prochaine section.

4.4.1 Présélection

Les événements subissent d'abord une présélection avant d'être divisés en deux catégories topologies : fusionnée (section 4.4.2) et séparée (section 4.4.3).

1. Ils doivent satisfaire à une combinaison de six déclencheurs (*triggers*) qui requièrent différentes multiplicités de jets et jets-*b* pour différents seuils en p_T . Les six déclencheurs sont énumérés dans le tableau 4.3 ainsi que leurs critères.
2. Ils doivent contenir au moins un vertex principal auquel est associé au moins

deux traces.

3. Ils sont rejetés s'ils contiennent des leptons isolés afin de réduire les contributions des bruits de fond $W/Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$.
4. Ils sont également rejetés s'ils contiennent au moins un jet de mauvaise qualité [81] avec $p_T > 20$ GeV.
5. Il doit y avoir au moins trois (exactement deux) jets- b dans la région de signal (contrôle).
6. La masse invariante du système composé de tous les jets $R = 0.4$ sélectionnés doit être supérieure à 600 GeV.

Déclencheurs	N_{jets}	Seuil [GeV]	$N_{\text{jets-}b}$	Seuil [GeV]
EF_4j80_a4tclcw_L2FS	4	$p_T > 80$	—	—
EF_3j170_a4tclcw_L1J75	3	$p_T > 170$	—	—
EF_j360_a4tclcw	1	$p_T > 360$	—	—
EF_b45_loose_4j45_a4tchad	4	$p_T > 45$	1	$p_T > 45$
EF_2b35_loose_3j35_a4tchad_4L1J15	3	$p_T > 35$	2	$p_T > 35$
EF_2b35_loose_j145_j35_a4tchad	1	$p_T > 145$	2	$p_T > 35$
	1	$p_T > 35$		

Tableau 4.3 – Différents déclencheurs utilisés pour les jets et les jets- b . Les déclencheurs possèdent des contraintes variables sur la multiplicité des jets N_{jets} et des jets- b $N_{\text{jets-}b}$ ainsi que sur leur impulsion transverse. À haute multiplicité, les seuils en p_T sont bas et ils augmentent lorsque la multiplicité diminue.

La combinaison des six déclencheurs donne une efficacité $> 99\%$ dans la sélection des événements de signal pour toutes les paires de masses (m_{G^*}, m_{B_H}) . L'efficacité est définie comme la fraction d'événements remplissant les critères d'un des six déclencheurs parmi tous les événements avec au moins un candidat H dont la masse se situe dans l'intervalle $[90, 140]$ GeV. Afin d'éviter un biais en faveur des déclencheurs de jets- b , aucun critère de sélection sur le nombre de jets- b n'est appliqué. Les efficacités des déclencheurs en fonction de l'impulsion transverse du boson de Higgs sont représentées sur la figure 4.4 pour chacune des topologies. Les événements sont attribués à l'une ou l'autre des topologies selon l'impulsion du boson de Higgs. Les bosons de Higgs de très grande impulsion sont reconstruits à l'aide d'un seul jet $R = 1.0$ et cette topologie représente le scénario fusionné. S'il n'y a aucun jet $R = 1.0$ dans l'événement, le boson de Higgs est reconstruit à partir de deux jets $R = 0.4$ et l'événement correspond au scénario séparé.

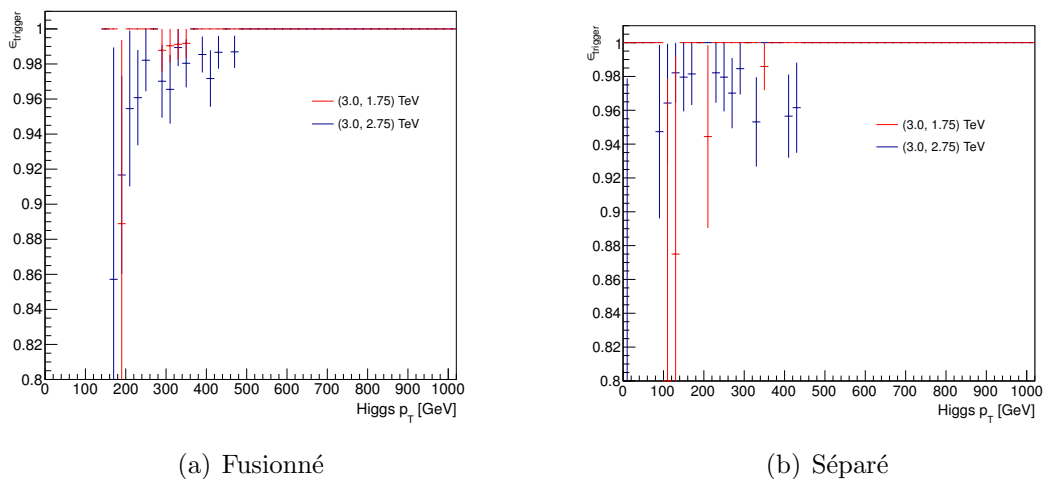


Fig. 4.4 – Efficacités combinées des six déclencheurs utilisés pour les jets et les jets- b en fonction de l'impulsion transverse du candidat H pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé (voir les sections 4.4.2 et 4.4.3). Les efficacités sont présentées pour deux échantillons de signal avec les paires (m_{G^*}, m_{B_H}) de $(3.0, 1.75)$ en rouge et $(3.0, 2.75)$ en bleu. Aucune coupure n'est appliquée quand au nombre de jets- b .

4.4.2 Scénario fusionné

Dans le cas du scénario fusionné, les événements doivent répondre aux exigences suivantes :

- au moins un jet $R = 1.0$ doit être présent dans la région $|\eta| < 2.0$ avec $p_T > 300$ GeV et une masse dans l'intervalle $[90, 140]$ GeV. La fenêtre de masse a été optimisée d'après des analyses de sensibilité avec les échantillons de signal. Lorsque plus d'un jet $R = 1.0$ correspond aux critères, celui dont la masse est la plus près de 126 GeV est considéré comme le candidat au boson de Higgs. Puisque l'identification des jets- b n'est valable que pour les jets $R = 0.4$, au moins un jet- b doit se trouver dans l'environnement proche du jet de grand rayon J , ce qui implique $\Delta R(J, b) \leq 1.0$;
- au moins deux jets- b additionnels doivent être séparés du candidat au boson de Higgs H par $\Delta R(H, b) > 1.4$. Les deux jets- b éloignés du boson de Higgs avec la plus grande impulsion transverse sont utilisés pour reconstruire les candidats B_H et G^* .

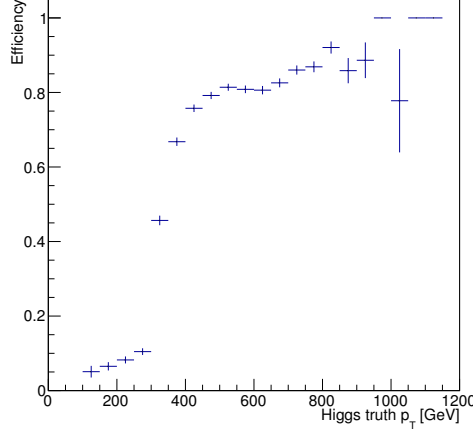


Fig. 4.5 – Efficacité de reconstruction du candidat H en fonction de l’impulsion transverse du *truth* Higgs, H_{truth} , pour le scénario fusionné. Les masses de l’échantillon de signal utilisé sont $m_{G^*} = 1.75$ TeV et $m_{B_H} = 875$ GeV. La séparation angulaire entre le candidat H et le H_{truth} est de $\Delta R(H, H_{truth}) < 1$.

Une fois les objets sélectionnés, il faut déterminer lequel de ces deux jets- b doit être associé au candidat B_H . Sachant que les jets sont classés par ordre décroissant de p_T , la quadri-impulsion du candidat B_H est reconstruite comme la somme de la quadri-impulsion du candidat H et de la quadri-impulsion du deuxième (catégorie 1) ou premier (catégorie 2) jet- b . Le choix des catégories dépend de la différence entre les masses nominales du gluon lourd et du VLQ. Lorsque la différence de masse $m_{G^*} - m_{B_H}$ est grande, le B_H et le quark b issus de la désintégration de G^* ont de très grandes impulsions. Dans ce cas, il est plus probable que le jet- b provenant de la désintégration du B_H ait une impulsion plus petite que celui provenant du G^* . À l’opposé, lorsque la différence de masse est petite, les produits de désintégrations du B_H ont généralement de plus grandes impulsions que ceux provenant du G^* . À l’intérieur d’une fenêtre de 200 GeV autour de la masse nominale du B_H , on définit l’efficacité ϵ_L (ϵ_{NL}) comme le rapport entre le nombre d’événements satisfaisant tous les critères de la région de signal ainsi qu’à $m_{B_H} \pm 200$ GeV et le nombre d’événements satisfaisant seulement les critères de la région de signal, en reconstruisant la quadri-impulsion du B_H avec le deuxième (premier) jet- b . Le rapport $r = \epsilon_L/\epsilon_{NL}$ entre les deux efficacités est représenté sur la figure 4.6(a) pour les deux topologies. Lorsque $r < 1$ ($r > 1$), l’événement est attribué à la catégorie 1 (catégorie 2). Finalement, la quadri-impulsion du candidat G^* est simplement la somme des quadri-impulsions du candidat H et des deux jets- b sélectionnés précédemment.

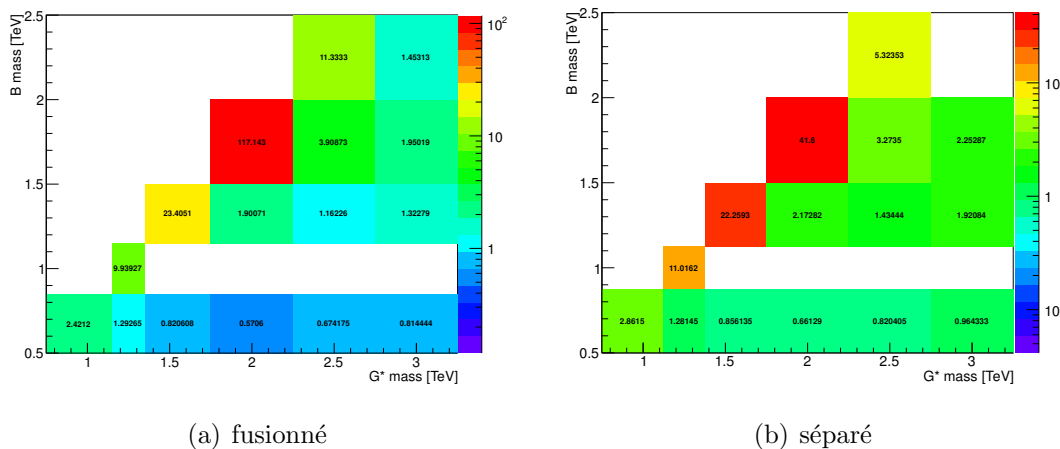


Fig. 4.6 – Rapport $r = \epsilon_L/\epsilon_{NL}$ entre les efficacités considérant le jet principal (ϵ_L) ou le jet secondaire (ϵ_{NL}) pour la reconstruction du candidat B_H , individuellement pour chaque échantillon de signal.

4.4.3 Scénario séparé

Dans le cas du scénario fusionné, les événements doivent répondre aux critères ci-dessous.

- Afin d'être en mesure de combiner les résultats obtenus par les deux topologies, celles-ci doivent être orthogonales entre elles. Dans ce cas, les événements doivent être rejetés par les critères de sélection énoncés à la sous-section 4.4.2. Le scénario fusionné est sondé en premier, les événements qui ne satisfont pas aux critères sont ensuite soumis aux critères du scénario séparé.
- Les événements doivent contenir exactement quatre jets de paramètre $R = 0.4$ avec $p_T > 50$ GeV dans la région $|\eta| < 2.5$, dont trois doivent être des jets- b . Le candidat H résulte de la combinaison des deux jets dont la masse invariante est la plus près de 126 GeV. La masse du système de deux jets doit également se situer dans l'intervalle $[90, 140]$ GeV, en plus d'avoir une impulsion transverse supérieure à 200 GeV.

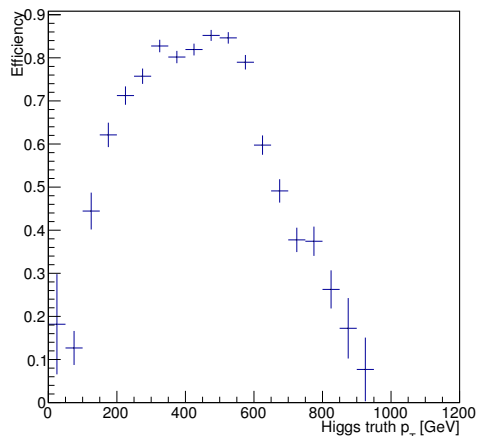


Fig. 4.7 – Efficacité de reconstruction du candidat H en fonction de l’impulsion transverse du *truth* Higgs, H_{truth} , pour le scénario séparé. Les masses de l’échantillon de signal utilisé sont $m_{G^*} = 1.75$ TeV et $m_{B_H} = 875$ GeV. La séparation angulaire entre le candidat H et le H_{truth} est de $\Delta R(H, H_{truth}) < 1$.

Tout comme pour le précédent scénario, le candidat B_H correspond à la somme des quadri-impulsions du candidat H et d’un jet parmi les deux qui ne forment pas le candidat H . Le choix du jet avec le plus haut ou le plus bas p_T pour former le candidat B_H dépend également de la différence de masse $m_{G^*} - m_{B_H}$. La méthode de sélection des catégories est identique à celle présentée précédemment et les résultats sont affichés sur la figure 4.6(b).

4.4.4 Régions de signal

Plusieurs régions de signal (RS) sont définies pour les différentes paires (m_{G^*}, m_{B_H}) utilisées dans la génération des échantillons de signal afin d’augmenter la sensibilité à haute masse. Elles sont caractérisées par les deux catégories précisées précédemment, ainsi que des seuils inférieurs sur les masses reconstruites des candidats G^* et B_H . En tout, cinq régions de signal inclusives sont définies avec des masses minimales sur les candidats G^* et B_H variant entre 0.8 et 1.8 TeV et entre 0.5 et 1 TeV respectivement. Puisque la distribution du bruit de fond multijet chute rapidement et que les largeurs des résonances G^* et B_H deviennent très grandes à haute masse, aucune coupure supérieure n’est appliquée. Les caractéristiques des régions de signal sont présentées dans le tableau 4.4. Chaque paire (m_{G^*}, m_{B_H}) considérée se voit attribuer une région

de signal, la même pour les deux topologies, correspondant à la sensibilité maximale leur est attribuée. La sensibilité est définie par le rapport S/\sqrt{B} , où S est le nombre d'événements de signal attendu et B le nombre d'événements de bruit de fond estimé.

	Catégorie 1		Catégorie 2		
	RS1	RS2	RS3	RS4	RS5
Seuils inférieurs (m_{G^*}, m_{B_H}) [TeV]	(1.0, 0.5)	(1.3, 0.5)	(0.8, 0.5)	(1.5, 0.5)	(1.8, 1.0)

Tableau 4.4 – Définitions des régions de signal pour les deux catégories de reconstruction du candidat B_H . Seuls des seuils inférieurs sont utilisés sur les masses reconstruites m_{G^*} et m_{B_H} et ils sont identiques pour les deux topologies considérées dans cette analyse.

4.5 Modélisation des événements multijets

La méthode utilisée pour estimer le bruit de fond multijet à partir des données est dite 'ABCD'. Pour chacune des dix régions de signal, on définit trois régions de contrôle (RC) orthogonales entre elles et avec la région de signal. Pour toutes les régions de contrôle, la sélection des événements est pratiquement identique à la région de signal, incluant les coupures inférieures sur les masses reconstruites des candidats G^* et B_H , à quelques exceptions près. Pour la région de contrôle B la masse du candidat H doit se trouver en dehors de l'intervalle $[90, 140]$ GeV. Pour la région de contrôle C, les événements doivent contenir exactement deux jets- b . Finalement pour la région de contrôle D, on requiert la présence d'exactly deux jets- b et la masse du candidat H doit se trouver en dehors de la fenêtre $[90, 140]$ GeV. Dans le cas particulier des régions C et D, seulement un des deux jets qui ne sont pas associés au candidat H est un jet- b . Les régions de contrôle sont schématisées sur le tableau 4.5. L'estimation du nombre d'événements multijet attendu dans la région de signal est obtenue par

$$N_{RS}^{MJ} = N_B/N_D \times N_C, \quad (4.13)$$

où N_X correspond au nombre d'événements dans la région X. Puisque les deux variables ne sont pas corrélées, la distribution d'une variable est indépendante de la deuxième. Ainsi, les rapports N_B/N_D et N_{RS}/N_C sont similaires, de même que les rapports N_B/N_{RS} et N_D/N_C . Afin d'obtenir une estimation du nombre d'événements multijet seulement, les contributions provenant des différents bruits de fond énumérés

dans le tableau 4.2 sont soustraites du nombre d'événements dans chacune des régions à partir des simulations MC.

$m_H < 90$ ou $m_H > 140$ GeV	D	B
$90 \leq m_H \leq 140$ GeV	C	RS
	jets- $b = 2$	jets- $b > 2$

Tableau 4.5 – Schéma des régions de contrôle définies précédemment.

Cette méthode suppose qu'aucun biais ne provient du choix des régions de contrôle. Afin de s'en assurer et de corriger les effets d'un éventuel biais, les distributions de deux variables sont pondérées : l'impulsion transverse p_T du jet le plus énergétique et la séparation angulaire $\Delta R(H, j)$ entre le candidat H et le jet avec le plus grand p_T qui n'est pas associé au candidat H . Les distributions dans les régions de contrôle C et D (B et D) sont pondérées avec les coefficients N_B/N_D (N_C/N_D) obtenus classe par classe, de sorte qu'elles aient le même profil que celles dans la région de contrôle B (C). L'effet de cette pondération est négligeable et aucune correction n'est appliquée. La méthode ainsi que les résultats des deux pondérations sont présentées plus en détail à l'annexe B.

4.5.1 Région de validation

Avant de débloquent la région de signal, il est primordial de valider la méthode utilisée pour estimer le bruit de fond multijet. À cette fin, une région de validation (RV) est définie tout juste à l'extérieur de la fenêtre de masse du candidat H , soit les régions $[75, 90]$ GeV et $[140, 155]$ GeV. Plutôt que d'estimer le nombre d'événements multijets dans la région de signal, celui-ci est estimé dans la région de validation à l'aide des «nouvelles» régions de contrôle. Les régions B' et D' sont identiques aux régions B et D à l'exception du fait qu'elles n'incluent pas ces bandes de 15 GeV, idem pour la région C' qui est limitée à ces deux bandes de 15 GeV. L'estimation du nombre

d'événements multijets dans la RV

$$N_{RV}^{MJ} = N_{B'}/N_{D'} \times N_{C'}, \quad (4.14)$$

après avoir rajouté les contributions des simulations MC, est comparé au nombre d'événements observé dans cette même région. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.6 et montrent un bon accord entre les valeurs attendues et observées pour les deux topologies.

Fusionné					
	RV1	RV2	RV3	RV4	RV5
Attendu	563 ± 16	213 ± 10	1680 ± 29	135 ± 8	45 ± 4
Observé	558	184	1666	137	35
Séparé					
	RV1	RV2	RV3	RV4	RV5
Attendu	1065 ± 21	337 ± 11	3758 ± 50	242 ± 10	63 ± 5
Observé	1073	324	3906	238	56

Tableau 4.6 – Nombre d'événements attendu et observé dans les différentes régions de validation. Les régions de validation sont associées aux région de signal par les mêmes coupures sur les masses reconstruites m_{G^*} et m_{B_H} présentées dans le tableau 4.4.

4.6 Incertitudes systématiques

Plutôt que de chercher un excès en comparant la forme des distributions de données et bruit de fond, cette analyse cherche un excès entre le nombre d'événements observé et attendu dans la région de signal. L'évaluation des incertitudes systématiques avec la meilleure précision est donc particulièrement importante. Les incertitudes systématiques affectant le nombre attendu d'événements de bruit de fond et de signal proviennent de diverses origines, énumérées dans cette section. Les tableaux 4.7 et 4.8 montrent les contributions des différentes sources d'incertitudes dans chacune des régions de signal pour les deux topologies. Les valeurs reflètent l'impact de chaque incertitude sur le nombre total d'événements de bruit de fond.

L’incertitude statistique dans les régions de contrôle provenant des données utilisées pour évaluer le bruit de fond multijet est incluse dans l’incertitude statistique totale.

Il faut également considérer l’incertitude sur le bruit de fond causée par la différence entre le nombre d’événements observé et évalué dans les régions de validation. Pour chaque région de validation, si le nombre d’événements observé est à moins d’un écart type du nombre d’événements estimé, où l’écart type est calculé comme la somme quadratique des incertitudes statistiques de chacun, alors l’écart type correspond à l’incertitude sur l’estimation multijet. Dans le cas contraire, l’incertitude correspond à la différence relative entre le nombre d’événements observé et attendu. Il s’agit de l’incertitude avec la plus grande contribution : variant de 5% dans RS1 à 27% dans RS5 pour le scénario fusionné et de 3.5% dans RS1 à 16% dans RS5 pour le scénario séparé.

Une autre source non-négligeable d’incertitude vient de l’incertitude théorique sur la section efficace du processus $t\bar{t}$ (voir section 4.2.4), le bruit de fond MC dominant. L’effet sur le nombre total d’événements causé par la variation de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ autour de sa valeur nominale correspond à l’incertitude systématique.

Les incertitudes causées par l’étalonnage et la modélisation du détecteur affectent l’estimation du nombre d’événements des bruits de fond évalués à l’aide de simulations. Ces incertitudes ont des répercussions autant dans les régions de contrôle que dans les régions de signal et sont causées principalement par l’échelle d’énergie des jets — *jet energy scale* (JES) — et la résolution sur l’énergie des jets — *jet energy resolution* (JER). Les incertitudes JES pour les jets $R = 0.4$ incluent entre autres des contributions provenant de la simulation du détecteur, de la modélisation des processus physiques, ainsi que des diverses méthodes d’évaluation [84]. Parmi les 22 composantes pouvant être augmentées de $\pm\sigma$, les incertitudes entraînant une augmentation (baisse) du nombre d’événements par rapport à la valeur nominale sont ajoutées en quadrature à l’incertitude JES positive (négative) totale. Pour évaluer l’impact de la résolution sur l’énergie des jets $R = 0.4$, l’énergie des jets simulés est convoluée avec fonction gaussienne (*smearred*) afin d’être cohérente avec la résolution mesurée avec les données. L’incertitude systématique JER correspond à la différence entre les valeurs nominales et étalées.

Les incertitudes JES/JMS⁴ pour les jets $R = 1.0$ sont évaluées par la méthode des *double ratios*. D'abord, à partir des jets reconstruits à l'aide du calorimètre et ceux reconstruits avec le détecteur interne (*track jet*), on définit les rapports

$$r_{\text{track jet}}^{p_T} = \frac{p_T^{\text{jet}}}{p_T^{\text{track jet}}} \quad \text{et} \quad r_{\text{track jet}}^m = \frac{m^{\text{jet}}}{m^{\text{track jet}}}. \quad (4.15)$$

Ensuite, ces rapports sont comparés entre les simulations et les données

$$R_{\text{track jet}}^{p_T} = \frac{r_{p_T, \text{données}_{\text{track jet}}}}{r_{p_T, \text{MC}_{\text{track jet}}}} \quad \text{et} \quad R_{\text{track jet}}^m = \frac{r_{m, \text{données}_{\text{track jet}}}}{r_{m, \text{MC}_{\text{track jet}}}}, \quad (4.16)$$

ce qui permet d'évaluer l'incertitude associée à l'étalonnage obtenu dans les simulations [85]. L'incertitude JMS est d'environ 4-5% lorsque $p_T \lesssim 700$ GeV et augmente linéairement avec l'impulsion transverse jusqu'à environ 8% pour l'intervalle $900 \lesssim p_T \lesssim 1000$ GeV.

L'incertitude totale sur l'efficacité mesurée du *b-tagging* dépend de l'impulsion transverse et de la direction η des jets. Elle est évaluée dans la référence [86]. En outre, une incertitude systématique est dérivée spécifiquement pour les jets à haut p_T . Celle-ci est obtenue à partir des simulations MC en considérant plusieurs composantes. Dans cette analyse, elle est donc évaluée pour les bruits de fond simulés seulement. Parmi les principales composantes, on retrouve l'incertitude statistique, l'incertitude sur les facteurs d'échelle dépendants du générateur, l'échelle d'impulsion des traces (*track momentum scale*), les incertitudes systématiques de résolution et d'efficacité, ainsi que les incertitudes extrapolées pour les jets légers. Les effets sur le bruit de fond total sont inférieurs à 2% pour toutes les régions de signal et sont largement dominés par l'estimation multijet.

En raison des largeurs de désintégration Γ_{G^*} et Γ_{B_H} , les signaux ne sont pas confinés à la région de signal seulement. Les effets d'une potentielle contamination dans les régions de contrôle sont considérés à la section 5.1.

⁴*Jet mass scale.*

Incertitudes systématiques	Incertitudes [%]				
	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5
Estimation multijet	± 5	± 15	± 2.8	± 10	± 27
Section efficace $t\bar{t}$	+1.0 -1.1	+0.8 -0.9	+1.2 -1.4	+0.8 -0.9	+0.6 -0.7
JER $R = 0.4$	+0.29	+0.15	+0.01	-0.32	+0.20
JES $R = 0.4$	+0.9 -0.8	+1.6 -0.7	+1.0 -1.0	+0.9 -1.0	+1.5 -1.0
JES/JMS $R = 1.0$	+0.31 -1.5	+1.3 -1.5	+0.13 -1.9	+0.9 -0.8	+1.6 -0.20
<i>b</i> -tagging	+0.18 -0.18	+0.23 -0.33	+0.24 -0.18	< 0.01	+1.6 < 0.01
Luminosité	± 0.3	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.2
Données/MC stat. (RC)	± 2.2	± 4	± 1.3	± 4	± 8
Total (stat.)	± 2.7	± 5	± 1.5	± 6	± 10
Total (syst.)	± 6	± 15	± 4	± 11	± 28

Tableau 4.7 – Incertitudes systématiques et statistiques sur le nombre total d’événements de bruit de fond pour chacune des régions de signal du scénario fusionné. L’estimation multijet est normalisée au nombre d’événements de bruit de fond afin d’obtenir l’erreur relative sur le bruit de fond total.

Incertitudes systématiques	Incertitudes [%]				
	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5
Estimation multijet	± 3.5	± 6	± 4	± 8	± 16
Section efficace $t\bar{t}$	+0.24 -0.27	+0.20 -0.23	+0.31 -0.4	+0.23 -0.26	+0.17 -0.20
JER $R = 0.4$	+0.17	+0.32	+0.18	-0.37	-0.5
JES $R = 0.4$	+0.8 -0.6	+0.7 -0.6	+0.6 -0.7	+0.8 -0.7	+1.0 -0.8
<i>b</i> -tagging	+0.5 -0.4	+0.5 -0.30	+0.5 -0.4	+0.4 -0.4	+0.7 -0.7
Luminosité	± 0.13	± 0.13	± 0.15	± 0.15	± 0.11
Données/MC stat. (CR)	± 1.6	± 2.7	± 1.0	± 3.3	± 6
Total (stat.)	± 2.1	± 4	± 1.0	± 4	± 8
Total (syst.)	± 4	± 7	± 4	± 8	± 17

Tableau 4.8 – Incertitudes systématiques et statistiques sur le nombre total d’événements de bruit de fond pour chacune des régions de signal du scénario séparé. L’estimation multijet est normalisée au nombre d’événements de bruit de fond afin d’obtenir l’erreur relative sur le bruit de fond total.

Échantillons de signal

Les tableaux 4.9-4.10 résument les contributions des incertitudes systématiques pour les échantillons de signal, dans leur région de signal respective, pour les deux scénarios considérés. Les incertitudes sont largement dominées par l’incertitude sur le *b*-tagging, variant entre 16% et 40% en fonction de l’impulsion transverse. Les autres sources

d'incertitudes énumérées précédemment sont inférieures à 5%. Les incertitudes théoriques sur la section efficace du signal liées au choix du PDF sont évaluées à partir du PDF CTEQ6.6 et son ensemble de 22 vecteurs propres [87]. La section efficace est calculée pour chacun des différents PDFs. Les variations par rapport à la valeur nominale conduisant à une augmentation (baisse) de la section efficace sont ajoutées en quadrature à $\Delta\sigma^+$ ($\Delta\sigma^-$), où $\Delta\sigma^\pm$ correspond à l'incertitude théorique sur la section efficace.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	JES $R = 0.4$ [%]		JES $R = 1.0$ [%]		b -tagging <i>Total</i> [%]		b -tagging <i>high-p_T</i> [%]		Stat. [%]	JER [%]
1.0	0.75	+0.9	-1.9	+0.11	-6	+16	-15	+5	-5	2.4	-0.35
1.25	0.75	+0.9	-1.3	+0.6	-2.6	+17	-16	+8	-8	1.7	+0.18
1.5	0.75	+1.1	-0.8	+0.7	-1.7	+18	-16	+14	-13	1.9	-0.4
1.75	0.875	+2.0	-1.9	+0.5	-2.5	+19	-17	+21	-19	2.0	-0.13
1.25	1.0	+0.7	-1.7	+0.7	-2.4	+16	-15	+9.5	-9.1	1.7	+0.20
1.5	1.0	+0.8	-1.7	+0.8	-2.4	+17	-16	+14	-13	1.6	+0.35
1.75	1.0	+3.1	-5	+2.2	-5	+19	-17	+24	-21	2.5	-0.07
2.0	1.0	+0.93	-3.0	+0.6	-3.0	+19	-17	+27	-24	2.1	-2.3
2.25	1.125	+3.2	-3.1	+1.1	-2.9	+21	-18	+40	-30	2.7	-0.11
1.5	1.25	+0.7	-2.3	+0.22	-2.4	+17	-16	+15	-14	1.7	-0.16
1.75	1.25	+3.2	-3.1	+1.4	-4	+20	-18	+24	-21	2.3	-0.8
2.0	1.25	+1.3	-2.4	+0.30	-2.8	+20	-18	+29	-25	2.0	-1.0
2.25	1.25	+4	-2.5	+1.9	-2.1	+21	-18	+40	-30	2.6	-1.2
2.5	1.25	+1.5	-1.3	+1.5	-1.5	+21	-18	+40	-31	2.4	-1.7
2.75	1.375	+1.6	-3.3	+2.3	-5	+21	-18	+40	-32	2.5	-0.12
1.75	1.5	+3.3	-1.7	+2.0	-2.7	+18	-17	+24	-21	2.3	-1.1
2.0	1.5	+2.5	-2.1	+0.24	-7	+20	-18	+29	-25	2.1	+0.22
2.25	1.5	+1.7	-2.0	+1.5	-1.3	+21	-19	+40	-30	2.4	+1.1
2.5	1.5	+1.1	-2.6	+3.3	-3.2	+21	-18	+40	-31	2.4	-1.8
2.75	1.5	+0.7	-1.1	+0.5	-2.1	+21	-19	+40	-33	2.8	-0.4
3.0	1.5	+1.0	-2.0	+4	-3.2	+21	-19	+40	-34	2.6	-0.28
2.0	1.75	+4	-4	+1.7	-5	+20	-18	+32	-27	2.9	-0.7
2.25	1.75	+1.3	-2.4	+1.1	-2.5	+21	-18	+40	-29	2.4	+0.17
2.5	1.75	+1.6	-2.9	+0.6	-3.4	+21	-19	+40	-32	2.4	-1.1
2.75	1.75	+0.9	-1.2	+1.7	-2.9	+21	-19	+40	-33	2.4	+0.9
3.0	1.75	+2.5	-2.5	+4	-5	+21	-19	+40	-35	2.5	+0.5
3.5	1.75	+1.1	-4	+5	-8	+22	-19	+50	-40	2.8	-0.07
2.25	2.0	+1.2	-3.0	+5	-6	+20	-19	+40	-30	2.6	+0.16
2.5	2.0	+1.1	-2.3	+1.4	-5	+21	-18	+40	-31	2.5	-0.7
2.75	2.0	+1.2	-2.0	+2.9	-6	+21	-19	+40	-33	2.5	-0.32
3.0	2.0	+0.6	-2.6	+4	-6	+21	-18	+40	-34	2.5	-0.10

Tableau 4.9 – Incertitudes systématiques liées au détecteur pour chacun des échantillons de signal dans leur région de signal respective, pour le scénario fusionné.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	JES [%]		<i>b-tagging</i> <i>Total</i> [%]		<i>b-tagging</i> <i>high-p_T</i> [%]		Stat. [%]	JER [%]
1.0	0.75	+1.0	-6	+9	-9	+1.5	-1.5	2.7	-5
1.25	1.0	+0.35	-1.8	+8	-9	+1.6	-2.0	2.4	-2.6
1.5	0.75	+2.2	-1.0	+8	-9	+1.9	-2.9	2.9	—
1.75	0.875	+0.5	-2.4	+9	-10	+2.1	-4	3.2	-13
1.25	1.0	+0.4	-2.0	+9	-10	+1.9	-2.2	2.3	-1.7
1.5	1.0	+2.5	-0.8	+9	-10	+2.1	-3.1	2.6	+0.5
1.75	1.0	+5	-6	+10	-11	+4	-6	3.4	+5
2.0	1.0	+2.7	-2.8	+10	-11	+2.5	-5.8	3.4	-1.4
2.25	1.125	+6	-6	+10	-11	+1.7	-6	4	+1.9
1.5	1.25	+0.9	-1.9	+9	-10	+1.2	-2.1	2.5	-2.6
1.75	1.25	+4	-7	+10	-11	+5	-6	3.3	+1.5
2.0	1.25	+2.1	-2.0	+10	-11	+3.1	-6	3.3	-3.2
2.25	1.25	+1.4	-4	+11	-11	+3.0	-7	4	-17
2.5	1.25	+0.8	-2.9	+10	-11	+0.5	-6	4	+7
2.75	1.375	+6	-2.2	+10	-11	+0.10	-7	5	+6
1.75	1.5	+2.2	-3.0	+10	-11	+4	-5	3.3	-1.7
2.0	1.5	+2.7	-1.9	+10	-11	+2.9	-5	3.4	+10
2.25	1.5	+4	-1.5	+10	-11	+1.9	-6	4	-10
2.5	1.5	+2.0	-4	+11	-11	+2.6	-8	4	+6
2.75	1.5	+1.5	-1.1	+11	-11	+1.5	-8	5	-8
3.0	1.5	+6	-3.3	+10	-11	+0.17	-7	5	-20
2.0	1.75	+1.8	-7	+10	-11	+2.4	-5	5	-7
2.25	1.75	+0.10	-6	+10	-11	+4	-7	4	+10
2.5	1.75	+2.7	-5	+10	-11	+2.7	-8	5	-7
2.75	1.75	+1.2	-7	+10	-11	+0.06	-6	5	-24
3.0	1.75	+1.8	-5	+10	-11	+1.2	-6	5	+8
3.5	1.75	+0.8	-7	+10	-11	+0.05	-8	6	-14
2.25	2.0	+6	-5	+10	-11	+3.0	-6	5	+3.4
2.5	2.0	+5	-4	+11	-11	+1.9	-6	5	+10
2.75	2.0	+1.1	-7	+11	-11	+2.6	-8	5	-15
3.0	2.0	+7	-4	+10	-11	+1.6	-8	6	—

Tableau 4.10 – Incertitudes systématiques liées au détecteur pour chacun des échantillons de signal dans leur région de signal respective, pour le scénario séparé.

Chapitre 5

Résultats

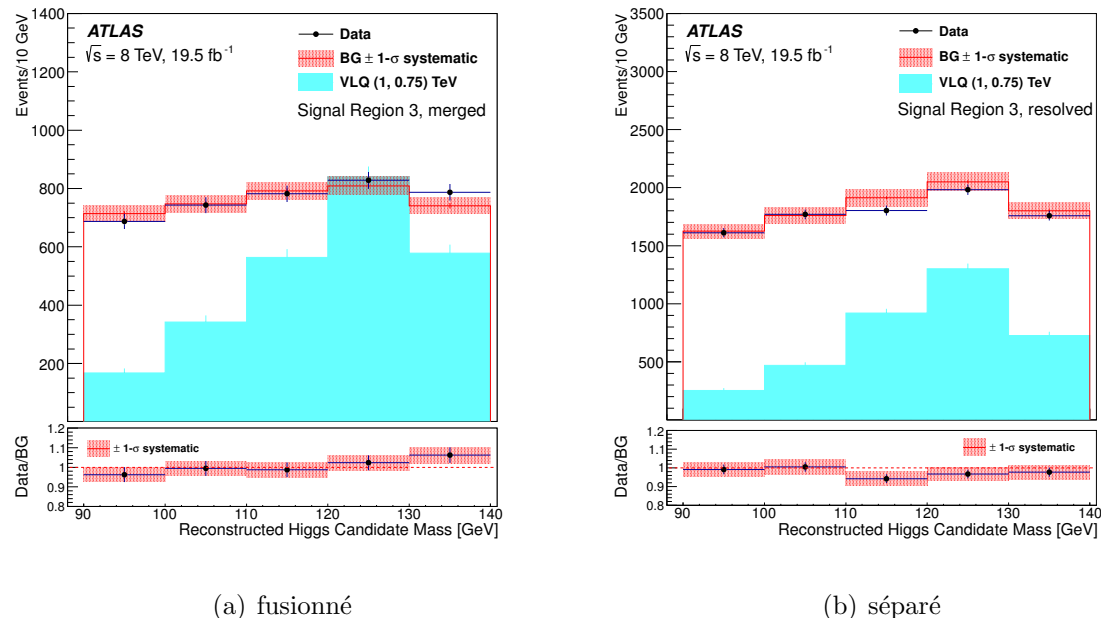
Facts do not cease to exist because they are ignored.

— Aldous Huxley

Puisque l'estimation du bruit de fond dans les régions de validation est en accord avec le nombre d'événements observé, l'analyse est débloquée (*unblinded*) et les régions de signal sont ouvertes. Toutes les sélections présentées plus haut sont appliquées et le bruit de fond multijet est évalué selon l'équation 4.13. Les distributions de la masse reconstruite du candidat H sont représentées sur la figure 5.1 pour les deux topologies dans la région RS3. Les estimations du bruit de fond sont cohérentes avec les données observées à l'intérieur des incertitudes statistiques et systématiques.

5.1 Limites et contamination

Le tableau 5.1 affiche le nombre d'événements attendu de chacun des bruits de fond, ainsi que le nombre d'événements observé dans les données, pour les différentes régions de signal considérées et les deux topologies. Aucun excès d'événements n'est observé dans l'échantillon de données en comparaison avec les prédictions du MS. En l'absence d'excès d'événements, des limites supérieures sont imposées sur la section efficace et le rapport d'embranchement complet du signal $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$. Les limites supérieures sont calculées à un niveau de



(a) fusionné

(b) séparé

Fig. 5.1 – Distribution observée (points noirs) et attendue (bande rouge) de la masse reconstruite du candidat au boson de Higgs dans la région de signal 3 pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé. La normalisation de la région C est appliquée comme un facteur global et non pas classe par classe. La bande rouge représente l’incertitude systématique sur le bruit de fond estimé. Également présent en bleu sur la figure, la distribution obtenue avec l’échantillon de signal $m_{C^*} = 1 \text{ TeV}$ et $m_{B_H} = 0.75 \text{ TeV}$ généré avec les paramètres donnés dans le tableau 4.1. L’encadré sous la distribution montre le rapport entre le nombre d’événements observés dans les données et le nombre d’événements de bruit de fond estimé.

confiance — *confidence level* (CL) — de 95% en utilisant la recommandation CL_S [88, 89] et RooStats [90]. Les incertitudes systématiques liées au détecteur sont complètement corrélées entre le bruit de fond et les signaux, alors que l’incertitude sur l’estimation multijet est non-corrélée.

5.1.1 Méthode CL_S

On définit la confiance (*confidence*) CL_{S+B} qu’un test statistique q corresponde à l’hypothèse de bruit de fond + signal comme la probabilité que celui-ci soit inférieur

Fusionné					
Bruit de fond	RS1	RS2	RS3	RS4	RS5
Multijet	1104 ± 27	398 ± 16	3372 ± 49	259 ± 12	85 ± 7
$t\bar{t}/\text{top}$	107 ± 4	30.0 ± 2.3	398 ± 8	18.3 ± 1.9	4.2 ± 1.0
$W/Z + \text{jets}$	10.5 ± 1.3	4.4 ± 0.9	30.1 ± 1.9	2.6 ± 0.8	0.8 ± 0.5
BF total	1222 ± 33 ± 70	432 ± 20 ± 60	3800 ± 60 ± 150	280 ± 16 ± 30	90 ± 9 ± 25
Données	1310	456	3827	287	89
Séparé					
Bruit de fond	RS1	RS2	RS3	RS4	RS5
Multijet	1985 ± 34	639 ± 18	8580 ± 90	523 ± 18	141 ± 9
$t\bar{t}/\text{top}$	64.2 ± 3.2	17.7 ± 1.8	353 ± 8	15.4 ± 1.6	3.3 ± 0.7
$W/Z + \text{jets}$	35.0 ± 3.3	12.7 ± 1.8	142 ± 6	12.8 ± 2.2	2.6 ± 0.4
BF total	2080 ± 40 ± 80	669 ± 25 ± 50	9080 ± 90 ± 340	551 ± 23 ± 50	147 ± 12 ± 25
Données	2106	706	8927	568	122

Tableau 5.1 – Contributions de chaque bruit de fond et données observées dans les différentes régions de signal pour les deux topologies. Pour le bruit de fond total, la première incertitude correspond à l’erreur statistique et la deuxième à l’incertitude systématique totale, alors que pour les bruits de fond individuels, seule l’erreur statistique est affichée. L’incertitude statistique sur le nombre d’événements de données dans les régions de contrôle utilisé pour estimer le bruit de fond multijet est inclus dans l’erreur statistique totale. La section $t\bar{t}/\text{top}$ inclut les processus la production simple de quark top ainsi que les processus $t\bar{t}$ et $t\bar{t} + V/H$. Les bruits de fond $W/Z + \text{jets}$ incluent les désintégrations leptoniques et hadroniques des bosons vectoriels.

ou égal à la valeur observée expérimentalement q_{obs}

$$\text{CL}_{\text{S+B}} = P_{\text{S+B}}(q \leq q_{\text{obs}}) \quad \text{où} \quad P_{\text{S+B}}(q \leq q_{\text{obs}}) = \int_{-\text{inf}}^{q_{\text{obs}}} \frac{dP_{\text{S+B}}}{dq} dq, \quad (5.1)$$

où $dP_{\text{S+B}}/dq$ est la densité de probabilité du test statistique q pour l’expérience de bruit de fond + signal. La probabilité est calculée à partir de la vraisemblance (*likelihood*), en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques qui sont convoluées une à la fois. On peut également définir la confiance CL_{B} que ce test statistique corresponde plutôt à l’hypothèse de bruit de fond seulement

$$\text{CL}_{\text{B}} = P_{\text{B}}(q \leq q_{\text{obs}}) \quad \text{où} \quad P_{\text{B}}(q \leq q_{\text{obs}}) = \int_{-\text{inf}}^{q_{\text{obs}}} \frac{dP_{\text{B}}}{dq} dq, \quad (5.2)$$

où dP_{B}/dq est la densité de probabilité du test statistique q pour l’expérience bruit de fond seulement. Une petite valeur de $\text{CL}_{\text{S+B}}$ indique une mauvaise compatibilité avec l’hypothèse de bruit de fond + signal et favorise donc l’hypothèse de bruit de fond seulement. Les variables $\text{CL}_{\text{S+B}}$ et CL_{B} sont anticorrélées, de sorte que lorsque

$CL_{S+B} \rightarrow 0$, alors $CL_B \rightarrow 1$. Ces deux quantités représentent donc la probabilité que les données observées proviennent d'une ou l'autre de ces hypothèses. Puisqu'elles dépendent fortement de la modélisation du bruit de fond, il est préférable de normaliser la confiance CL_{S+B} par la confiance CL_B afin de se prononcer plus spécifiquement sur la présence d'un signal parmi les données. Cette renormalisation conduit donc à la confiance CL_S que le test statistique corresponde à l'hypothèse de signal seulement, simplement définie tel que

$$CL_S \equiv CL_{S+B}/CL_B . \quad (5.3)$$

Contrairement à CL_{S+B} et CL_B , CL_S n'est pas un niveau de confiance (C.L.) mais plutôt un rapport de niveaux de confiance. Néanmoins, l'hypothèse de signal seulement est considérée comme exclue à un niveau de confiance CL lorsque

$$1 - CL_S \leq CL . \quad (5.4)$$

Ainsi, un signal est exclu à 95% C.L. lorsque $CL_S \leq 0.05$. L'idée est donc d'effectuer des pseudo-expériences dans lesquelles le nombre d'événements de bruit de fond et de signal sont autorisés à fluctuer à l'intérieur des incertitudes systématiques et de varier la force du signal μ . La force du signal obtenue lorsque $CL_S \rightarrow 0.05$ correspond à la limite supérieure sur la force du signal, et donc sur la section efficace.

5.1.2 Contamination

Une possible contamination des régions de contrôle par les événements de signal est également considérée. D'abord, les limites sur la force de signal μ sont obtenues en supposant qu'il n'y a aucune contamination dans les régions de contrôle. Puis, le nombre d'événements dus à cette contamination dans les régions B, C et D est calculé en supposant un signal correspondant à la limite μ obtenue. La contribution des événements de signal n_X au bruit de fond dans la région de contrôle X est donnée par

$$n_X = f_X \times y_{lim} , \quad (5.5)$$

où f_X est le rapport entre le nombre d'événements dans la région de contrôle X et le nombre d'événements dans la région de signal pour un échantillon de signal et $y_{\text{lim.}}$ est le nombre d'événements correspondant à la limite μ . Les valeurs f_X ainsi que le nombre d'événements de signal sont affichés dans le tableau 5.2 pour chaque échantillon de signal considéré. Le bruit de fond multijet est ensuite réévalué en soustrayant n_X du nombre d'événements N_X dans chaque région de contrôle. La procédure est répétée jusqu'à convergence vers une valeur stable. En guise de comparaison, les limites sur la force du signal obtenues avec et sans contamination sont présentées dans les tableaux 5.3, 5.4 et 5.5 pour les scénarios fusionné, séparé et combiné respectivement. Les limites obtenues à partir du nombre d'événements attendu sont extraites sans et avec contamination, ainsi que les variations $\pm 1\sigma$ autour de la valeur nominale. Pour les limites obtenues à partir du nombre d'événements observé, seules les valeurs nominales sont extraites sans et avec contamination. On voit que cette procédure permet d'améliorer les limites obtenues sur les différentes combinaisons (m_{G^*}, m_{B_H}) . Les résultats présentés par la suite tiennent compte de cette contamination dans les régions de contrôle.

Les limites attendues et observées sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ sont présentées séparément pour le scénario fusionné (tableau 5.6), pour le scénario séparé (tableau 5.7) et pour la combinaison des résultats (tableau 5.8). Finalement, les limites combinées pour les deux cas particuliers $m_{B_H} = m_{G^*}/2$ et $m_{B_H} = m_{G^*} - 250$ GeV sont présentées sur les figures 5.2 et 5.3 respectivement.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	RS	Fusionné				Séparé			
			$N_{\text{éven.}}$	f_B	f_C	f_D	$N_{\text{éven.}}$	f_B	f_C	f_D
1.0	0.75	RS3	2040 ± 60	0.5	0.5	0.33	1820 ± 50	0.22	0.5	0.21
1.25	0.75	RS3	1487 ± 29	0.6	0.5	0.4	917 ± 23	0.24	0.5	0.31
1.5	0.75	RS1	826 ± 14	0.6	0.7	0.4	366 ± 9	0.22	0.6	0.4
1.75	0.875	RS2	198 ± 5	0.4	0.8	0.4	97.8 ± 3.2	0.27	0.6	0.5
1.25	1.0	RS3	1052 ± 20	0.5	0.6	0.31	648 ± 15	0.20	0.5	0.22
1.5	1.0	RS3	676 ± 12	0.5	0.7	0.4	293 ± 8	0.24	0.6	0.4
1.75	1.0	RS4	219 ± 5	0.34	0.9	0.35	135 ± 4	0.27	0.6	0.6
2.0	1.0	RS4	75.9 ± 1.9	0.4	1.1	0.5	33.4 ± 1.2	0.32	0.8	0.8
2.25	1.125	RS5	19.5 ± 0.6	0.4	1.4	0.6	9.3 ± 0.4	0.4	0.8	1.0
1.5	1.25	RS3	316 ± 6	0.5	0.8	0.4	164 ± 4	0.20	0.6	0.33
1.75	1.25	RS4	118 ± 3	0.34	0.9	0.4	68.7 ± 2.4	0.33	0.7	0.7
2.0	1.25	RS4	77.8 ± 1.8	0.4	1.1	0.4	34.8 ± 1.2	0.34	0.8	0.8
2.25	1.25	RS5	22.0 ± 0.6	0.4	1.4	0.5	9.7 ± 0.4	0.4	0.9	1.2
2.5	1.25	RS5	14.79 ± 0.35	0.35	1.5	0.5	5.71 ± 0.22	0.4	0.9	1.3
2.75	1.375	RS5	4.42 ± 0.12	0.4	1.8	0.7	1.40 ± 0.07	0.5	1.2	1.6
1.75	1.5	RS4	54.3 ± 1.4	0.4	1.1	0.4	28.5 ± 1.0	0.4	0.7	0.7
2.0	1.5	RS4	51.4 ± 1.2	0.4	1.2	0.4	22.3 ± 0.8	0.4	0.8	0.9
2.25	1.5	RS5	20.7 ± 0.6	0.35	1.4	0.5	8.6 ± 0.4	0.5	0.9	1.3
2.5	1.5	RS5	10.01 ± 0.27	0.4	1.6	0.5	3.51 ± 0.16	0.5	1.0	1.5
2.75	1.5	RS5	4.55 ± 0.12	0.31	1.8	0.6	1.66 ± 0.07	0.4	1.1	1.6
3.0	1.5	RS5	1.66 ± 0.05	0.4	2.1	0.7	0.550 ± 0.029	0.4	1.1	1.7
2.0	1.75	RS5	11.3 ± 0.4	0.35	1.4	0.5	5.13 ± 0.25	0.6	0.8	1.3
2.25	1.75	RS5	13.4 ± 0.4	0.34	1.5	0.5	5.91 ± 0.25	0.4	0.7	1.3
2.5	1.75	RS5	7.92 ± 0.22	0.34	1.7	0.6	2.65 ± 0.13	0.6	1.1	1.8
2.75	1.75	RS5	3.77 ± 0.11	0.4	1.8	0.7	1.05 ± 0.06	0.6	1.3	2.2
3.0	1.75	RS5	1.60 ± 0.05	0.4	2.0	0.7	0.460 ± 0.025	0.5	1.2	2.1
2.25	2.0	RS5	4.56 ± 0.14	0.4	1.9	0.6	1.37 ± 0.07	0.7	1.0	1.8
2.5	2.0	RS5	4.48 ± 0.13	0.4	2.0	0.7	1.32 ± 0.07	0.6	1.1	2.2
2.75	2.0	RS5	2.71 ± 0.08	0.4	2.0	0.7	0.27 ± 0.04	0.6	1.2	2.7
3.0	2.0	RS5	1.31 ± 0.04	0.4	2.0	0.7	0.281 ± 0.018	0.7	1.5	3.1

Tableau 5.2 – Nombre d'événements dans leur RS correspondante pour chaque échantillon de signal ainsi que les ratios f_X entre le nombre d'événements de signal dans la région de contrôle X et $N_{\text{éven.}}$.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	Attendue			Att. avec cont.			Observée	Obs. avec cont.
		μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	μ
1.5	0.75	0.21	0.32	0.14	0.20	0.31	0.14	0.21	0.20
1.75	0.875	0.76	1.3	0.52	0.71	1.2	0.48	0.78	0.75
1.0	0.75	0.18	0.27	0.12	0.17	0.26	0.12	0.18	0.17
1.25	0.75	0.24	0.36	0.16	0.23	0.35	0.16	0.24	0.23
1.25	1.0	0.34	0.52	0.23	0.33	0.50	0.23	0.34	0.32
1.5	1.0	0.54	0.85	0.37	0.53	0.83	0.36	0.54	0.51
1.75	1.0	0.38	0.69	0.25	0.37	0.66	0.24	0.39	0.38
2.0	1.0	1.2	2.2	0.79	1.1	2.1	0.74	1.1	1.1
2.25	1.125	3.6	12	2.2	3.1	11	2.0	3.6	3.3
1.5	1.25	1.2	1.9	0.79	1.1	1.8	0.77	1.2	1.1
1.75	1.25	0.71	1.3	0.47	0.68	1.2	0.44	0.72	0.70
2.0	1.25	1.2	2.3	0.88	1.1	2.2	0.81	1.1	1.1
2.25	1.25	3.2	10	2.0	2.8	9.1	1.7	3.2	2.9
2.5	1.25	4.9	26	3.0	4.2	22	2.6	4.8	4.4
2.75	1.375	17	39	10	14	23	8.5	17	15
1.75	1.5	1.5	2.7	1.0	1.4	2.5	0.97	1.5	1.5
2.0	1.5	1.8	3.7	1.1	1.6	3.5	1.1	1.8	1.7
2.25	1.5	3.4	13	2.1	3.0	11	1.9	3.4	3.1
2.5	1.5	7.3	42	4.4	6.2	50	3.8	7.2	6.5
2.75	1.5	17	39	9.9	14	23	8.4	17	15
3.0	1.5	47	74	27	38	87	22	46	40
2.0	1.75	5.9	14	3.8	5.1	12	3.3	5.9	5.4
2.25	1.75	5.1	15	3.2	4.4	13	2.8	5.1	4.7
2.5	1.75	9.5	38	5.7	8.1	42	4.8	9.4	8.5
2.75	1.75	20	30	12	17	39	10	20	18
3.0	1.75	51	76	28	42	90	23	51	44
2.25	2.0	15	48	9.5	13	41	8.0	15	13
2.5	2.0	15	73	9.7	13	61	8.3	16	14
2.75	2.0	24	59	15	21	50	13	24	22
3.0	2.0	60	89	34	50	84	28	60	53

Tableau 5.3 – Comparaison entre les limites sur la force du signal attendues et observées avec et sans contamination des régions de contrôle, pour le scénario **fusionné**.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	Attendue			Att. avec cont.			Observée	Obs. avec cont.
		μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	μ
1.5	0.75	0.54	0.77	0.39	0.54	0.76	0.38	0.54	0.54
1.75	0.875	1.1	1.7	0.81	1.1	1.7	0.79	1.12	1.2
1.0	0.75	0.40	0.58	0.28	0.39	0.57	0.28	0.40	0.39
1.25	0.75	0.78	1.1	0.55	0.77	1.1	0.55	0.77	0.77
1.25	1.0	1.1	1.6	0.79	1.1	1.6	0.78	1.1	1.1
1.5	1.0	2.4	3.5	1.7	2.4	3.4	1.7	2.4	2.4
1.75	1.0	0.79	1.1	0.57	0.77	1.1	0.55	0.80	0.79
2.0	1.0	3.1	4.5	2.3	3.0	4.3	2.2	3.2	3.1
2.25	1.125	6.0	8.4	4.3	5.6	7.9	4.0	5.3	5.2
1.5	1.25	4.4	6.2	3.1	4.3	6.1	3.1	4.3	4.3
1.75	1.25	1.6	2.3	1.1	1.5	2.2	1.1	1.6	1.5
2.0	1.25	3.0	4.3	2.2	2.9	4.2	2.1	3.1	3.0
2.25	1.25	6.2	9.7	4.3	5.8	9.0	4.0	5.5	5.4
2.5	1.25	9.6	13	7.0	9.0	13	6.6	8.5	8.4
2.75	1.375	39	56	29	36	52	26	35	34
1.75	1.5	3.7	5.3	2.7	3.6	5.1	2.6	3.8	3.7
2.0	1.5	4.7	6.7	3.4	4.6	6.5	3.3	4.8	4.7
2.25	1.5	6.5	9.4	4.7	6.0	8.7	4.3	5.8	5.7
2.5	1.5	16	22	11	15	21	11	14	14
2.75	1.5	32	43	24	30	40	22	28	28
3.0	1.5	95	130	70	89	120	66	83	83
2.0	1.75	10	14	7.7	9.5	13	7.1	9.1	9.0
2.25	1.75	9.0	12	6.7	8.4	11	6.2	7.9	7.8
2.5	1.75	20	27	15	18	25	14	18	17
2.75	1.75	51	68	37	47	63	34	44	44
3.0	1.75	120	160	86	110	150	80	100	101
2.25	2.0	39	52	29	35	48	26	34	34
2.5	2.0	40	54	30	37	49	27	35	35
2.75	2.0	200	260	150	180	240	130	170	170
3.0	2.0	180	250	140	170	230	120	160	160

Tableau 5.4 – Comparaison entre les limites sur la force du signal attendues et observées avec et sans contamination des régions de contrôle, pour le scénario **séparé**.

m_{G^*} [TeV]	m_{B_H} [TeV]	Attendue			Att. avec cont.			Observée	Obs. avec cont.
		μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	$+1\sigma$	-1σ	μ	μ
1.5	0.75	0.20	0.30	0.14	0.19	0.29	0.13	0.20	0.19
1.75	0.875	0.64	0.97	0.44	0.61	0.93	0.42	0.65	0.62
1.0	0.75	0.17	0.25	0.11	0.16	0.25	0.11	0.17	0.16
1.25	0.75	0.23	0.36	0.16	0.23	0.35	0.16	0.24	0.22
1.25	1.0	0.33	0.50	0.23	0.33	0.49	0.22	0.33	0.32
1.5	1.0	0.54	0.84	0.36	0.52	0.82	0.35	0.54	0.52
1.75	1.0	0.35	0.58	0.23	0.33	0.56	0.22	0.35	0.34
2.0	1.0	1.1	1.9	0.71	1.0	1.8	0.67	1.1	1.0
2.25	1.125	3.0	5.6	2.0	2.7	5.2	1.8	2.9	2.8
1.5	1.25	1.2	1.8	0.78	1.1	1.8	0.76	1.2	1.1
1.75	1.25	0.65	1.1	0.44	0.63	1.1	0.42	0.66	0.64
2.0	1.25	1.1	1.9	0.69	1.0	1.8	0.66	1.1	1.0
2.25	1.25	2.8	5.3	1.8	2.5	4.9	1.6	2.7	2.5
2.5	1.25	4.3	8.5	2.7	3.8	7.9	2.4	4.2	3.9
2.75	1.375	15	34	9.5	13	32	8.3	15	14
1.75	1.5	1.4	2.4	0.96	1.4	2.3	0.91	1.4	1.4
2.0	1.5	1.6	3.0	1.1	1.5	2.9	1.0	1.6	1.6
2.25	1.5	3.0	5.7	1.9	2.7	5.3	1.7	2.9	2.7
2.5	1.5	6.5	14	4.1	5.8	13	3.6	6.4	5.9
2.75	1.5	14	26	9.0	13	24	8.0	14	13
3.0	1.5	40	75	25	34	70	21	38	35
2.0	1.75	5.0	8.1	3.4	4.5	7.5	3.1	4.8	4.6
2.25	1.75	4.3	7.1	2.9	3.9	6.7	2.6	4.1	4.0
2.5	1.75	8.2	15	5.2	7.3	14	4.6	8.0	7.5
2.75	1.75	18	37	11	16	35	9.7	18	16
3.0	1.75	44	92	27	38	86	23	43	39
2.25	2.0	14	26	9.0	12	24	7.8	14	13
2.5	2.0	14	28	9.2	13	25	8.0	14	13
2.75	2.0	24	53	16	21	47	13	24	22
3.0	2.0	55	130	33	47	120	28	55	49

Tableau 5.5 – Comparaison entre les limites sur la force du signal attendues et observées avec et sans contamination des régions de contrôle, pour les résultats **combinés**.

m_{B_H} [TeV]	2.0					182^{+68}_{-47} 177 5.2	178^{+58}_{-48} 168 4.8	520^{+170}_{-145} 490 2.9	255^{+90}_{-75} 240 1.5	
	1.875									
	1.75				152^{+56}_{-38} 144 16	110^{+34}_{-29} 100 13	140^{+55}_{-31} 133 7.8	179^{+61}_{-49} 167 3.8	187^{+68}_{-51} 172 1.7	
	1.625									
	1.50			170^{+71}_{-47} 174 47	175^{+72}_{-49} 179 38	126^{+57}_{-36} 120 21	144^{+58}_{-38} 134 9.6	129^{+43}_{-34} 120 4.3	169^{+59}_{-44} 158 1.9	
	1.375							162^{+72}_{-45} 153 4.5		
	1.25		640^{+270}_{-180} 640 148	158^{+74}_{-42} 158 105	157^{+70}_{-43} 162 54	139^{+77}_{-43} 130 24	99^{+44}_{-26} 92 11			
	1.125					140^{+58}_{-40} 130 25				
	1.0		523^{+238}_{-152} 523 475	700^{+290}_{-200} 700 291	122^{+53}_{-35} 126 159	174^{+75}_{-46} 180 58				
	0.875				151^{+82}_{-43} 164 137					
	0.75	565^{+260}_{-160} 565 1449	574^{+246}_{-164} 574 746	167^{+68}_{-50} 167 310						
		1.0	1.25	1.5	1.75	2.0	2.25	2.50	2.75	3.0
		m_{G^*} [TeV]								

Tableau 5.7 – Limites sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ pour le scénario **séparé**. La première entrée correspond à la limite attendue, la deuxième entrée correspond à la limite observée et la dernière entrée représente la section efficace théorique (voir tableau 4.1). Les cases en rouge sont exclues à 95% C.L. alors que les cases en vert ne le sont pas. Les cas particuliers où $m_{G^*} > 2m_{B_H}$ ne sont pas considérés et sont marqués en jaune. Toutes les valeurs affichées dans les cases sont en fb.

m_{B_H} [TeV]	2.0					62^{+62}_{-22} 68 5.2	62^{+58}_{-24} 62 4.8	61^{+75}_{-23} 64 2.9	71^{+110}_{-29} 74 1.5	
	1.875									
	1.75					72^{+48}_{-22} 74 16	51^{+36}_{-17} 52 13	57^{+52}_{-21} 59 7.8	61^{+72}_{-24} 61 3.8	65^{+82}_{-26} 66 1.7
	1.625									
	1.50				66^{+42}_{-23} 66 47	57^{+53}_{-19} 61 38	57^{+55}_{-21} 57 21	56^{+69}_{-21} 57 9.6	56^{+47}_{-22} 56 4.3	65^{+68}_{-25} 67 1.9
	1.375								66^{+42}_{-23} 66 4.5	
	1.25		163^{+104}_{-50} 163 148	66^{+49}_{-22} 67 105	54^{+43}_{-18} 54 54	60^{+58}_{-22} 60 24	42^{+45}_{-15} 43 11			
	1.125						68^{+63}_{-23} 70 25			
	1.0		157^{+76}_{-52} 152 475	151^{+87}_{-50} 151 291	53^{+37}_{-18} 54 159	58^{+46}_{-19} 58 58				
	0.875				84^{+44}_{-26} 85 137					
	0.75	232^{+130}_{-73} 232 1449	172^{+90}_{-52} 172 746	59^{+31}_{-19} 59 310						
		1.0	1.25	1.5	1.75	2.0	2.25	2.50	2.75	3.0
		m_{G^*} [TeV]								

Tableau 5.8 – Limites sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ pour les résultats **combinés**. La première entrée correspond à la limite attendue, la deuxième entrée correspond à la limite observée et la dernière entrée représente la section efficace théorique (voir tableau 4.1). Les cases en rouge sont exclues à 95% C.L. alors que les cases en vert ne le sont pas. Les cas particuliers où $m_{G^*} > 2m_{B_H}$ ne sont pas considérés et sont marqués en jaune. Toutes les valeurs affichées dans les cases sont en fb.

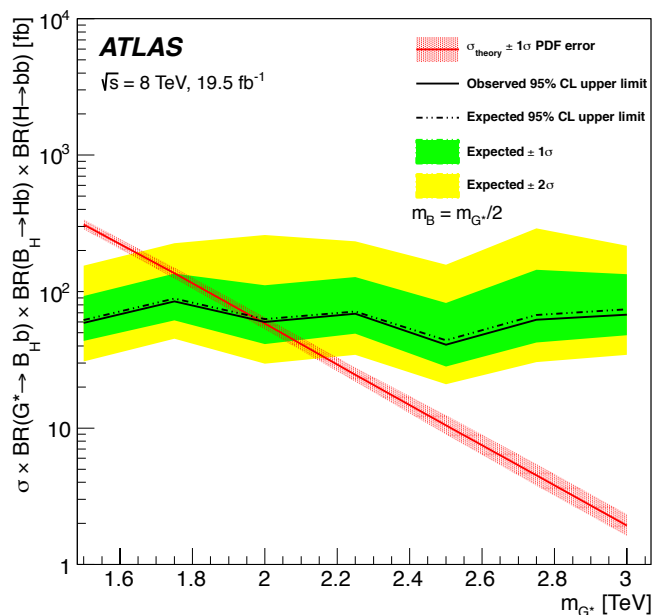


Fig. 5.2 – Limites combinées à 95% C.L. observée (trait plein) et attendue (trait pointillé) sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ pour les paires (m_{G^*}, m_{B_H}) où $m_{B_H} = m_{G^*}/2$. La section efficace théorique est affichée en rouge ainsi que l'incertitude évaluée avec les PDFs CTEQ6.6.

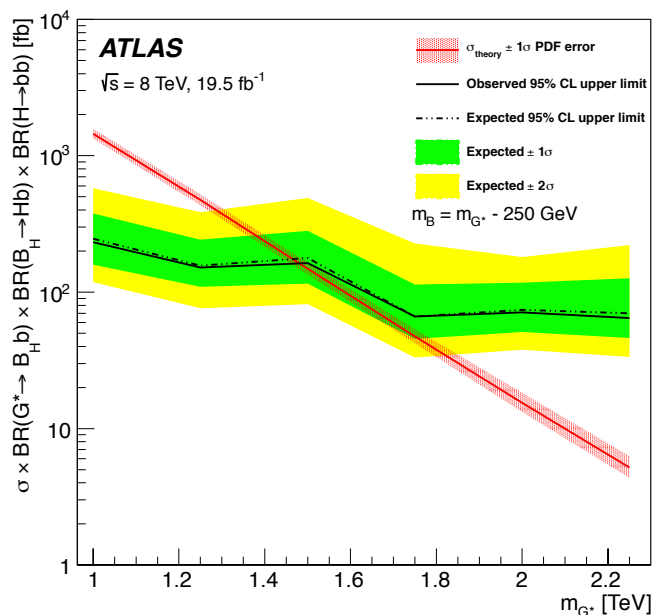


Fig. 5.3 – Limites combinées à 95% C.L. observée (trait plein) et attendue (trait pointillé) sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ pour les paires (m_{G^*}, m_{B_H}) où $m_{B_H} = m_{G^*} - 250 \text{ GeV}$. La section efficace théorique est affichée en rouge ainsi que l'incertitude évaluée avec les PDFs CTEQ6.6.

Chapitre 6

Perspectives futures et améliorations

By denying scientific principles, one may maintain any paradox.

— Galileo Galilei

L'absence d'excès d'événements parmi les données par rapport aux prédictions du MS conduit à une limite inférieure sur la masse du gluon lourd et une limite supérieure sur la section efficace et le rapport d'embranchement. Dans le cas où $m_{G^*} = 2m_{B_H}$, l'analyse effectuée permet d'exclure l'existence d'un gluon lourd avec une masse de 2.0 TeV. Avec 20 fb^{-1} de données à 8 TeV, les auteurs du modèle [67] espéraient pouvoir exclure un gluon lourd jusqu'à une masse d'environ 3 TeV (figure 6.1).

La principale différence entre les deux analyses provient certainement des différentes définitions de la région de signal. L'analyse présentée dans le chapitre précédent requiert la présence d'au moins trois jets- b ($n_b \geq 3$) et impose un seuil inférieur seulement sur la masse reconstruite des quatre jets m_{4j} . Les auteurs du modèle de référence ont plutôt défini la région de signal avec au moins quatre jets- b ($n_b \geq 4$) et un seuil inférieur et supérieur sur m_{4j} . Le choix de définir la RS avec trois jets- b plutôt que quatre est guidé par l'efficacité d'identification des jets- b . Pour certains échantillons de signal, l'efficacité du critère de sélection $n_b \geq 4$ descendait aussi bas que 4%, alors que dans l'article de référence, l'efficacité mentionnée est de 16%. Si on

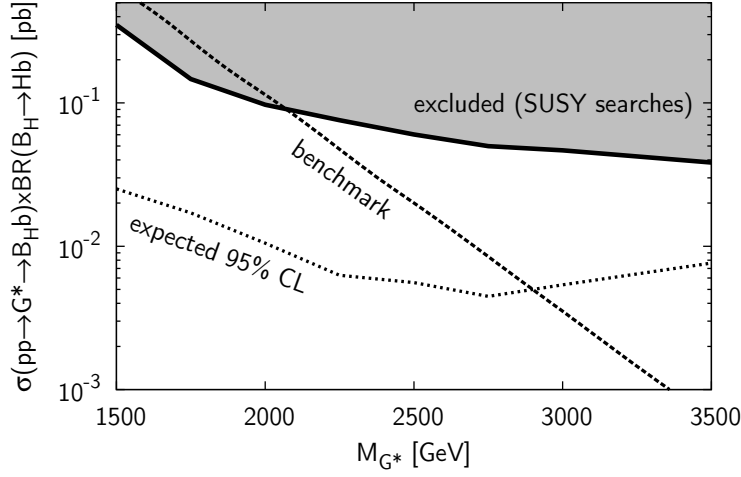


Fig. 6.1 – Limite prévue par les auteurs du modèle sur la section efficace du processus $\sigma(pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b}) \times \text{BR}(B_H \rightarrow Hb)$, avec une luminosité de 20 fb^{-1} [67].

avait une meilleure maîtrise de la reconstruction des jets-*b*, avec une faible incertitude systématique, on pourrait certainement améliorer le résultat expérimental et peut-être atteindre la sensibilité prévue par les auteurs du modèle.

Dans la perspective de refaire cette analyse avec les données récoltées à une énergie de 13 TeV, certaines améliorations devraient être envisagées pour augmenter davantage la sensibilité. Comme pour n'importe quelle analyse, l'objectif principal pour améliorer le potentiel de découverte ou les limites obtenues est la diminution du bruit de fond. Dans le cas du signal étudié dans cette analyse, puisque l'état final ne contient que des jets-*b*, la diminution du bruit de fond passe impérativement par l'efficacité de l'identification des jets-*b*.

6.1 Efficacité du *b*-tagging

Une des sources d'incertitudes principales de cette analyse provient de la mauvaise performance du *b*-tagging pour les jets de haut p_T . Étant donné que l'identification des jets-*b* est appliquée de façon inclusive, peu importe l'impulsion transverse des jets, l'efficacité d'identification décroît lorsque l'impulsion des jets augmente. Afin de contrer cet effet, des efforts sont faits parmi la collaboration pour développer une méthode d'identification des jets-*b* dépendante de l'impulsion transverse et ainsi obtenir une efficacité constante.

Cependant, un effet physique supplémentaire est responsable de cette baisse de performance : la division des gluons (*gluon splitting*) en une paire de quarks b ($g \rightarrow b\bar{b}$) pouvant imiter la signature de «vrais» jets- b , soit des jets qui ont pour origine un quark b . On a vu à la section 2.8.3 que l'identification des jets- b se fait via une analyse multivariable à partir d'événements $t\bar{t}$ simulés. Les jets sont étiquetés en trois différentes catégories, selon qu'ils sont issus d'un quark léger ou d'un gluon ($g, q = u, d, s$), d'un quark c ou d'un quark b . Un jet j est étiqueté dans la catégorie b si un hadron B avec $p_T > 5$ GeV se trouve dans son environnement proche par $\Delta R(j, B) < 0.3$. Pour des jets de haut p_T , la gerbe partonique peut contenir des dizaines de partons, dont quelques quarks b provenant de la division d'un gluon pendant la formation de la gerbe. Dans ce cas, le jet associé à cette gerbe pourra être identifié comme un jet- b , même s'il a pour origine un quark léger ou un gluon. L'objectif est d'abord de quantifier la fréquence de ce phénomène dans les événements multijets.

6.1.1 Analyse avec Pythia8

Dans un premier temps, des événements dijets sont simulés avec le générateur PYTHIA8 pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13$ TeV. Les événements sont générés sans la présence de quarks b dans l'interaction principale — état final et initial. La contribution des différents états finaux possibles au processus dijet est présentée sur la figure 6.2. Après l'hadronisation, on cherche la présence d'hadrons B dans chacun des événements. Puisque l'interaction principale a exclu la présence de quarks b , la présence d'hadrons B est nécessairement causée par un processus tel que $g \rightarrow b\bar{b}$. Afin d'obtenir une bonne statistique à des impulsions transverses élevées, les événements sont générés pour différentes fenêtres de l'impulsions transverse invariante \hat{p}_T . Le tableau 6.1 présente le pourcentage d'événements contenant au moins un hadron B pour différents choix de PDFs et de *tunes*. Il apparaît évident que la conversion de jets légers en jets- b est non-négligeable et qu'elle est plutôt indépendante des PDFs et *tunes* utilisés.

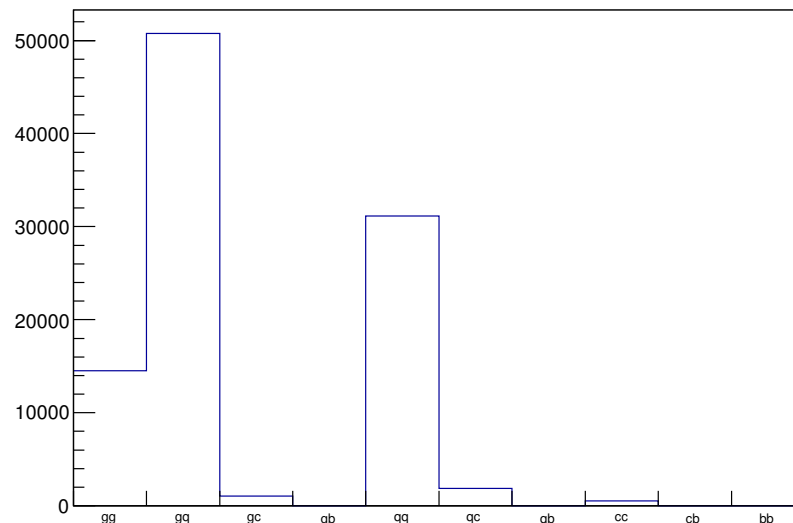


Fig. 6.2 – Contributions des différents états finaux au processus $pp \rightarrow q\bar{q}/gg/qg$ où seuls les quarks b et t sont exclus du processus. Les événements dijets sont générés pour une impulsion transverse invariante entre 600 et 900 GeV.

\hat{p}_T [GeV]	% d'événements avec au moins un hadron B			
	NNPDF2.3	CTEQ6L	CTEQ6L1	CTEQ66
[350, 600]	14.95 ± 0.17	14.96 ± 0.17	15.07 ± 0.17	14.46 ± 0.17
[600, 950]	16.70 ± 0.18	16.27 ± 0.18	16.21 ± 0.18	15.60 ± 0.17
[950, 1500]	17.56 ± 0.19	16.84 ± 0.18	16.80 ± 0.18	16.46 ± 0.18
[1500, 2200]	17.25 ± 0.19	16.43 ± 0.18	16.50 ± 0.18	16.98 ± 0.18

\hat{p}_T [GeV]	% d'événements avec au moins un hadron B			
	Monash 2013	ATLAS A14	Var. +1	Var. -1
[350, 600]	14.95 ± 0.17	13.62 ± 0.16	13.85 ± 0.16	13.08 ± 0.16
[600, 950]	16.70 ± 0.18	14.87 ± 0.17	14.80 ± 0.17	14.40 ± 0.17
[950, 1500]	17.56 ± 0.19	15.45 ± 0.18	15.79 ± 0.18	15.13 ± 0.17
[1500, 2200]	17.25 ± 0.19	15.35 ± 0.17	15.68 ± 0.17	15.20 ± 0.17

Tableau 6.1 – Pourcentage d'événements avec la présence d'au moins un hadron B de $p_T > 5$ GeV. Les événements avec différents PDFs sont tous générés avec le *tune* Monash 2013 [91], alors que les événements avec différents *tunes* utilisent tous le PDF NNPDF2.3 [92]. Dans ce dernier cas, les événements sont également générés avec le *tune* nominal ATLAS A14 [93] et ses variations ± 1 .

Avant de poursuivre plus en détail, il est d'abord important de définir la nomenclature qui sera utilisée dans ce chapitre :

- jet-*b* → un jet identifié par l'algorithme MV2c;
- jet étiqueté-*b* → un jet j associé à un quark b issu de l'interaction principale d'après la relation $\Delta R(j, b) < 0.3$;
- jet-*b* tardif (*late b-jet*) → un jet léger, c'est-à-dire initié par un quark léger ou un gluon, associé à un hadron B issu de la cascade partonique d'après la relation $\Delta R(j, B) < 0.3$.

Au niveau *truth*, les jets de rayon $R = 0.4$ sont reconstruits avec FastJet [94] et l'algorithme anti- k_t . Afin de différencier les jets-*b* tardifs des jets étiquetés-*b*, il faut comparer leurs distributions cinématiques. Ainsi, un échantillon de jets-*b* tardifs est obtenu à partir d'événements dijets avec seulement des partons légers dans l'interaction principale (g, q) et l'échantillon de jets étiquetés-*b* à partir d'événements $pp \rightarrow b\bar{b}$ exclusivement.

La variable qui permet le mieux de différencier entre les jets-*b* tardifs et les jets étiquetés-*b* est la fraction de l'impulsion transverse d'un jet qui est portée par un hadron B , p_T^B/p_T^j . La figure 6.3 montre la corrélation entre p_T^B/p_T^j et p_T^j pour chacun des deux échantillons. On voit sur la figure 6.3(a) que lorsque le jet est initié par un quark b , une grande fraction de l'impulsion transverse du jet est portée par le hadron B . Toutefois, lorsque le jet est initié par un parton léger et que le quark b est produit dans la cascade partonique, alors cette fraction p_T^B/p_T^j est petite comme on peut le voir sur la figure 6.3(b).

On observe le même phénomène pour la désintégration d'un signal de Z' avec une masse de 2 TeV qui se désintègre en deux jets (figure 6.4). Les jets étiquetés-*b* sont obtenus à partir d'un échantillon $pp \rightarrow Z' \rightarrow b\bar{b}$ et les jets-*b* tardifs à partir d'un échantillon $pp \rightarrow Z' \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$. Les jets-*b* initiés à partir d'un quark b voient une grande fraction de leur impulsion transverse portée par le hadron B . On voit également que de retirer les jets-*b* tardifs des événements multijets aurait pour effet de diminuer le bruit de fond sans toutefois trop affecter les événements de signal.

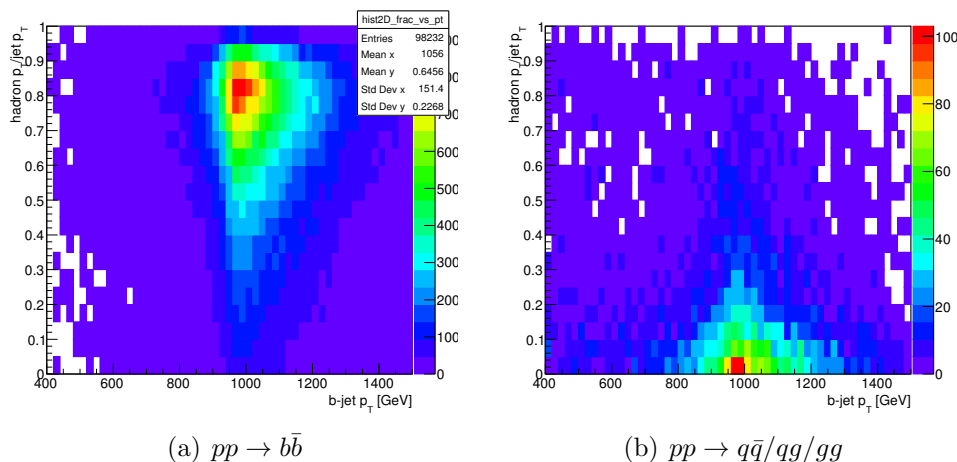


Fig. 6.3 – Corrélation entre p_T^B/p_T^j et l’impulsion transverse des jets pour la production d’événements (a) $b\bar{b}$ seulement et (b) partons légers seulement (par de quarks c). Les événements sont générés avec le PDF NNPDF2.3 pour une impulsion transverse invariante entre 950 et 1500 GeV.

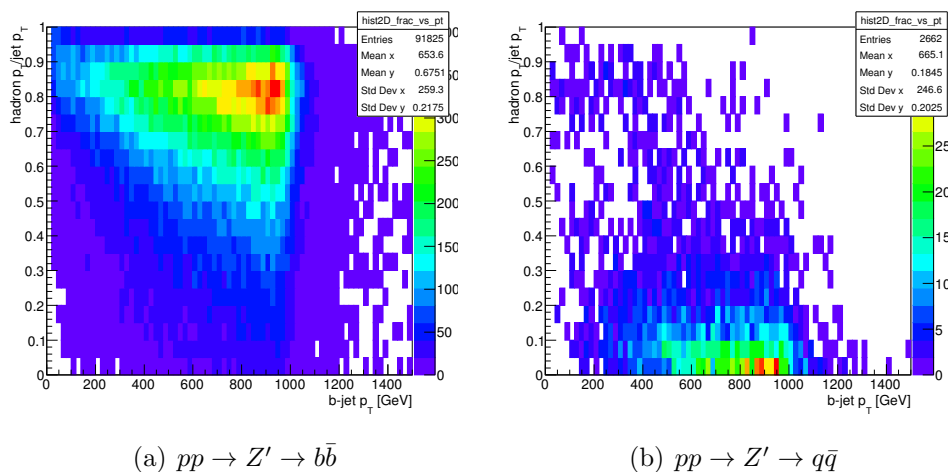


Fig. 6.4 – Corrélation entre p_T^B/p_T^j et l’impulsion transverse des jets pour le processus (a) $Z' \rightarrow b\bar{b}$ seulement et (b) $Z' \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$. Les événements sont générés avec le PDF NNPDF2.3 pour $m_{Z'} = 2$ GeV.

6.2 Événements reconstruits

Afin d’étudier davantage les jets- b tardifs, il est préférable d’utiliser des événements complètement simulés et les variables reconstruites après le passage des particules à travers la simulation du détecteur ATLAS. L’échantillon utilisé contient des évé-

ments multijet générés avec PYTHIA8 avec le seuil inférieur $\hat{p}_T > 150$ GeV. L'impulsion transverse du jet principal varie entre 400 et 800 GeV. Par comparaison avec les valeurs du tableau 6.1, environ 13% des événements sans quark b dans l'interaction principale contiennent néanmoins au moins un hadron B .

Les jets- b sont identifiés par l'algorithme MV2c [95], une version améliorée de l'algorithme utilisé pour les données à $\sqrt{s} = 8$ TeV et optimisée pour les données collectées à $\sqrt{s} = 13$ TeV. L'algorithme construit un BDT à partir de 22 variables issues des algorithmes IP2D, IP3D, SV1 et JetFitter, ainsi que les variables p_T et η de chaque jet. L'objectif de l'analyse multivariée est de pouvoir discriminer entre les éléments de signal, les jets- b , et les éléments de bruit de fond, les jets légers et les jets- c . Un étalonnage est fourni pour quatre points de fonctionnement, 60%, 70%, 77% et 85%, correspondant aux efficacités d'identification des jets- b observées dans les événements $t\bar{t}$.

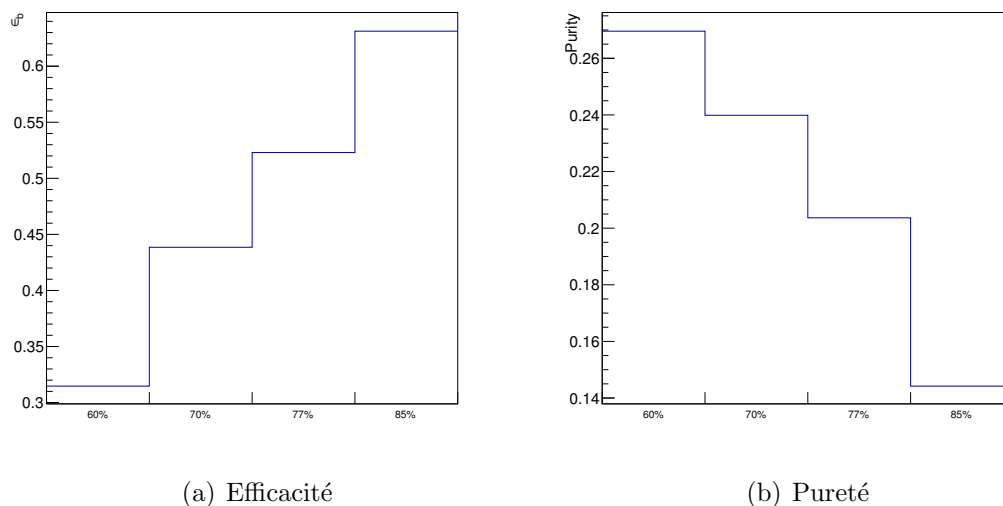


Fig. 6.5 – (a) Efficacité de correctement identifier en tant que jet- b un jet étiqueté b avec MV2c pour les quatre points de fonctionnement. (b) Pureté des jets- b en jets initiés par un quark b pour les quatre points de fonctionnement. L'efficacité et la pureté pour l'échantillon d'événements multijets sont définies respectivement à l'éq. 6.1 et 6.2.

À partir de l'échantillon multijet, les deux jets avec la plus grande impulsion transverse et $|\eta| < 2.5$ sont sélectionnés pour chaque événement. La raison principale pour ne sélectionner que deux jets est de pouvoir comparer les jets- b tardifs avec des jets initiés par des quarks b issus de l'interaction principale. Les événements dont

le troisième à $p_T > 100$ GeV sont rejetés. La figure 6.5(a) représente l'efficacité d'identifier un jet étiqueté b en tant que jet- b avec MV2c pour les différents points de fonctionnement. L'efficacité est définie comme la fraction des jets étiquetés b qui sont également identifiés (*tagged*) par MV2c parmi tous les jets étiquetés b

$$\epsilon = \frac{\# \text{ jets étiquetés } b \text{ et identifiés}}{\# \text{ jets étiquetés } b}. \quad (6.1)$$

La figure 6.5(b) représente la pureté des jets- b en jets initiés par un quark b pour les quatre points de fonctionnement. La pureté est définie comme la fraction des jets- b identifiés par MV2c qui sont également initiés par un quark b

$$\epsilon = \frac{\# \text{ jets-}b \text{ initiés par un quark } b}{\# \text{ jets-}b}. \quad (6.2)$$

La distribution du discriminant MV2c varie entre 0 et 1 et le point de fonctionnement 60% correspond à la valeur de discriminant la plus près de 1, alors que le point à 85% est le plus éloigné de 1. Il est donc normal d'observer que la pureté diminue en passant de 60% à 85%. Toutefois, même au point 60%, plus de 70% des jets identifiés comme des jets- b ne sont pas initiés par un quark b . Inversement, l'efficacité augmente en passant de 60% à 85%, alors que tout juste 50% des jets étiquetés b sont identifiés comme jets- b pour le point de fonctionnement à 77% (utilisé dans la majorité des analyses).

6.3 Efficacité vs p_T

Il est également intéressant d'étudier l'efficacité de l'algorithme MV2 à identifier différentes catégories de jets en fonction de leur impulsion transverse pour les quatre points de fonctionnement. D'abord, la figure 6.6 représente l'efficacité d'identification des jets étiquetés b comme jets- b en fonction de l'impulsion transverse des jets. Pour le point de fonctionnement à 77%, l'efficacité d'identification des jets étiquetés b descend sous les 50% au-delà de $p_T > 400$ GeV.

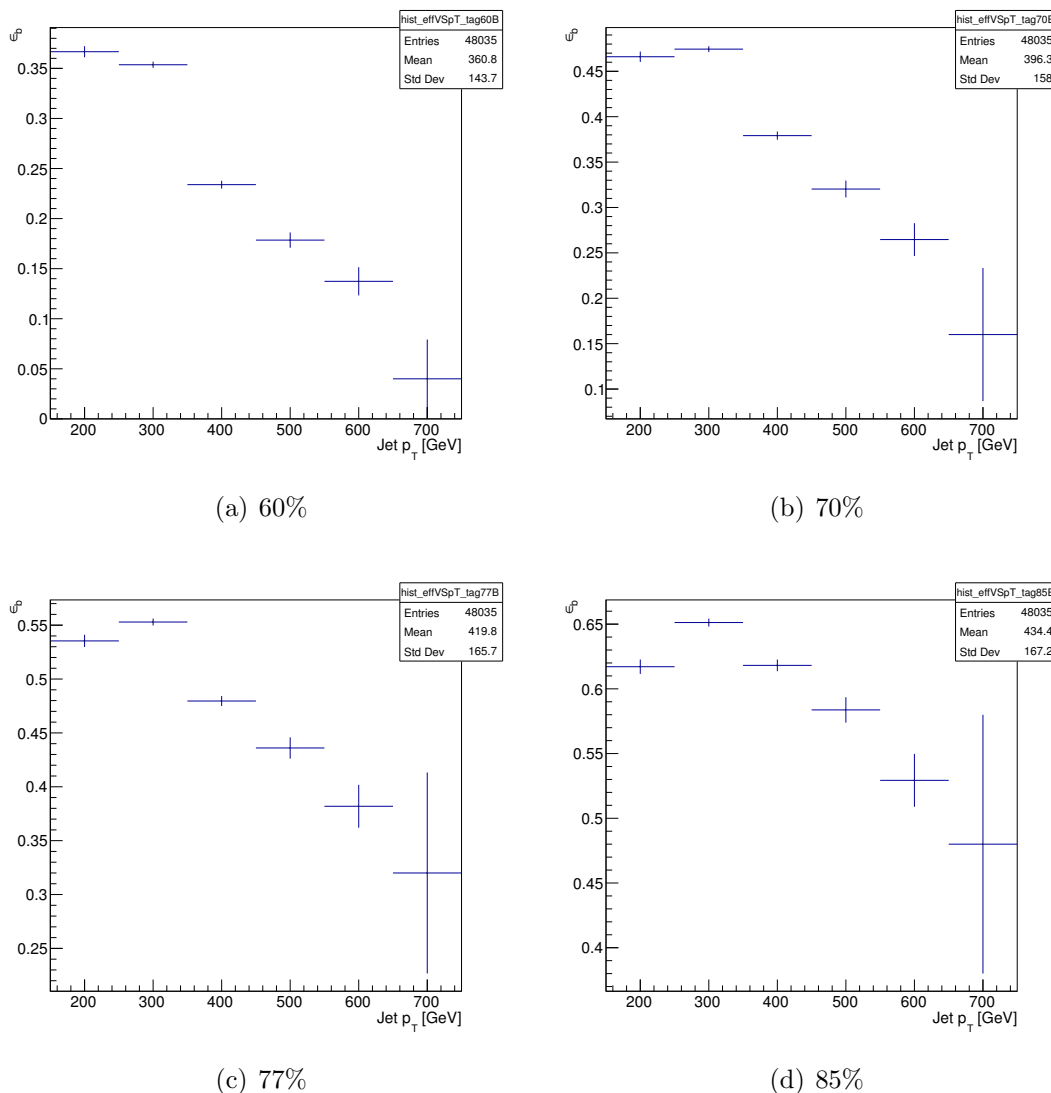


Fig. 6.6 – Efficacité d’identifier des jets étiquetés b comme jets- b en fonction de l’impulsion transverse des jets.

Ensuite, la figure 6.7 représente l’efficacité d’identification des jets- b tardifs en tant que jets- b par MV2c, en fonction de l’impulsion transverse des jets. Il paraît évident que l’algorithme MV2c est relativement bon pour identifier les jets- b tardifs, puisque ceux-ci sont considérés comme des éléments de signal plutôt que comme des éléments de bruit de fond. L’efficacité d’identification des jets- b tardifs est même supérieure à celle des jets étiquetés b . Cette particularité peut s’expliquer par le fait que l’algorithme MV2c est actuellement entraîné à partir d’événements $t\bar{t}$ qui contiennent très peu de jets- b tardifs, comparativement aux événements multijets.

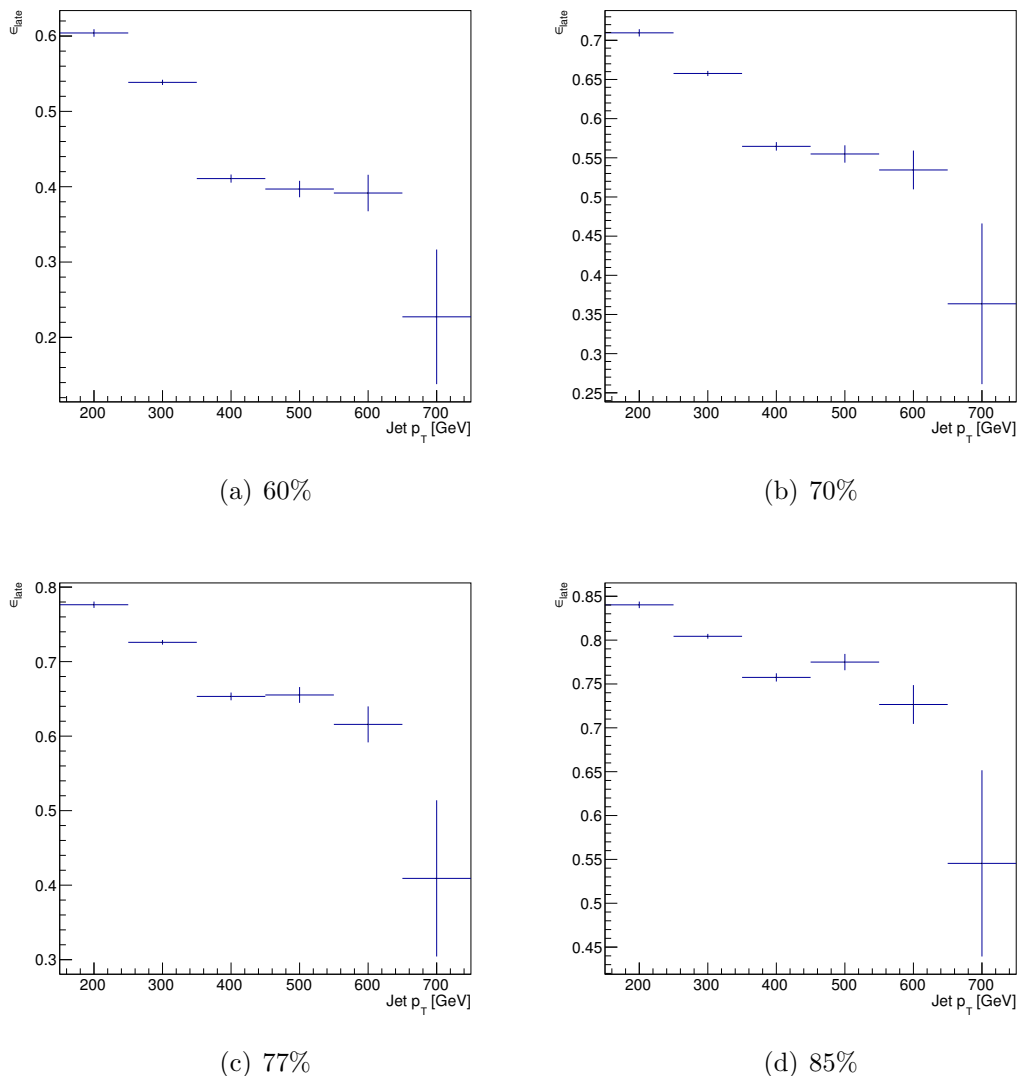


Fig. 6.7 – Efficacité d’identification des jets- b tardifs en tant que jets- b par MV2c en fonction de l’impulsion transverse des jets.

6.4 Redéfinition de l’apprentissage

Pour l’identification des jets- b , on utilise un arbre de décision (BDT) afin de définir, à partir des différentes variables d’un jet, la probabilité qu’il soit un jet- b ou non. Le BDT utilisé est d’une profondeur de 10 couches, contient 400 arbres et effectue 200 coupures. À partir d’un échantillon, on utilise une partie des événements pour l’apprentissage et l’autre partie pour tester les résultats obtenus par l’apprentissage. Les

jets sont classés en deux catégories principales : signal et bruit de fond. Présentement, la catégorie signal inclut tous les jets associés à un hadron B de $p_T > 5$ GeV par $\Delta R(j, B) < 0.3$, c'est-à-dire les jets initiés par un quark b et les jets- b tardifs. La catégorie bruit de fond inclut les jets initiés par un parton léger et par un quark c , en deux sous-catégories séparées. D'après les résultats obtenus, la performance de l'identification des jets- b serait améliorée en faisant l'apprentissage avec les jets- b tardifs dans la catégorie bruit de fond.

Actuellement, l'apprentissage est effectué à partir d'un échantillon d'événements $t\bar{t}$ dans lequel la presque totalité des jets- b sont initiés par un quark b en raison de la désintégration du quark top $t \rightarrow Wb$. Afin d'augmenter la statistique de jets- b tardifs, on choisit plutôt d'utiliser un échantillon d'événements multijets. La figure 6.8 représente le discriminant de sortie du BDT pour l'apprentissage avec et sans les jets- b tardifs inclus dans le signal. On voit sur la figure 6.8(a) que, pour l'apprentissage avec les jets- b tardifs en tant que signal (Mv2c), les distributions pour les jets- b et les jets- b tardifs sont pratiquement identiques, ce qui explique que l'algorithme est relativement bon pour identifier les jets- b tardifs comme des jets- b . On voit par contre sur la figure 6.8(b) que celles-ci sont différentes lorsque l'apprentissage est fait en catégorisant les jets- b tardifs comme des éléments de bruit de fond.

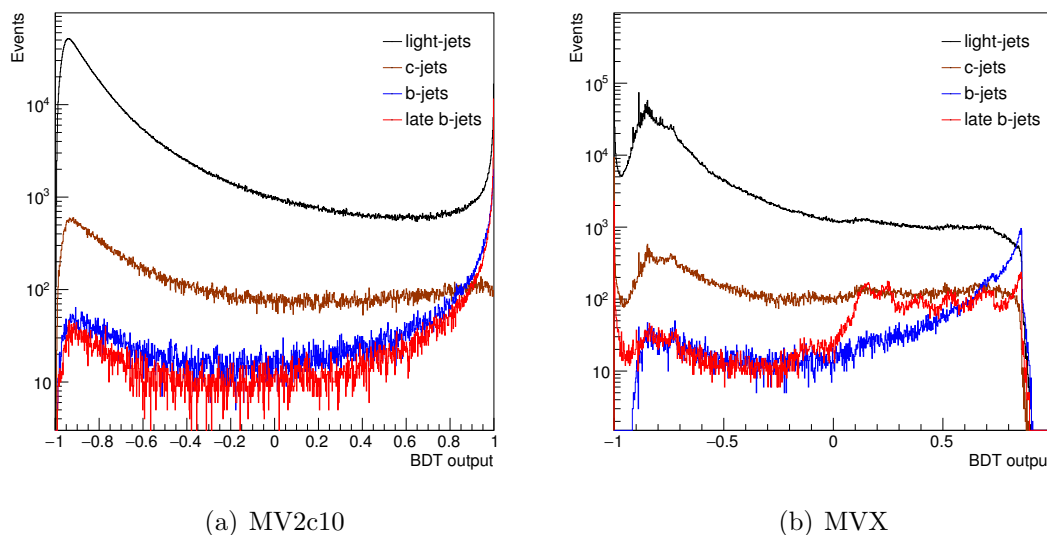


Fig. 6.8 – Discriminant de sortie du BDT pour l'apprentissage avec (a) les jets- b tardifs inclus dans les éléments de signal et (b) les jets- b tardifs inclus dans les éléments de bruit de fond.

Ensuite, on peut tracer le facteur de rejet en fonction de l'efficacité de l'identification des jets- b . La figure 6.9 montre le facteur de rejet pour les jets légers, les jets- c et les jets- b tardifs. La courbe bleue (magenta) représente les résultats en utilisant seulement l'algorithme IP3D (IP2D) et la courbe noire les résultats pour l'algorithme MV2c. La courbe verte représente l'apprentissage avec les événements multijets plutôt que les événements $t\bar{t}$, sans toutefois inclure les jets- b en tant que bruit de fond. On voit d'ailleurs que d'utiliser les événements multijets permet déjà d'améliorer les facteurs de rejet des jets légers et des jets- c . Puis en incluant les jets- b tardifs parmi les éléments de bruit de fond, on peut améliorer davantage le facteur de rejet. La courbe verte n'est pas présente sur la figure 6.9(c), car les jets- b tardifs ne sont pas inclus comme sous-catégorie lors de l'apprentissage.

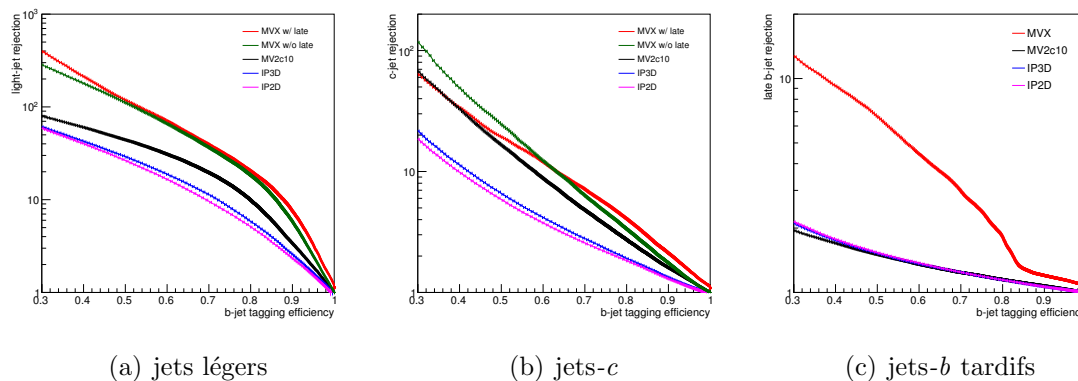


Fig. 6.9 – Facteur de rejet en fonction de l'efficacité pour (a) les jets légers, (b) les jets- c et (c) les jets- b tardifs.

Finalement, la figure 6.10 représente le taux de rejet en fonction de l'efficacité pour les jets légers, les jets- c et les jets- b tardifs. Pour chaque figure, le coin supérieur droit maximise le rejet et l'efficacité. Même constat ici, l'apprentissage effectué avec les événements multijets représente déjà une amélioration des résultats et la définition des jets- b tardifs permet de les améliorer davantage. Pour la figure 6.10(c), il est plus qu'évident que la redéfinition de l'apprentissage est nécessaire afin de rejeter les jets- b tardifs.

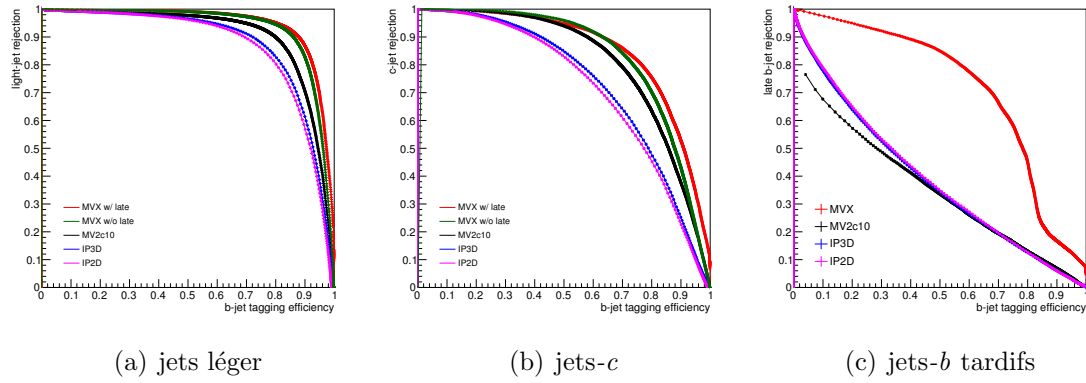


Fig. 6.10 – Taux de rejet en fonction de l'efficacité pour (a) les jets légers, (b) les jets-*c* et (c) les jets-*b* tardifs.

Conclusion

*A delusion is something that people
believe in despite a total lack of evidence.*

— Richard Dawkins

Afin de résoudre le problème de hiérarchie, les VLQs, dans les modèles composites, ne doivent pas être extrêmement massifs. L'analyse présentée dans cette thèse constitue la première recherche de production simple de quarks vectoriels via l'échange d'un gluon lourd. Le processus étudié est $pp \rightarrow G^* \rightarrow B_H \bar{b} \rightarrow H b \bar{b} \rightarrow b \bar{b} b \bar{b}$, où B_H serait le plus léger des VLQs, et donc le plus accessible. L'analyse est basée sur la reconstruction de jets de petit ($R = 0.4$) et de grand ($R = 1.0$) paramètre de rayon, ce qui permet de définir deux topologies, et sur l'identification des jets- b , à partir d'événements ayant au moins trois jets- b . Le bruit de fond principal, multijet, est évalué à l'aide d'une méthode basée sur les données elles-mêmes. Les résultats obtenus permettent d'établir une limite inférieure de 2.0 TeV sur la masse d'un gluon lourd, lorsque $m_{G^*} = 2m_{B_H}$ et pour certains paramètres du modèle de référence. Les limites combinées sur la section efficace et le rapport d'embranchement pour les cas $m_{B_H} = m_{G^*}/2$ et $m_{B_H} = m_{G^*} - 250$ GeV sont présentées sur les figures 5.2 et 5.3 respectivement.

Puisque le modèle prédit l'existence d'un gluon lourd jusqu'à une masse de 5 TeV, il demeure viable et pourra être testé avec les données prises à $\sqrt{s} = 13$ TeV, pour différentes valeurs du couplage g_c et de l'angle de mélange θ_{b_R} . L'augmentation de l'énergie au centre de masse pourrait permettre d'étudier les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ$ qui offrent des états finaux beaucoup plus propres. La section efficace en dehors de la diagonale $m_{B_H} = m_{G^*}/2$ pourrait être suffisamment élevée. Malgré l'absence de découverte, les résultats présentés dans cette thèse servent à imposer

des contraintes aux modèles CHM, particulièrement dans les modèles qui prédisent l'existence d'un gluon lourd.

Annexe A

Recherche de résonances W/ZH

Cet annexe présente les différentes étapes d’une analyse de recherche de nouvelles résonances se désintégrant en boson de jauge W ou Z et un boson de Higgs pour les états finaux $\nu\nu/\ell\nu/\ell\ell + b\bar{b}$. Les résultats présentés dans les prochaines sections sont publiés dans la référence [2].

A.1 Modèles théoriques

L’objectif de cette analyse est la recherche de nouvelles résonances VH où V est un boson de jauge W ou Z et H est le boson de Higgs. Ce sont des résonances prédites de façon générique par les modèles de Higgs composite (voir section 3.2.2). On s’intéresse particulièrement aux désintégrations leptoniques des bosons W/Z et la désintégration du boson de Higgs en $H \rightarrow b\bar{b}$. L’analyse comprend ainsi trois canaux bien distincts : le canal invisible $Z (\rightarrow \nu\nu) b\bar{b}$, le canal avec un lepton chargé $W (\rightarrow \ell\nu) b\bar{b}$ et le canal avec deux leptons chargés $Z (\rightarrow \ell\ell) b\bar{b}$, $\ell = e, \mu$. La masse invariante reconstruite sert de discriminant dans la recherche d’excès d’événements par rapport aux prédictions du MS.

Le premier modèle à l’étude dans cette analyse est le modèle *Minimal Walking Technicolor* (MWT) [96]. Les modèles de *Walking Technicolor* ont la particularité de présenter une constante de couplage qui varie très peu entre l’échelle d’énergie de la technicouleur Λ_{TC} , qui est de l’ordre de 1 TeV, et l’échelle d’énergie Λ_{ETC} de

l'*Extended Technicolor*. Cette condition est nécessaire pour supprimer suffisamment les effets des FCNC et que les contraintes électrofaibles soient satisfaites. Le modèle MWT est minimal dans le sens où il ajoute un nombre minimal de nouveaux paramètres et nouvelles particules (résonances). Ce modèle prédit l'existence de deux triplets de résonances, le triplet $R_1^{\pm,0}$ étant le plus léger et le triplet $R_2^{\pm,0}$ le plus lourd. Les nouvelles résonances sont des mésons lourds, dont l'un est axial et l'autre est vectoriel. La masse du méson axial m_A est un des paramètres du modèle MWT et représente l'échelle de masse. Les masses des résonances $R_1^{\pm,0}$ et $R_2^{\pm,0}$ sont déterminées par le paramètre m_A , la masse de $R_1^{\pm,0}$ étant plus près de m_A . Selon la valeur de m_A , les mésons peuvent subir une inversion de leur spectre de masse, l'inversion se produit à la valeur critique m_{inv}

$$m_{\text{inv}} = \frac{4\pi}{S} F_\pi \quad \text{avec} \quad S = 4\pi \left(\frac{F_V^2}{m_A} - \frac{F_A^2}{m_A} \right), \quad (\text{A.1})$$

où S est également un des paramètres du modèle qui représente une mesure de précision électrofaible et $F_{V,A}$, à l'image de F_π , représentent les constantes de désintégration des mésons. Lorsque $m_A < m_{\text{inv}}$, R_1 (R_2) est un méson axial (vectoriel), alors que pour $m_A > m_{\text{inv}}$, R_1 (R_2) devient vectoriel (axial). Les constantes de désintégrations $F_{V,A}$ dépendent de la masse des mésons ainsi que de la constante de couplage \tilde{g} , un autre paramètre du modèle MWT. L'intensité du couplage entre les nouvelles résonances et les bosons vectoriels est proportionnelle à \tilde{g} , alors que le couplage avec les fermions est proportionnel à g/\tilde{g} , où g est la constante de couplage électrofaible.

Le second modèle à l'étude incorpore les *Heavy Vector Triplets* (HVT) et présente une approche simplifiée basée sur un lagrangien phénoménologique [97]. L'utilisation de paramètres de couplages dans un lagrangien effectif permet d'interpréter les résultats de manière beaucoup plus générale, par une plus grande variété de modèles. Les nouvelles résonances introduites sont des bosons vectoriels lourds $V'^{\pm,0}$ qui se couplent aux bosons de jauge et au boson de Higgs à travers les paramètres $g_V c_H$ et se couplent aux fermions via la combinaison $(g^2/g_V) c_F$. Le paramètre g_V représente la force de l'interaction des nouveaux bosons, alors que les paramètres c_H et c_F sont les couplages avec le boson de Higgs et les fermions respectivement. Bien que la valeur du paramètre c_F peut être différente pour les quarks, les leptons et les fermions de la troisième génération, pour cette analyse c_F aura la même valeur pour tous les fer-

mions [97]. Deux modèles simplifiés incorporant les HVT sont considérés pour cette analyse. Le premier, modèle A, est une symétrie de jauge étendue (*extended gauge symmetry*) et décrit le triplet vectoriel comme émergeant de la brisure de symétrie

$$\text{SU}(2)_1 \times \text{SU}(2)_2 \times \text{U}(1)_Y \rightarrow \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y . \quad (\text{A.2})$$

Le second, modèle B, est un MCHM dont le Higgs apparaît comme un pseudo-BNG. Dans le MCHM, le doublet de Higgs se manifeste à travers la brisure spontanée d'une symétrie globale $\text{SO}(5)$ vers le sous-groupe $\text{SO}(4)$. Les modèles de Higgs composite sont présentés plus en détail à la section 3.2.2.

A.2 Données et simulations

A.2.1 Échantillons de données

L'échantillon de données correspond à $20.3 \pm 0.6 \text{ fb}^{-1}$ de collisions pp produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Les données correspondant au canal $\ell\nu b\bar{b}$ sont sélectionnées à l'aide de déclencheurs simples pour les électrons et les muons dont les seuils sur l'impulsion transverse varient entre 24 et 60 GeV. Les données utilisées pour le canal $\ell\ell b\bar{b}$ sont recueillies à l'aide d'une combinaison de déclencheurs simples (e/μ) et de déclencheurs doubles ($ee/\mu\mu$). Pour les déclencheurs ee et $\mu\mu$, les seuils varient entre 12 et 13 GeV. Finalement, les données pour le canal $\nu\nu b\bar{b}$ sont collectées avec un déclencheur qui assure que l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}) est supérieure à 80 GeV.

A.2.2 Échantillons de signal

Les échantillons de signal pour le modèle MWT sont simulés à l'aide du générateur MADGRAPH5. Les échantillons sont générés avec le paramètre $\tilde{g} = 2$ seulement. Afin de sonder les autres valeurs de \tilde{g} , il suffit de renormaliser les échantillons à la section efficace correspondante puisque les distributions cinématiques ne dépendent pas de \tilde{g} . Le paramètre S [98], qui est une approximation du paramètre S de Peskin-Takeuchi [99], est fixé à 0.3 selon les recommandations de la référence [100]. Les

sections efficaces et masses des résonances de chaque échantillon sont répertoriées dans le tableau [A.1](#).

m_A [GeV]	$m_{R_1^0}$ [GeV]	$m_{R_2^0}$ [GeV]	$m_{R_1^\pm}$ [GeV]	$m_{R_2^\pm}$ [GeV]	$\sigma \times \text{BR}$ [fb]		
					$\ell b \bar{b}$	$\ell \nu b \bar{b}$	$\nu \nu b \bar{b}$
300	311	472	308	469	74.03	217.5	219.4
400	414	543	410	540	8.612	18.55	25.64
500	517	623	512	619	0.9767	5.592	2.899
600	620	708	613	705	0.3573	8.109	1.066
700	722	798	714	794	0.6060	9.266	1.799
800	824	891	814	888	0.8312	9.003	2.483
900	926	986	913	983	0.9175	7.061	2.733
1000	1027	1083	1012	1081	0.8523	4.616	2.543
1100	1127	1181	1111	1180	0.7207	2.875	2.140
1200	1227	1281	1209	1280	0.5860	2.136	1.753
1300	1327	1382	1307	1382	0.4805	1.941	1.458
1400	1427	1484	1404	1484	0.4209	1.889	1.244
1500	1526	1586	1502	1586	0.3572	1.791	1.069

Tableau A.1 – Masses des résonances $R_1^{\pm,0}$ et $R_2^{\pm,0}$ en fonction du paramètre m_A pour $\tilde{g} = 2$ et $S = 0.3$. Les sections efficaces incluant les rapports d'embranchements sont données pour chaque échantillon dans les trois canaux. Les sections efficaces incluent la correction au rapport d'embranchement $\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$.

Les échantillons pour les modèles de HVT sont également générés avec MADGRAPH5. Le paramètre c_F est identique pour les quarks et les leptons, incluant les fermions de la troisième génération. Les effets sur la section efficace des paramètres impliquant plus d'un boson de jauge, tels que $g_V c_{VVV}$, $g_V^2 c_{VVHH}$ et c_{VW} , sont négligeables pour les processus à l'étude dans cette analyse. Les sections efficaces et masses des résonances de chaque échantillon sont répertoriées dans le tableau [A.2](#).

m [GeV]	Modèle	g_V	$\sigma \times \text{BR}$ [fb]		
			$\ell b \bar{b}$	$\ell \nu b \bar{b}$	$\nu \nu b \bar{b}$
1000	A	1	7.637	50.08	23.67
1000	A	3	0.5182	3.359	1.597
1000	B	3	4.472	27.87	14.03
1500	A	1	2.770	18.66	8.531
1500	A	3	0.1876	1.251	0.5279
1500	B	3	2.680	17.63	8.216
1800	A	1	0.3381	2.377	1.020
1800	B	3	0.4451	3.093	1.337

Tableau A.2 – Paramètres utilisés pour générer les échantillons de signal pour les deux modèles de référence HVT. Les sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement sont données pour chaque canal et incluent la correction BR ($H \rightarrow b\bar{b}$).

Autant pour les modèles MWT que pour HVT, la masse du boson de Higgs est fixée à 126 GeV. Tous les événements sont produits sous les mêmes conditions, à savoir l'utilisation de PYTHIA8 pour la cascade partonique (*parton shower*) et l'hadronisation ainsi que l'utilisation des PDFs CTEQ6L1.

A.2.3 Bruits de fond

Étant donné les trois canaux distincts, l'importance relative de chaque bruit de fond dépend fortement de l'état final. Les bruits de fond principaux sont énumérés dans le tableau 4.2 et décrits à la section 4.2.4. En plus de ces bruits de fond, il faut également tenir compte de la contribution non négligeable des processus dibosons WW , WZ et ZZ . Les événements dibosons sont générés à l'aide du générateur POWHEG et hadronisé avec PYTHIA8 ainsi que les PDFs CT10, alors que les sections efficaces sont renormalisées à un calcul NLO par MCFM [101]. Finalement, il faut également considérer la production associée VH non-résonante d'un boson de Higgs et d'un boson de jauge W/Z . Ces processus sont produits à l'aide de PYTHIA8 et des PDFs CTEQ6L1.

A.3 Définition et reconstruction des objets

Puisque l'état final contient deux jets et entre zéro et deux leptons, les objets utilisés dans cette analyse sont des jets, des électrons, des muons et de l'énergie transverse manquante. Les critères de qualité appliqués sur les électrons, les muons et les jets sont les mêmes que ceux énoncés à la section 4.3.

Les électrons sont identifiés avec $p_T > 7$ GeV dans la région $|\eta| < 2.47$ à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre qui sont associés avec une trace dans le détecteur interne. Les trois catégories de muons décrites à la section 2.8.2 sont utilisés dans cette analyse selon le canal étudié. Les muons dans la région $|\eta| < 2.7$ avec $p_T > 4$ GeV sont reconstruits dans le spectromètre à muons. Les muons dans la région $|\eta| < 2.5$ doivent être associés à une trace dans le détecteur interne. Les muons utilisés dans cette analyse doivent avoir $p_T > 7$ GeV. Afin de réduire le bruit de fond multijet, les leptons doivent être isolés. Ainsi, la somme scalaire de l'impulsion transverse des traces avec $p_T > 1$ GeV présentes à l'intérieur d'un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du muon doit être inférieure à 10% de l'impulsion transverse du lepton.

Seuls les jets de paramètre de rayon $R = 0.4$ reconstruits avec l'algorithme anti- k_t sont utilisés. Les jets sélectionnés doivent se trouver dans la région $|\eta| < 4.5$ avec $p_T > 30$ GeV. Afin d'éliminer les jets de faible énergie provenant de l'amoncellement des événements, la somme scalaire de l'impulsion transverse de toutes les traces associées à un jet et originaires du vertex principal doit représenter au moins 50% de la somme scalaire de toutes les traces associées à ce même jet, pour tous les jets avec $p_T < 50$ GeV dans la région $|\eta| < 2.5$.

Lorsque plusieurs objets reconstruits se chevauchent (*overlap*), la méthode de sélection utilisée pour ne garder qu'un seul objet est hiérarchisée. Lorsque que la séparation angulaire ΔR entre un électron de qualité *loose* avec $p_T > 15$ GeV et un jet est inférieure à 0.4, l'objet est interprété comme un électron et le jet est rejeté. Les jets chevauchant un muon ($\Delta R < 0.4$) sont rejetés s'ils ne contiennent pas au moins quatre traces dont l'énergie est supérieure à 500 MeV. Dans le cas contraire, le muon est rejeté. Finalement, les électrons *loose* chevauchant un muon *loose* ($\Delta R < 0.2$) sont rejetés, sauf s'il s'agit d'un muon reconstruit à l'aide du calorimètre auquel cas le muon est rejeté.

La méthode d'identification des jets- b dans la région $|\eta| < 2.5$ est identique à celle décrite à la section 4.3.

L'énergie transverse manquante est définie comme le négatif de la somme vectorielle des dépôts d'énergie dans les cellules étalonnées du calorimètre de chaque objet. Les objets considérés, dans la région $|\eta| < 4.9$, pour calculer E_T^{miss} sont tous les électrons, les photons, les jets, les leptons- τ , l'énergie perdue par les muons dans le calorimètre ainsi que les cellules qui ne font pas partie d'objets reconstruits. Une quantité analogue, l'impulsion transverse manquante p_T^{miss} , est calculée à partir des impulsions transverses des traces laissées dans le détecteur interne par les objets associés au vertex principal dans la région $|\eta| < 2.4$.

A.4 Sélection des événements

Les événements sont classés en trois canaux orthogonaux, $\nu\nu b\bar{b}$, $\ell\nu b\bar{b}$ et $\nu\nu b\bar{b}$, selon qu'ils contiennent respectivement zéro, un ou deux leptons reconstruits. Chaque canal est également divisé en deux catégories distinctes contenant un jet- b (1 b -tag) ou deux jets- b (2 b -tag), les événements avec aucun ou plus de deux jets- b sont automatiquement rejetés. Les événements avec plus de quatre jets sont également rejetés afin de réduire le bruit de fond $t\bar{t}$. Le candidat au boson de Higgs est reconstruit à partir des deux jets- b pour la catégorie 2 b -tag ou à partir d'un jet- b et du jet avec la plus grande impulsion pour la catégorie 1 b -tag. Afin de réduire le nombre d'événements provenant du bruit de fond $W/Z + \text{jets}$, au moins un jet doit avoir $p_T > 45$ GeV et la masse du système de deux jets m_{jj} doit se situer dans la fenêtre $105 < m_{jj} < 145$ GeV. Finalement, pour améliorer la résolution sur la masse du système VH , l'impulsion du candidat H est pondéré par le facteur m_H/m_{jj} .

A.4.1 Canal $\nu\nu b\bar{b}$

Les événements pour le canal $\nu\nu b\bar{b}$ sont sélectionnés avec $E_T^{\text{miss}} > 120$ GeV et $p_T^{\text{miss}} > 30$ GeV. Une quantité supplémentaire, H_T , est définie comme la somme scalaire des impulsions transverses de tous les jets. Afin de maximiser l'efficacité de sélection au niveau des déclencheurs, la condition $H_T > 120$ GeV (> 150 GeV) doit

être respectée pour les événements avec deux (trois) jets. Encore une fois dans le but de réduire le bruit de fond $W/Z + \text{jets}$, les critères suivants sont appliqués sur la séparation angulaire ΔR_{jj} entre les deux jets utilisés pour reconstruire le candidat H : $0.7 < \Delta R_{jj} < 1.8$ pour la fenêtre $120 < E_T^{\text{miss}} < 160$ GeV, $\Delta R_{jj} < 1.8$ pour $160 < E_T^{\text{miss}} < 200$ GeV et $\Delta R_{jj} < 1.4$ dans le cas où $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

Dans le cas où il y a réellement de l'énergie manquante dans le détecteur, étant donné la présence de neutrinos ou autres particules non-détectées, la direction des composantes $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ et $\mathbf{p}_T^{\text{miss}}$ doivent être similaires. Cependant, dans le cas où l'énergie manquante est causée par une mauvaise mesure de l'énergie d'un jet, alors les composantes $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ et $\mathbf{p}_T^{\text{miss}}$ devraient plutôt être dans la direction de ce jet. Pour cette raison, et également pour supprimer le bruit de fond $t\bar{t}$, des critères supplémentaires sont imposés sur certaines variables angulaires. Ainsi, l'angle azimutal entre $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ et $\mathbf{p}_T^{\text{miss}}$ doit respecter la condition que $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \mathbf{p}_T^{\text{miss}}) < \pi/2$, l'angle azimutal minimum entre $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ et n'importe quel jet doit respecter $\min(\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \text{jet})) > 1.5$ et finalement l'angle azimutal entre $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ et le candidat H doit satisfaire $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, H) > 2.8$.

Étant donné la présence de deux neutrinos, il est impossible de reconstruire précisément la masse invariante de la résonance ZH . On utilise plutôt la masse transverse m_T comme discriminant, définie telle que

$$m_T^{VH} = \sqrt{(E_T^{jj} + E_T^{\text{miss}})^2 - (\mathbf{p}_T^{jj} + \mathbf{E}_T^{\text{miss}})^2}, \quad (\text{A.3})$$

où p_T^{jj} est l'impulsion transverse du candidat H . L'efficacité de sélection, combinée à l'*acceptance* du détecteur ($A \times \epsilon$), varie entre 15% pour $m_{R_1} = 400$ GeV et 30% pour $m_{R_1} = 1$ TeV, et descend aussi bas que 2% pour $m_{R_1} = 2$ TeV. La faible efficacité de sélection à haute masse est causée par la fusion (*merging*) des deux jets. Contrairement à l'analyse VLQ présentée dans le texte principal, les jets avec un plus grand paramètre R ne sont pas considérés.

A.4.2 Canal $\ell\nu b\bar{b}$

En vue de diminuer l'importance du bruit de fond multijet et d'assurer l'efficacité des déclencheurs, les critères de sélection des leptons, énoncés à la section précédente, sont revus à la hausse. Ainsi, l'impulsion transverse des leptons doit satisfaire $p_T > 25$ GeV

et les muons sont restreints à la région $|\eta| < 2.5$. Également, le critère d'isolation sur les trajectoires est diminué à 4% plutôt que 10%. Un critère d'isolation dans le calorimètre est ajouté. Ainsi la somme des dépôts d'énergie transverse dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour du lepton doit être inférieure à 4% de l'impulsion transverse du lepton. Le bruit de fond multijet est réduit davantage en imposant $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \text{jet}) > 1.0$. Les candidats W sont sélectionnés en imposant $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV et $m_T^W > 20$ GeV, où m_T^W est la masse transverse du candidat W définie telle que

$$m_T^W = \sqrt{2E_T^\ell E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi(\ell, \mathbf{E}_T^{\text{miss}}))}. \quad (\text{A.4})$$

Contrairement au canal $\nu\nu b\bar{b}$, il est possible de reconstruire la masse invariante du système WH . En effet, il est possible d'évaluer p_z en contraignant la masse du système $\ell\nu$ à la masse du boson W et ainsi reconstruire le 4-vecteurs du candidat W . La valeur de p_z retenue est toujours la composante réelle ou la plus petite des deux solutions réelles.

Imposer une restriction sur l'impulsion transverse du candidat W permet de réduire le bruit de fond $W + \text{jets}$. Le critère de sélection dépend de la masse du système WH , puisque l'impulsion transverse des événements de bruit de fond est généralement basse, de sorte que $p_T^W > 0.4m_{WH}$. L'efficacité de sélection $A \times \epsilon$ varie entre 8% et 20% pour des masses respectives de $m_{R_1} = 400$ GeV et $m_{R_1} = 1$ TeV. Pour les mêmes raisons que celles discutées dans le cas du canal $\nu\nu b\bar{b}$, l'efficacité descend aussi bas que 2% pour $m_{R_1} = 2$ TeV.

A.4.3 Canal $\ell\ell b\bar{b}$

Pour les événements du canal $\ell\ell b\bar{b}$, la présence de deux leptons de même saveur et de charge opposée est requise. Comme pour le canal $\ell\nu b\bar{b}$, les critères de sélection des leptons sont reserrés afin de réduire le bruit de fond multijet. Ainsi, les électrons et les muons doivent avoir $p_T > 25$ GeV et les muons sont contraints à la région $|\eta| < 2.5$. Puisqu'il est possible de reconstruire la masse $m_{\ell\ell}$ sans approximation, une fenêtre très étroite, $83 < m_{\ell\ell} < 99$ GeV, permet de réduire les bruits de fond $t\bar{t}$ et multijet. L'importance des événements $t\bar{t}$ est d'autant plus réduite en imposant $E_T^{\text{miss}} < 60$ GeV. La présence de deux leptons et deux jets permet également de

reconstruire directement la masse du système ZH à partir des systèmes $\ell\ell$ et jj .

À l’instar du canal $\ell\nu b\bar{b}$, le bruit de fond $Z + \text{jets}$ peut être réduit en imposant une contrainte sur l’impulsion du candidat Z , $pt^Z > 0.4m_{ZH} - 100$ GeV. L’efficacité totale de sélection $A \times \epsilon$ varie entre 18% pour $m_{R_1} = 400$ GeV et 30% pour $m_{R_1} = 1$ TeV, et chute à 1% pour $m_{R_1} = 2$ TeV.

A.5 Estimation du bruit de fond

À l’exception du bruit de fond multijet, tous les bruits de fond sont estimés à partir d’échantillons simulés. Les simulations des processus $W/Z + \text{jets}$ sont corrigées à l’aide des données, tel que décrit dans cette section. Le bruit de fond multijet est évalué à l’aide d’une méthode *data-driven* adaptée à chaque canal.

Multijet

D’abord pour le canal $\nu\nu b\bar{b}$, le bruit de fond multijet est évalué à l’aide d’une méthode ‘ABCD’ similaire à celle présentée à la section 4.5. Pour avoir une bonne statistique, les variables choisies pour définir les différentes régions doivent permettre d’augmenter le nombre d’événements multijet dans certaines régions. Par conséquent, les variables désignées pour diminuer le bruit de fond multijet, $\min(\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \text{jet}))$ et $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \mathbf{p}_T^{\text{miss}})$, sont utilisées. La région de signal (RS) correspond à celle décrite à la section A.4.1, alors que pour la région C le critère sur $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \mathbf{p}_T^{\text{miss}})$ est inversé, tandis que celui sur $\min(\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \text{jet}))$ est maintenu. Les régions B et D sont déterminées à l’aide de $\min(\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \text{jet})) < 0.4$ et sont orthogonales entre elles puisque dans la région B, $\Delta\phi(\mathbf{E}_T^{\text{miss}}, \mathbf{p}_T^{\text{miss}}) > 1.5$ et inversement pour la région D. Comme pour l’analyse VLQ, les contributions des bruits de fond simulés sont soustraites des données afin de ne garder que les événements multijet. Le gabarit (*template*) de la région de signal est construit à partir de la distribution dans la région C et ensuite normalisé à l’aide d’un ajustement sur les régions B et D.

Ensuite pour le canal $\ell\nu b\bar{b}$, le bruit de fond multijet est évalué séparément pour les sous-canaux $e\nu$ et $\mu\nu$. L’importance du bruit de fond est rehaussée dans une région orthogonale à la région de signal afin de construire le gabarit multijet. Afin d’aug-

menter le nombre d'événements dans cette région, les critères de qualité de l'électron sont relâchés quelque peu et les critères d'isolation sont relâchés ou inversés. Le critère d'isolation dans le calorimètre est relâché à 7%, alors que le critère d'isolation sur la trajectoire d'un électron est inversé, entre 5% et 12% plutôt qu'inférieur à 4%. Pour les muons, l'isolation dans le calorimètre est également relâchée à 7%, alors que la contrainte sur l'isolation sur la trajectoire est plutôt entre 7% et 50%. La normalisation du bruit de fond multijet pour les régions $e\nu$ et $\mu\nu$ est obtenue à partir d'un ajustement des données sur le gabarit multijet et les contributions des bruits de fond simulés. L'ajustement est effectué sur toute la distribution E_T^{miss} et validé dans une région de contrôle enrichie en événements multijet, soit en inversant le critère de sélection E_T^{miss} .

Finalement pour le canal $\ell\ell b\bar{b}$, la contribution du bruit de fond multijet au bruit de fond total est très petite. En effet, étant donné la présence de deux leptons et d'une contrainte très étroite sur la masse $m_{\ell\ell}$, la probabilité que les événements multijet passent les critères de sélection est faible. Afin de vérifier cette hypothèse, la contribution des événements multijet est néanmoins évaluée, encore une fois séparément pour les canaux ee et $\mu\mu$. Le gabarit est obtenu en inversant les critères d'isolation sur les deux leptons, alors que tous les autres critères demeurent identiques à la région de signal. Le gabarit est normalisé à l'aide d'un ajustement sur toute la distribution $m_{\ell\ell}$ dans une région de contrôle avec aucun jet- b , afin de tenir compte des différences dans les efficacités de sélection des événements de celui-ci. Un ajustement est ensuite effectué dans la région $60 < m_{\ell\ell} < 150$ GeV en laissant fluctuer la normalisation des échantillons $Z + \text{jets}$ et multijet seulement. Le facteur d'échelle obtenu dans la région avec aucun jet- b est utilisé pour les régions 1 $b\text{-tag}$ et 2 $b\text{-tag}$, avec une erreur de 50%. La validation est effectuée sur la distribution $m_{\ell\ell}$ en excluant la fenêtre $60 < m_{\ell\ell} < 150$ GeV. Les résultats sont en accord avec l'incertitude utilisée. Le bruit de fond multijet pour le canal $\mu\mu$ est négligeable et n'est donc pas considéré dans l'analyse.

$W/Z + \text{jets}$

Puisque les événements $W/Z + \text{jets}$ représentent le bruit de fond principal de cette analyse et sont évalués à l'aide de simulations, il est important de s'assurer que

celles-ci sont fidèles. La modélisation des simulations $W/Z + \text{jets}$ est étudiée à partir des données en définissant des régions de contrôle exemptes de signal. Les régions de contrôle sont simplement définies par la présence de deux jets avec $p_T > 30$ GeV, aucune jet- b pour la région de contrôle 0- b -tag et en inversant le critère sur m_{jj} , soit $105 > m_{jj} > 145$ GeV, pour les régions de contrôle 1 b -tag et 2 b -tag. Une différence entre les simulations et les données est observée dans la région de contrôle 0- b -tag. D'abord, l'angle azimutal $\Delta\phi(j_1, j_2)$ entre les deux jets n'est pas bien modélisé par le générateur SHERPA. Le facteur de pondération en fonction de l'angle azimutal $\Delta\phi(j_1, j_2)$ est extrait de la région 0- b -tag et appliqué dans la région 1 b -tag sur les événements $W/Z + \text{jets}$ légers seulement. Après cette correction, les événements $Z + \text{jets}$ présentent encore une disparité entre les données et les simulations en fonction de l'impulsion transverse du candidat Z dans les régions 1 b -tag et 2 b -tag. La correction est extraite cette fois-ci de la région 2 b -tag en fonction de p_T^Z et appliquée sur les événements $Z + \text{jets}$ légers. Aucune correction n'est appliquée sur les événements $W/Z + \text{jets}$ lourds (quarks c et b).

Top et dibosons

Les contributions des processus *single-top* et dibosons au bruit de fond sont normalisées à l'aide des sections efficaces calculées. Une région de contrôle est établie pour valider la forme et la normalisation du bruit de fond $t\bar{t}$. La région de contrôle pour le canal $\ell\ell b\bar{b}$ est constituée d'exactly un électron et un muon, dont au moins un des leptons possède $p_T > 25$ GeV, et de deux jets- b . Pour le canal $\ell\nu b\bar{b}$, la région de contrôle contient au moins quatre jets. Les facteurs d'échelle obtenus sont de 1.03 ± 0.04 après l'ajustement sur les canaux $\nu\nu b\bar{b}$, $\ell\ell b\bar{b}$ et la région de contrôle $t\bar{t}$, et de 0.99 ± 0.09 pour le canal $\ell\nu b\bar{b}$. La procédure utilisée pour l'ajustement est décrite plus en détail à la section [A.7](#).

A.6 Incertitudes systématiques

Une des principales sources d'incertitudes systématiques provient de l'incertitude sur l'énergie des jets. Les sources d'incertitudes JES et JER sont décrites en détail à la section [4.6](#). L'incertitude JES varie entre 3% pour un jet avec $p_T > 20$ GeV et 1%

pour un jet avec $p_T > 1$ TeV. L'incertitude JER varie entre 20% pour un jet avec $p_T > 20$ GeV et 5% pour un jet avec $p_T > 1$ TeV. Les incertitudes JES et JER sont également propagées dans la reconstruction de l'énergie transverse manquante.

Une autre source d'incertitude systématique importante est l'incertitude sur l'efficacité d'identification des jets- b . La méthode d'évaluation de ces incertitudes est décrite en détail à la section 4.6 et est tirée de la référence [86]. Les incertitudes sont également dérivées pour l'identification des jets- c et des jets légers [102]. Les incertitudes liées à l'efficacité d'identification montrent une dépendance dans le choix des générateurs utilisés pour simuler les événements. Ainsi une incertitude supplémentaire de 2% et 10% est appliquée sur les jets- b et jets- c respectivement.

Les autres sources d'incertitudes expérimentales concernent l'énergie et l'efficacité d'identification des leptons ainsi que l'efficacité des déclencheurs. Les contributions de celles-ci sont $< 1\%$ et leur impact sur l'analyse est négligeable.

Outre les incertitudes expérimentales, les incertitudes liées à la modélisation des différents bruits de fond sont également considérées. Pour la modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$, la différence dans la distribution de l'impulsion transverse du quark top entre les données et les simulations est considérée comme une source d'incertitude systématique. Ensuite, les incertitudes sur la forme des distributions m_{jj} et m_{VH} sont obtenues en comparant les événements produits par le générateur par défaut, POWHEG+PYTHIA, et d'autres générateurs.

Pour les processus $W/Z +$ jets, plusieurs sources d'incertitudes peuvent affecter la forme de la distribution m_{VH} dans les échantillons $W/Z +$ jets. D'abord, une incertitude systématique est associée à la correction $\Delta\phi_{j_1, j_2}$ appliquée. L'incertitude est évaluée en variant la correction de $\pm 50\%$ dans l'échantillon $W/Z +$ jets légers, la différence par rapport à la distribution m_{VH} nominale correspond à l'incertitude. La correction est utilisée comme incertitude systématique pour les échantillons $W/Z + c/b$ -jets sur lesquels aucune correction n'est appliquée. La même procédure est utilisée pour extraire les incertitudes systématiques des échantillons $Z +$ jets concernant la correction sur l'impulsion transverse du candidat Z . Finalement, la différence des rapports $V + bl/V + bb$, $V + bc/V + bb$ et $V + cc/V + bb$ entre les générateurs SHEPRA et ALPGEN est utilisée comme source d'incertitudes systématiques.

L'incertitude sur la normalisation du bruit de fond multijet constitue aussi une source

d'incertitude systématique. Les incertitudes considérées sont de 100%, 30% et 50% respectivement pour les canaux $\nu\nu b\bar{b}$, $\ell\nu b\bar{b}$ et $\ell\ell b\bar{b}$. Celles-ci sont obtenues en variant les gabarits à travers différentes méthodes de définition des régions de validation.

Dans le cas des échantillons de signal, les incertitudes dominantes proviennent de l'utilisation de différents PDFs. La méthode utilisée pour extraire les incertitudes liées aux PDFs est la même que celle présentée dans l'analyse VLQ 4.6. Les incertitudes PDFs varient entre 2 et 5%. L'incertitude sur les échelles de factorisation et renormalisation μ est évaluée en calculant la section efficace pour les valeurs 2μ et $\mu/2$. Les écarts par rapport à la section efficace nominale correspondent à l'incertitude sur μ , celle-ci varie entre 5 et 10%.

A.7 Résultats et limites

Les distributions de la masse invariante m_{VH} pour les canaux $\ell\nu b\bar{b}$ et $\ell\ell b\bar{b}$ et de la masse transverse invariante m_{VH}^T pour le canal $\nu\nu b\bar{b}$ sont utilisées comme discriminant final. Les distributions m_{VH}^T et m_{VH} pour les régions de signal 1 b -tag, 2 b -tag et la région de contrôle $t\bar{t}$ sont représentées sur les figures A.1 et A.2. Étant donné la normalisation flottante de certains bruits de fond, l'estimation du bruit de fond est représentée après l'ajustement sur les données.

Le nombre d'événements attendu dans les bruits de fond et observé dans les données sont affichés dans le tableau A.3 séparément pour chacun des trois canaux et les régions 1 b -tag et 2 b -tag. La comparaison entre les données observées et les prédictions du MS ne présentent aucun excès significatif. En l'absence d'excès, des limites supérieures à 95% C.L. sur la section efficace et le rapport d'embranchement sont extraites pour les modèles MWT et HVT. La procédure utilisée pour ajuster les données et extraire les limites est présentée dans la section suivante.

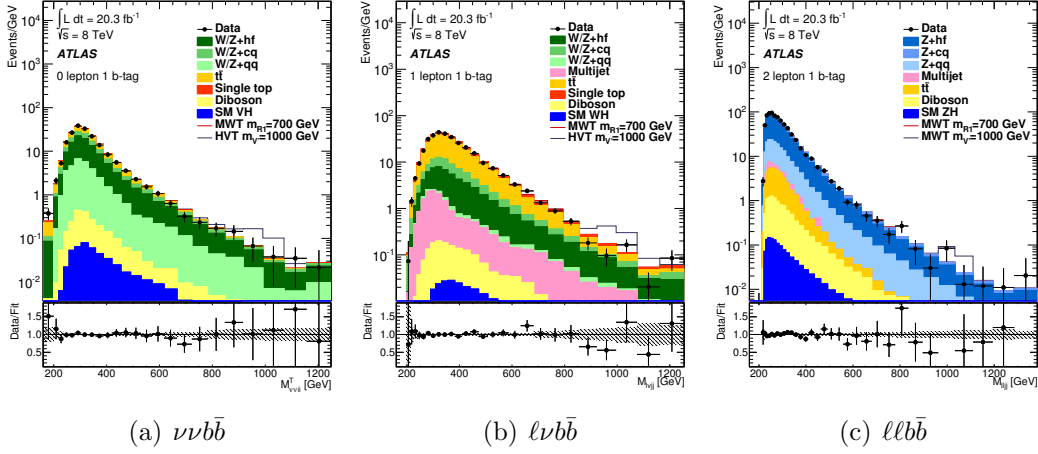


Fig. A.1 – Distributions de (a) la masse transverse reconstruite $m_{\nu\nu jj}^T$ pour l'état final $\ell\nu b\bar{b}$, (b) la masse invariante $m_{\ell\nu jj}$ pour l'état final $\ell\nu b\bar{b}$ et (c) la masse invariante $m_{\ell\ell jj}$ pour l'état final $\ell\ell b\bar{b}$ pour la région 1 b -tag. L'estimation du bruit de fond attendu est présenté après l'ajustement de vraisemblance sur les données. Deux distributions de signal sont également présentées empilées sur le bruit de fond : un échantillon du modèle MVT correspondant à $m_{R_1} = 700$ GeV et un échantillon d'un modèle de HVT avec $m_{V'} = 1$ TeV.

Bruit de fond	Région 1 b -tag			Région 2 b -tag		
	$\nu\nu b\bar{b}$	$\ell\nu b\bar{b}$	$\ell\ell b\bar{b}$	$\nu\nu b\bar{b}$	$\ell\nu b\bar{b}$	$\ell\ell b\bar{b}$
$Z + \text{jets}$	2120 ± 150	53.6 ± 4.7	9120 ± 550	224 ± 14	3.2 ± 0.2	1198 ± 47
$W + \text{jets}$	1450 ± 360	1892 ± 590	—	82 ± 29	61 ± 21	—
$t\bar{t}$	928 ± 43	4650 ± 370	425 ± 10	166 ± 10	718 ± 42	321 ± 14
<i>Single-top</i>	221 ± 25	832 ± 94	—	23.2 ± 2.6	71.3 ± 8.1	—
Dibosons	48.2 ± 3.8	32.1 ± 2.5	124 ± 17	10.1 ± 1.1	2.8 ± 0.6	25.9 ± 5.8
VH (MS)	13.4 ± 5.2	6.9 ± 2.7	17.6 ± 7.0	20.3 ± 8.1	4.6 ± 1.9	24.4 ± 6.1
Multijet	< 10	316 ± 83	139 ± 70	< 3	29 ± 13	12.1 ± 9.1
BF total	4761 ± 69	7782 ± 97	9830 ± 100	524 ± 20	889 ± 28	1581 ± 39
Données	4758	7854	9827	511	879	1593

Tableau A.3 – Nombre d'événements attendu et observé pour les trois états finaux analysés. L'estimation du bruit de fond attendu est présentée après l'ajustement de vraisemblance sur les données. Les incertitudes affichées sont une combinaison des incertitudes statistiques et systématiques.

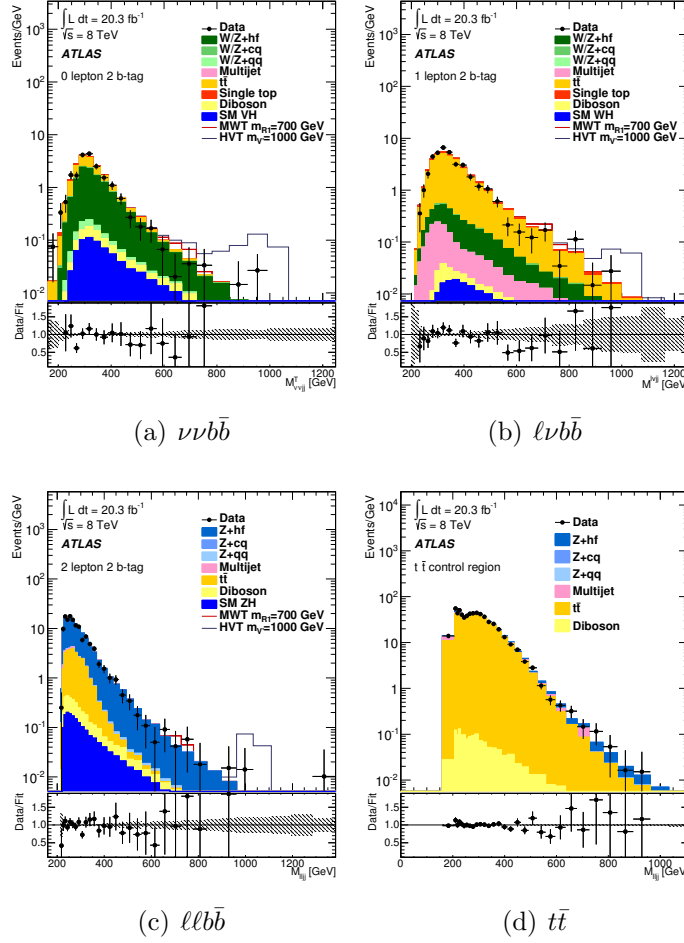


Fig. A.2 – Distributions de (a) la masse transverse reconstruite $m_{\nu jj}^T$ pour l'état final $\ell \nu b \bar{b}$, (b) la masse invariante $m_{\ell \nu jj}$ pour l'état final $\ell \nu b \bar{b}$, (c) la masse invariante $m_{\ell \ell jj}$ pour l'état final $\ell \ell b \bar{b}$ pour la région 2 *b-taget* (d) la masse invariante pour la région de contrôle $t \bar{t}$. L'estimation du bruit de fond attendu est présentée après l'ajustement de vraisemblance sur les données. Deux distributions de signal sont également présentées empilées sur le bruit de fond : un échantillon du modèle MVT correspondant à $m_{R_1} = 700$ GeV et un échantillon d'un modèle de HVT avec $m_{\nu'} = 1$ TeV.

A.7.1 Limites et exclusions

Pour les résonances chargées, les limites sont extraites à l'aide d'un ajustement sur le canal $\ell \nu b \bar{b}$ seulement, alors que pour les résonances neutres, l'ajustement se fait sur les canaux $\nu \nu b \bar{b}$, $\ell \ell b \bar{b}$ et la région de contrôle $t \bar{t}$. Les limites sont calculées à l'aide des recommandations CL_S [88] et d'un test statistique de rapport de vraisemblance par classe (*profile likelihood ratio*) [103]. Le test statistique q_μ est construit d'après

le rapport de vraisemblance présenté à la section 5.1.1. Ce test statistique est utilisé pour vérifier l’hypothèse «bruit de fond seulement» avec les données et ainsi extraire les limites avec la méthode CL_s. Outre les distributions m_{VH}^T et m_{VH} , les incertitudes systématiques et leurs corrélations sont incluses dans l’ajustement sous la forme de paramètres nuisibles. Après l’ajustement, aucun paramètre nuisible ne présente de variation significative par rapport à sa valeur nominale.

La figure A.3 représente la limite supérieure à 95% C.L. sur la section efficace et les rapports d’embranchement respectifs pour le canal chargé WH et le canal neutre ZH en fonction de la masse de la résonance. Pour le modèle théorique MWT, les limites expérimentales sont obtenues à partir d’échantillons de signal ne contenant que la résonance R_1 — la section efficace pour la résonance R_2 est fixée à zéro. Cette particularité permet de présenter des limites qui sont davantage indépendantes du modèle. Bien que les courbes théoriques MWT présentées sur la figure A.3 incluent les nouvelles résonances R_1 et R_2 , les résultats sont donnés pour \mathbb{R}_1 seulement. Ainsi, pour le modèle MWT, il est possible d’exclure la présence d’une résonance chargée dans la région $700 < m_{R_1^\pm} < 1150$ GeV et d’une résonance neutre dans les régions $m_{R_1^0} < 410$ GeV et $750 < m_{R_1^0} < 200$ GeV. La dénivellation entre 400 et 600 GeV est causée par l’interférence entre les résonances R_1 et R_2 . Un ajustement simultané sur toutes les régions de signal et la région de contrôle $t\bar{t}$ est également effectué en considérant que les masses des résonances chargées et neutres sont identiques. La région exclue dans le plan $m_{A-\tilde{g}}$ est présentée sur la figure A.4. Les résultats de cette analyse sont particulièrement sensibles pour les grandes valeurs de \tilde{g} , où ils améliorent les limites de l’analyse dilepton [104].

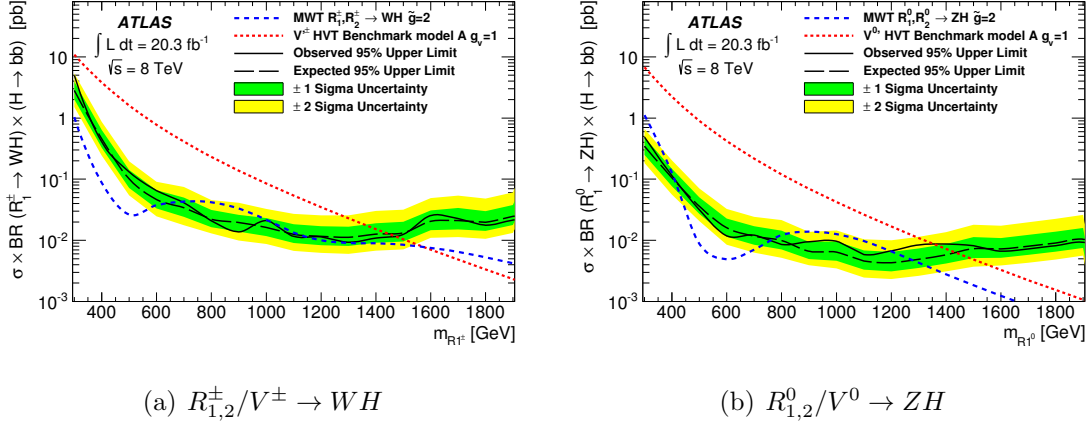


Fig. A.3 – Limites supérieures à 95% C.L. sur (a) la section efficace $\sigma \times \text{BR}(R_{1,2}^{\pm}/V^{\pm} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ et (b) la section efficace $\sigma \times \text{BR}(R_{1,2}^0/V^0 \rightarrow ZH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$. Bien que les limites expérimentales soient obtenues à partir de la résonance $R_{1,2}^{\pm,0}$ seulement, la courbe théorique pour le modèle MWT (bleu) inclut les résonances $R_{1,2}^{\pm,0}$ et $R_{2,2}^{\pm,0}$. La dénivellation vers 500 GeV provient notamment de l'interférence entre les deux résonances. La courbe théorique pour un modèle de référence de HVT est également présentée en rouge.

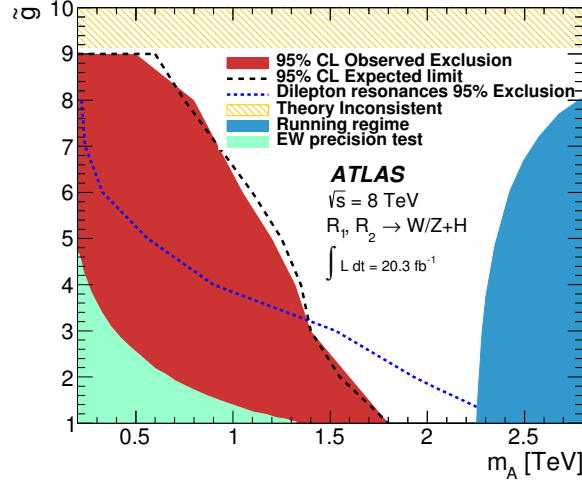


Fig. A.4 – Régions d'exclusion à 95% C.L. des paramètres du modèle MWT présentées dans l'espace des paramètres m_A - \tilde{g} . La région en rouge (trait pointillé noir) représente l'exclusion observée (attendue). Les résultats obtenus permettent de contraindre davantage l'espace des paramètres et améliorent ainsi les résultats obtenus par l'analyse sur la recherche de résonance dilepton (trait pointillé bleu) [104]. La région supérieure (jaune) est inconsistente avec le modèle, car les constantes de désintégration ne sont pas réelles, alors que la région dans le coin inférieur droit (bleu) la théorie est en dehors du régime «de marche» (*walking regime*).

Dans le cas du modèle théorique HVT, pour le modèle de référence A avec couplage $g_V = 1$, les résultats permettent d'exclure une résonance chargée dans la région $m_{V^\pm} < 1470$ GeV et une résonance neutre dans la région $m_{V^0} < 1360$ GeV. La figure A.5 représente les régions d'exclusion pour l'espace des paramètres HVT $(g^2/g_V)c_F - g_V c_H$ pour des masses de 1, 1.5 et 1.8 TeV séparément pour le canal chargé et le canal neutre. Les contours sont produits en balayant l'espace des paramètres à l'aide de l'interface logicielle fournie à la référence [105].

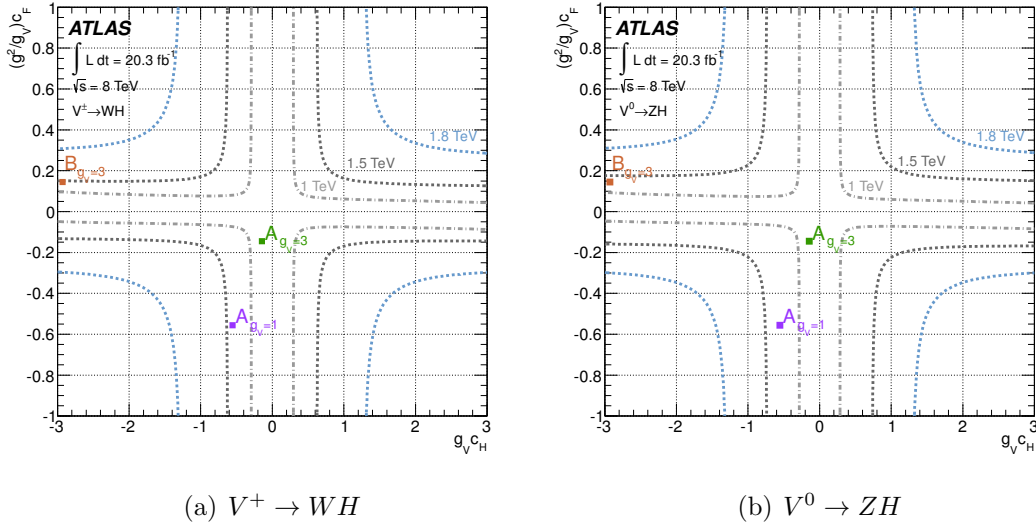


Fig. A.5 – Contours d'exclusion à 95% C.L. observés dans l'espace des paramètres HVT $(g^2/g_V)c_F - g_V c_H$ pour (a) l'état final $\ell\nu b\bar{b}$ et (b) la combinaison des états finaux $\nu\nu b\bar{b}$ et $\ell\ell b\bar{b}$. Les contours sont présentés pour des masses de 1, 1.5 et 1.8 TeV. Trois points sont également présentés correspondant aux limites observées pour différents modèles de référence, le modèle A avec $g_V = 1$ (violet), le modèle A avec $g_V = 3$ (vert) et le modèle B avec $g_V = 3$ (orange).

La figure A.6 représente la combinaison des canaux chargé et neutre, ce qui permet d'exclure $m_{V'}$ jusqu'à environ 1.5 TeV. La figure A.7 représente les régions d'exclusion pour l'espace des paramètres HVT $(g^2/g_V)c_F - g_V c_H$ après avoir combiné les canaux chargé et neutre.

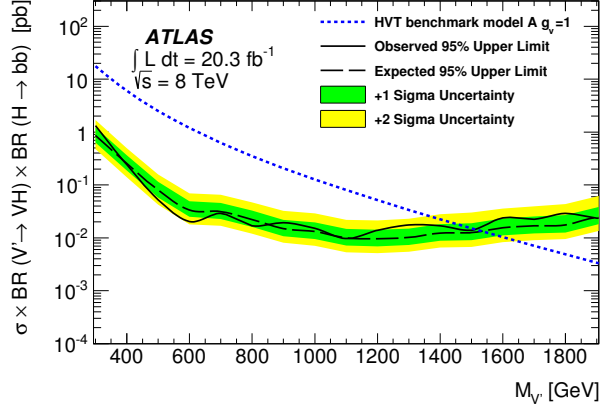


Fig. A.6 – Limites supérieures à 95% C.L. sur la section efficace $\sigma \times \text{BR}(V' \rightarrow VH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$. La courbe théorique pour un modèle de référence de HVT est également présentée en bleu.

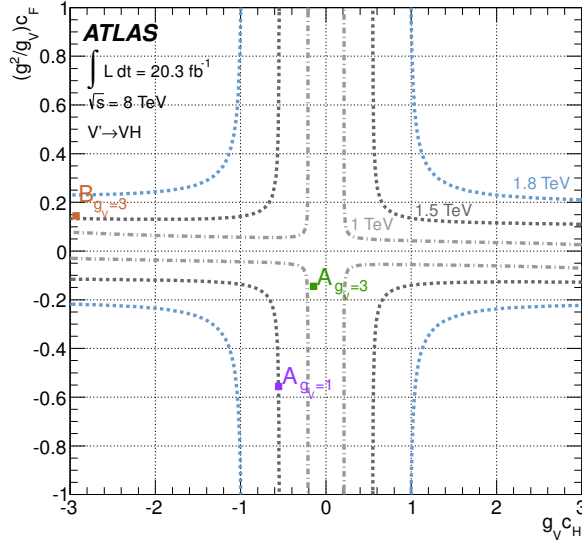


Fig. A.7 – Contours d'exclusion à 95% C.L. observés dans l'espace des paramètres HVT $(g^2/g_V) c_F - g_V c_H$ pour la combinaison des états finaux $\nu\nu b\bar{b}$, $\nu\nu b\bar{b}$ et $l\bar{l} b\bar{b}$. Les contours sont présentés pour des masses de 1, 1.5 et 1.8 TeV. Trois points sont également présentés correspondant aux limites observées pour différents modèles de référence, le modèle A avec $g_V = 1$ (violet), le modèle A avec $g_V = 3$ (vert) et le modèle B avec $g_V = 3$ (orange).

Annexe B

Pondération

Cet annexe présente la méthode de pondération inspirée de l'analyse HH [106]. La stratégie consiste à pondérer les distributions des régions de contrôle avec deux jets- b , de sorte qu'elles aient le même profil que dans la région de contrôle avec 3 jets- b . Parmi toutes les variables cinématiques possibles, celles choisies ont la plus faible corrélation avec le b -tagging : l'impulsion transverse du jet principal de l'événement et la séparation angulaire ΔR entre le candidat H et le jet principal qui n'est pas associé avec celui-ci.

Les coefficients de pondération (*weights*) sont obtenus classe par classe et correspondent au ratio N_B/N_D , où N_X est le nombre d'événements dans la région de contrôle X . Le coefficient de pondération total de l'événement, pour une classe donnée, est le produit des coefficients obtenus dans chacune des distributions. Ainsi pour une classe i , le coefficient total $\omega_{\text{tot},i}$ est donné par

$$\omega_{\text{tot},i} = \omega_{p_T,i} \times \omega_{\Delta R,i}, \quad (\text{B.1})$$

où $\omega_{p_T,i}$ ($\omega_{\Delta R,i}$) est le coefficient de pondération de la variable p_T (ΔR), pour la classe i . Les coefficients obtenus sont appliqués aux régions C et D.

Le nombre d'événements pour les différentes régions de contrôle, régions de validation et régions de signal sont présentés dans les tableaux B.1-B.5. Les distributions de différentes variables sont présentées sur les figures B.1 à B.6 pour RS3. Finalement, les coefficients de pondération pour RS3 sont présentés sur les figures B.7 et B.8 pour

les scénarios fusionné et séparé.

La même procédure a été effectuée en utilisant la région C plutôt que la région D sans toutefois apporter une amélioration significative. Ainsi, seuls les résultats utilisant la région D sont présentés ci-dessous.

Scénario	Pondéré	Nombre d'événements					
		B	C	D	RV (exp.)	RV (obs.)	RS (exp.)
Fusionné	Non	1752.26	14 995.0	24 191.8	530.65 ± 18.01	523.97 ± 24.43	1086.11 ± 30.18
	Oui	1752.26	15 486.5	24 446.5	537.91 ± 18.26	523.97 ± 24.43	1110.03 ± 30.85
Séparé	Non	5080.61	37 916.4	76 743.8	1203.54 ± 22.36	1237.14 ± 35.91	2510.15 ± 39.40
	Oui	5080.61	37 743.8	77 273.3	1195.29 ± 22.21	1237.14 ± 35.91	2481.6 ± 38.96

Tableau B.1 – Nombre d'événements avec et sans pondération dans les régions de contrôle ainsi que le nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation et l'estimation dans la région de signal. Les sélections de RS1 sont utilisées.

Scénario	Pondéré	Nombre d'événements					
		B	C	D	RV (exp.)	RV (obs.)	RS (exp.)
Fusionné	Non	668.33	6931.66	12 038.9	198.27 ± 10.54	181.76 ± 14.21	384.81 ± 17.10
	Oui	668.33	7228.13	12 393.6	198.43 ± 10.55	181.76 ± 14.21	389.78 ± 17.32
Séparé	Non	2001.7	13 670.3	33 030.7	404.13 ± 11.81	380. ± 19.92	828.44 ± 20.93
	Oui	2001.7	13 534.2	33 830.6	401.55 ± 11.74	380. ± 19.92	800.79 ± 20.24

Tableau B.2 – Nombre d'événements avec et sans pondération dans les régions de contrôle ainsi que le nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation et l'estimation dans la région de signal. Les sélections de RS2 sont utilisées.

Scénario	Pondéré	Nombre d'événements					
		B	C	D	RV (exp.)	RV (obs.)	RS (exp.)
Fusionné	Non	4795.11	43 210.8	62 717.8	1560.54 ± 32.61	1568.59 ± 42.49	3303.7 ± 55.57
	Oui	4795.11	43 859.1	62 621.0	1589.31 ± 33.25	1568.59 ± 42.49	3358.44 ± 56.53
Séparé	Non	13 329.2	139 276	187 270	4303.93 ± 52.31	4555.31 ± 69.36	9913.15 ± 95.70
	Oui	13 329.2	138 791	187 431	4267.1 ± 51.87	4555.31 ± 69.36	9870.11 ± 95.29

Tableau B.3 – Nombre d'événements avec et sans pondération dans les régions de contrôle ainsi que le nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation et l'estimation dans la région de signal. Les sélections de RS3 sont utilisées.

Scénario	Pondéré	Nombre d'événements					
		B	C	D	RV (exp.)	RV (obs.)	RS (exp.)
Fusionné	Non	438.95	5152.6	9280.58	124.51 ± 8.28	132.30 ± 12.07	243.71 ± 13.34
	Oui	438.95	5381.1	9535.13	125.88 ± 8.38	132.30 ± 12.07	247.72 ± 13.56
Séparé	Non	1322.6	10 818.8	22 708.8	298.78 ± 10.79	281.32 ± 17.01	630.11 ± 19.24
	Oui	1322.6	10 491.7	22 834.8	286.43 ± 10.36	281.32 ± 17.01	607.68 ± 18.56

Tableau B.4 – Nombre d'événements avec et sans pondération dans les régions de contrôle ainsi que le nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation et l'estimation dans la région de signal. Les sélections de RS4 sont utilisées.

Scénario	Pondéré	Nombre d'événements					
		B	C	D	RV (exp.)	RV (obs.)	RS (exp.)
Fusionné	Non	147.60	1748.12	3156.32	42.68 ± 4.67	37.78 ± 6.35	81.75 ± 7.55
	Oui	147.60	2028.39	3601.41	45.61 ± 4.99	37.78 ± 6.35	83.13 ± 7.68
Séparé	Non	400.89	2810.8	6621.13	81.0 ± 5.31	70.09 ± 8.44	170.19 ± 9.56
	Oui	400.89	2683.34	6855.17	70.67 ± 4.63	70.09 ± 8.44	156.922 ± 8.82

Tableau B.5 – Nombre d'événements avec et sans pondération dans les régions de contrôle ainsi que le nombre d'événements attendu et observé dans la région de validation et l'estimation dans la région de signal. Les sélections de RS5 sont utilisées.

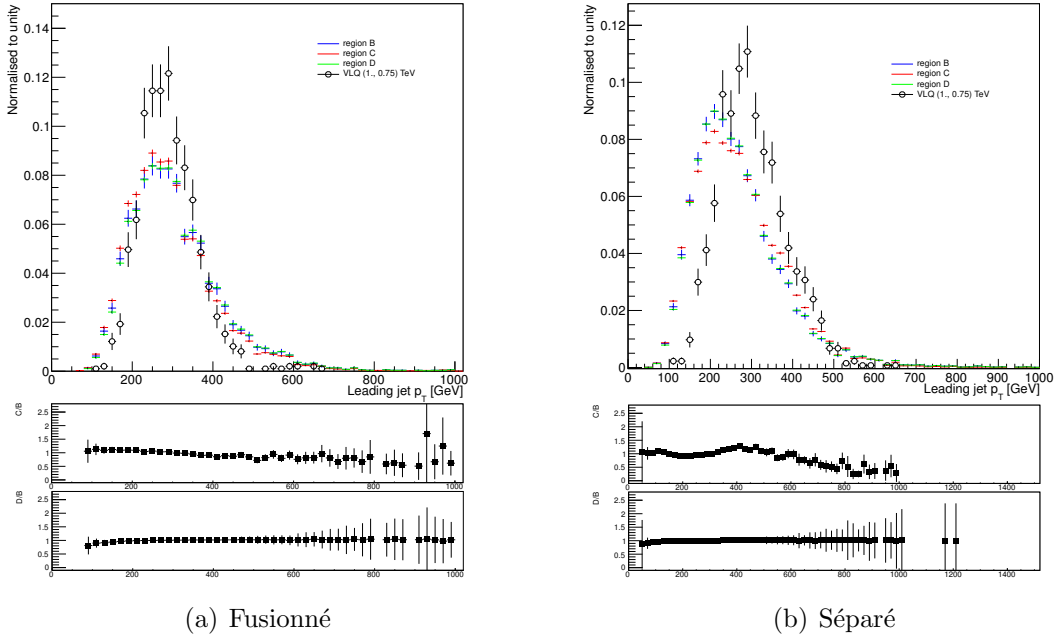


Fig. B.1 – Distributions de l'impulsion transverse du jet principal dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l'échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

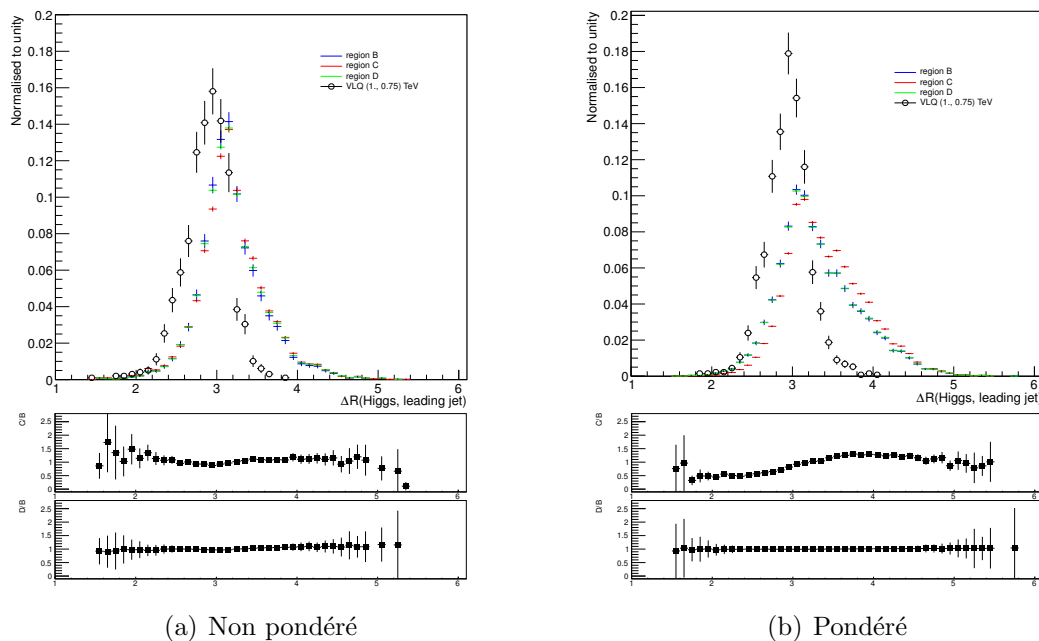


Fig. B.2 – Distributions de la séparation angulaire ΔR entre le candidat H et le jet principal qui n'est pas associé avec celui-ci dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l'échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

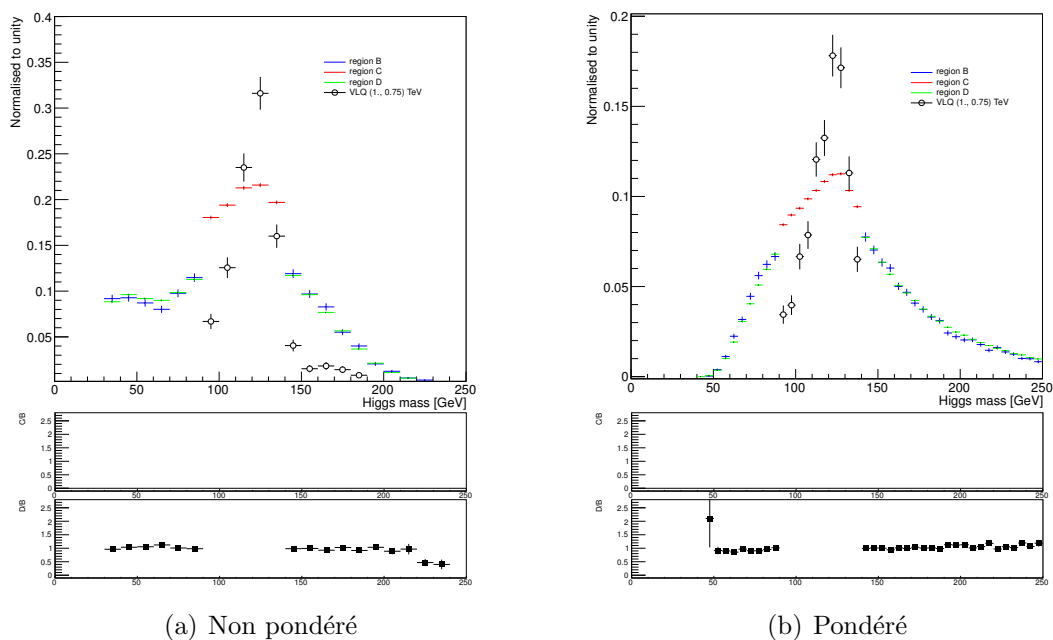


Fig. B.3 – Distributions de la masse du candidat H dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l'échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

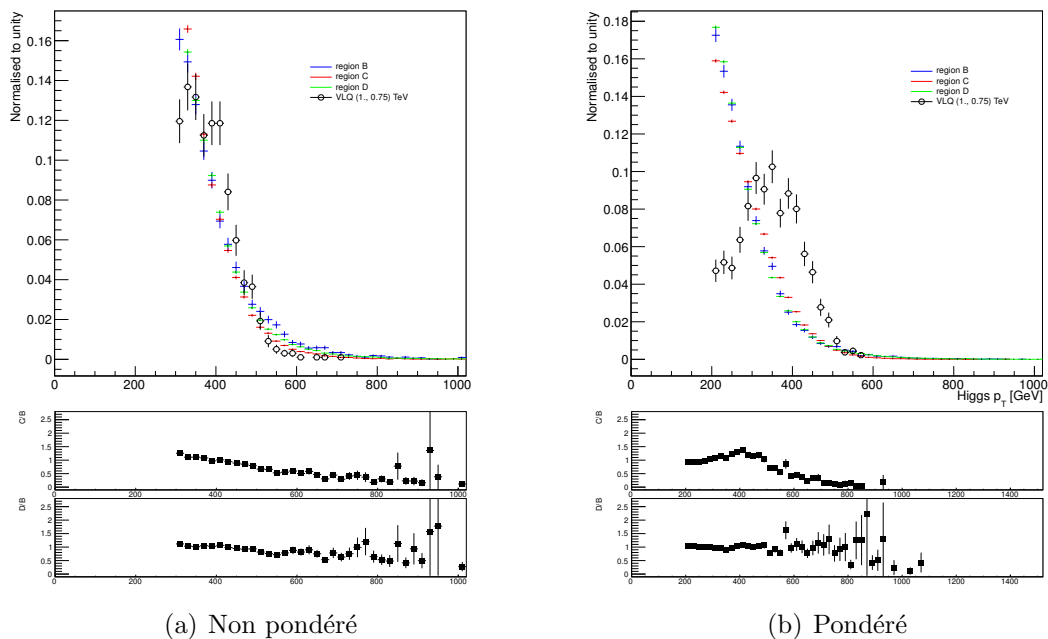


Fig. B.4 – Distributions de l’impulsion transverse du candidat H dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l’échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

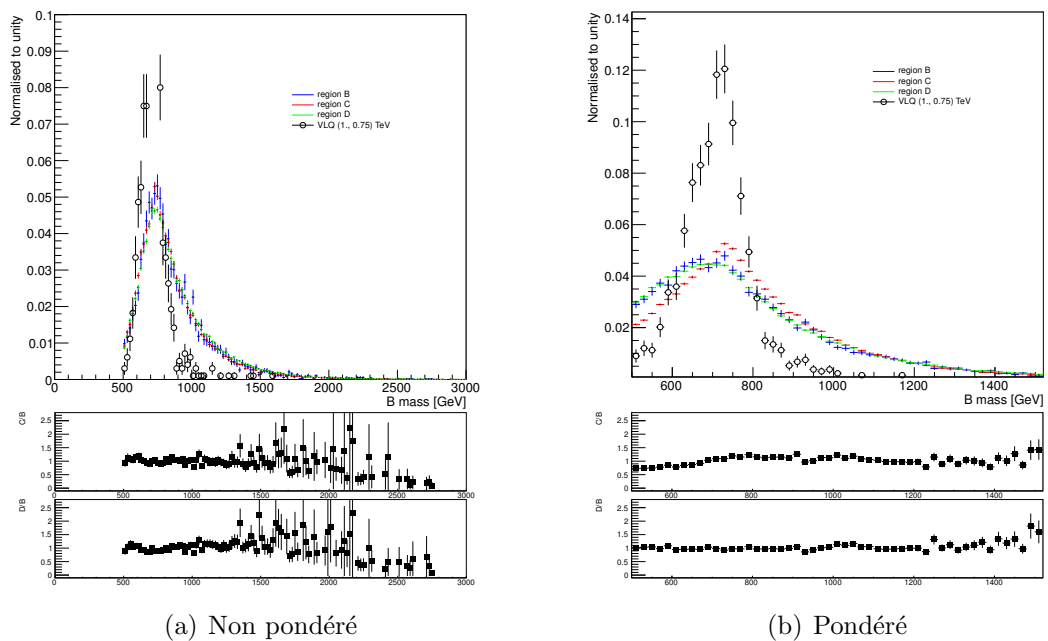


Fig. B.5 – Distributions de l’impulsion transverse du candidat B_H dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l’échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

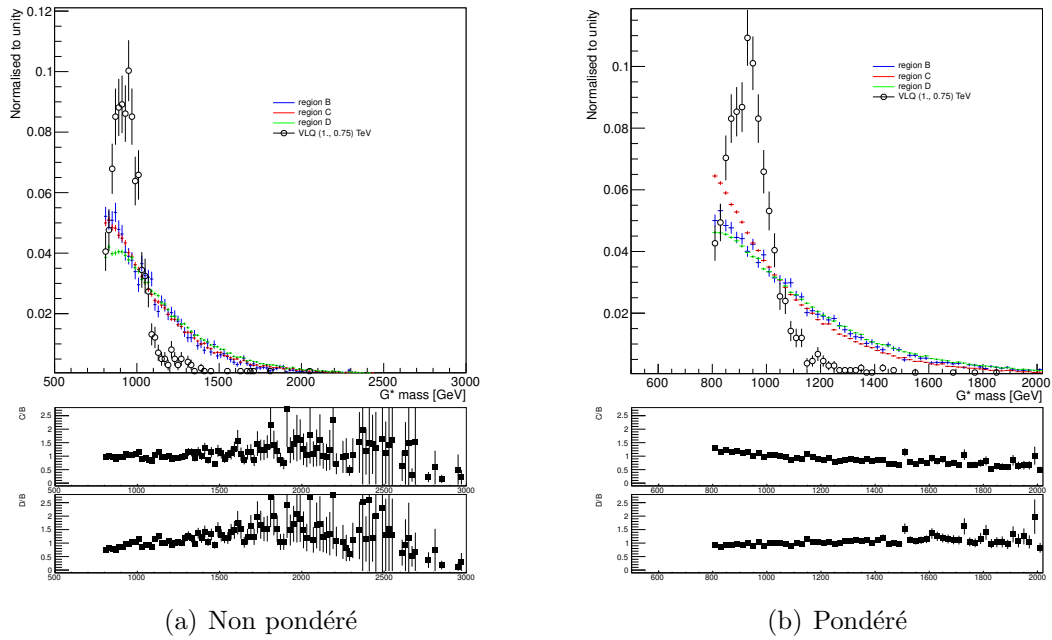
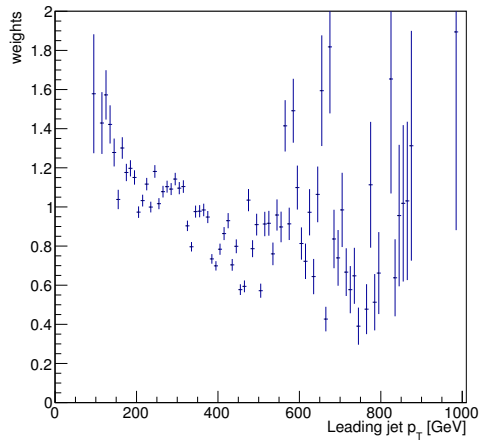
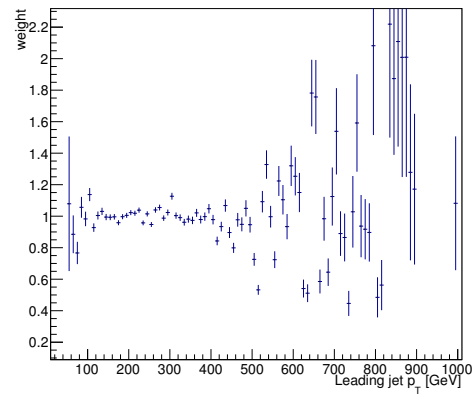


Fig. B.6 – Distributions de l’impulsion transverse du candidat HG^* dans les régions de contrôle B, C et D ainsi que pour l’échantillon de signal $m_{G^*} = 1$ TeV et $m_{B_H} = 0.75$ TeV pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

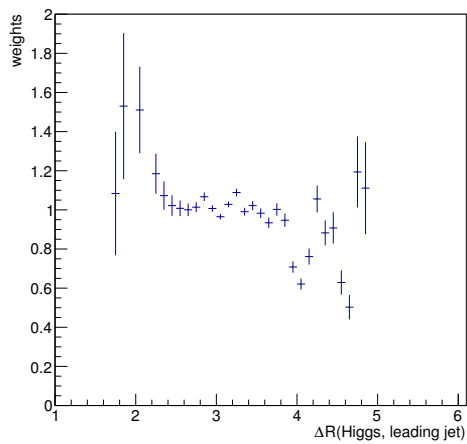


(a) Non pondéré

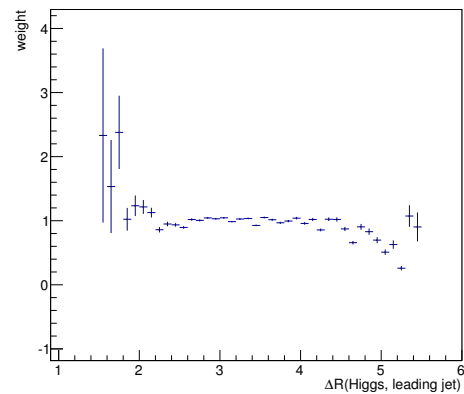


(b) Pondéré

Fig. B.7 – Coefficients de pondération dûs au p_T obtenus dans la région RS3 pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.



(a) Non pondéré



(b) Pondéré

Fig. B.8 – Coefficients de pondération dûs au ΔR obtenus dans la région RS3 pour (a) le scénario fusionné et (b) le scénario séparé.

Références

Contributions

- [1] *Search for a dijet resonance produced in association with a leptonically decaying W or Z boson with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2013-074. Geneva : CERN, juil. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1562930>.
- [2] ATLAS COLLABORATION. “Search for a new resonance decaying to a W or Z boson and a Higgs boson in the $\ell\ell/\ell\nu/\nu\nu + b\bar{b}$ final states with the ATLAS detector”. In : *Eur. Phys. J.* C75.6 (2015), p. 263. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3474-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3474-x). arXiv : [1503.08089](https://arxiv.org/abs/1503.08089) [hep-ex].
- [3] ATLAS COLLABORATION. “Search for single production of a vector-like quark via a heavy gluon in the $4b$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”. In : *Phys. Lett.* B758 (2016), p. 249–268. DOI : [10.1016/j.physletb.2016.04.061](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.04.061). arXiv : [1602.06034](https://arxiv.org/abs/1602.06034) [hep-ex].

Introduction

- [4] 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.* B716 (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].
- [5] CMS COLLABORATION. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In : *Phys. Lett.* B716 (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].

Chapitre 1

- [6] C. P. BURGESS et G. D. MOORE. *The standard model : A primer*. Cambridge University Press, 2006. ISBN : 9780511254857, 9781107404267, 9780521860369.
- [7] M.E. PESKIN et D.V. SCHROEDER. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley, 1995. ISBN : 9780201503975.
- [8] David GRIFFITHS. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, 2008. ISBN : 9783527406012.
- [9] Particle Data GROUP. “Review of Particle Physics”. In : *Chinese Physics C* 38.9 (2014), p. 090001. DOI : [10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001).
- [10] G. ARNISON et al. “Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV”. In : *Phys. Lett.* 122B (1983). [611(1983)], p. 103–116. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [11] G. ARNISON et al. “Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c² at the CERN SPS Collider”. In : *Phys. Lett.* 126B (1983), p. 398–410. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- [12] M. BANNER et al. “Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $\bar{p}p$ Collider”. In : *Phys. Lett.* 122B (1983), p. 476–485. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [13] P. BAGNAIA et al. “Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ Collider”. In : *Phys. Lett.* 129B (1983), p. 130–140. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X).
- [14] F. ENGLERT et R. BROUT. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”. In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 août 1964), p. 321–323. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [15] Peter W. HIGGS. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 oct. 1964), p. 508–509. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [16] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN et T. W. B. KIBBLE. “Global Conservation Laws and Massless Particles”. In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 nov. 1964), p. 585–587. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [17] 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).
- [18] H. FRITZSCH. *Quarks : The Stuff of Matter*. Pelican books. Penguin, 1983. ISBN : 9780140224702.
- [19] <https://www.cosmos.esa.int/web/planck/publications>.

- [20] Leonard SUSSKIND. “Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory”. In : *Phys. Rev. D* 20 (10 nov. 1979), p. 2619–2625. DOI : [10.1103/PhysRevD.20.2619](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.20.2619).
- [21] Martin SCHMALTZ. “Physics beyond the standard model (theory) : Introducing the little Higgs”. In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 117 (2003), p. 40–49. DOI : [10.1016/S0920-5632\(03\)01409-9](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(03)01409-9). arXiv : [hep-ph/0210415](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0210415) [[hep-ph](#)].

Chapitre 2

- [22] Lyndon EVANS et Philip BRYANT. “LHC Machine”. In : *JINST* 3 (2008), S08001. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001).
- [23] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [24] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [25] ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In : *JINST* 3 (2008), S08003. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [26] CMS COLLABORATION. “The CMS Experiment at the CERN LHC”. In : *JINST* 3 (2008), S08004. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).
- [27] <http://www.atlasexperiment.org/photos/index.html>.
- [28] A. S. BOLDYREV et al. “The ATLAS transition radiation tracker”. In : *Instrum. Exp. Tech.* 55 (2012), p. 323–334. DOI : [10.1134/S0020441212010125](https://doi.org/10.1134/S0020441212010125).
- [29] ATLAS COLLABORATION. *Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2011-128. Geneva : CERN, sept. 2011. URL : <http://cds.cern.ch/record/1383793>.
- [30] ATLAS TRT COLLABORATION. “The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : Design and performance”. In : *JINST* 3 (2008), P02013. DOI : [10.1088/1748-0221/3/02/P02013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02013).
- [31] Nikiforos NIKIFOROU. “Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade”. In : *Proceedings, 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA 2013) : Marseille, France, June 23-27, 2013*. 2013. DOI : [10.1109/ANIMMA.2013.6728060](https://doi.org/10.1109/ANIMMA.2013.6728060). arXiv : [1306.6756](https://arxiv.org/abs/1306.6756) [[physics.ins-det](#)].
- [32] Aranzazu RUIZ-MARTINEZ et ATLAS COLLABORATION. *The Run-2 ATLAS Trigger System*. Rapp. tech. ATL-DAQ-PROC-2016-003. Geneva : CERN, fév. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2133909>.

- [33] Joao PEQUENAO et Paul SCHAFFNER. “A computer generated image representing how ATLAS detects particles”. Jan. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1505342>.
- [34] ATLAS COLLABORATION. *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2014-032. Geneva : CERN, juin 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1706245>.
- [35] W LAMPL et al. *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. Rapp. tech. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003. Geneva : CERN, avr. 2008. URL : <http://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [36] ATLAS COLLABORATION. “Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data”. In : *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 1909. DOI : [10.1140/epjc/s10052-012-1909-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1909-1). arXiv : [1110.3174](https://arxiv.org/abs/1110.3174) [hep-ex].
- [37] ATLAS COLLABORATION. “Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1”. In : (2016). arXiv : [1603.02934](https://arxiv.org/abs/1603.02934) [hep-ex].
- [38] Stephen D. ELLIS et Davison E. SOPER. “Successive combination jet algorithm for hadron collisions”. In : *Phys. Rev. D* 48 (1993), p. 3160–3166. DOI : [10.1103/PhysRevD.48.3160](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3160). arXiv : [hep-ph/9305266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9305266) [hep-ph].
- [39] S. CATANI et al. “Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions”. In : *Nucl. Phys. B* 406 (1993), p. 187–224. DOI : [10.1016/0550-3213\(93\)90166-M](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90166-M).
- [40] Yuri L. DOKSHITZER et al. “Better jet clustering algorithms”. In : *JHEP* 08 (1997), p. 001. DOI : [10.1088/1126-6708/1997/08/001](https://doi.org/10.1088/1126-6708/1997/08/001). arXiv : [hep-ph/9707323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323) [hep-ph].
- [41] M. WOBISCH et T. WENGLER. “Hadronization corrections to jet cross-sections in deep inelastic scattering”. In : *Monte Carlo generators for HERA physics. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, 1998-1999*. 1998, p. 270–279. arXiv : [hep-ph/9907280](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907280) [hep-ph].
- [42] 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](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
- [43] ATLAS COLLABORATION. *Performance of large- R jets and jet substructure reconstruction with the ATLAS detector*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2012-065. Geneva : CERN, juil. 2012. URL : <http://cds.cern.ch/record/1459530>.

- [44] ATLAS COLLABORATION. *Calibration of the performance of b -tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2014-046. Geneva : CERN, juil. 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1741020>.
- [45] ATLAS COLLABORATION. “Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment”. In : *JINST* 11.04 (2016), P04008. DOI : [10.1088/1748-0221/11/04/P04008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/04/P04008). arXiv : [1512.01094](https://arxiv.org/abs/1512.01094) [hep-ex].

Chapitre 3

- [46] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA et al. “Handbook of vector-like quarks : Mixing and single production”. In : *Phys. Rev. D* 88.9 (2013), p. 094010. DOI : [10.1103/PhysRevD.88.094010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.094010). arXiv : [1306.0572](https://arxiv.org/abs/1306.0572) [hep-ph].
- [47] Bogdan A. DOBRESCU et Christopher T. HILL. “Composite Vectorlike Fermions”. In : *Phys. Lett. B* 738 (2014), p. 150–154. DOI : [10.1016/j.physletb.2014.09.030](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.09.030). arXiv : [1409.1528](https://arxiv.org/abs/1409.1528) [hep-ph].
- [48] Yasuhiro OKADA et Luca PANIZZI. “LHC signatures of vector-like quarks”. In : *Adv. High Energy Phys.* 2013 (2013), p. 364936. DOI : [10.1155/2013/364936](https://doi.org/10.1155/2013/364936). arXiv : [1207.5607](https://arxiv.org/abs/1207.5607) [hep-ph].
- [49] Martin SCHMALTZ et David TUCKER-SMITH. “Little Higgs review”. In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 55 (2005), p. 229–270. DOI : [10.1146/annurev.nucl.55.090704.151502](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151502). arXiv : [hep-ph/0502182](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0502182) [hep-ph].
- [50] N. ARKANI-HAMED et al. “The Littlest Higgs”. In : *JHEP* 07 (2002), p. 034. DOI : [10.1088/1126-6708/2002/07/034](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/034). arXiv : [hep-ph/0206021](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206021) [hep-ph].
- [51] Tao HAN et al. “Phenomenology of the little Higgs model”. In : *Phys. Rev. D* 67 (9 mai 2003), p. 095004. DOI : [10.1103/PhysRevD.67.095004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.095004).
- [52] Jae Yong LEE. “A Vector-like heavy quark in the Littlest Higgs model”. In : *JHEP* 12 (2004), p. 065. DOI : [10.1088/1126-6708/2004/12/065](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/12/065). arXiv : [hep-ph/0408362](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0408362) [hep-ph].
- [53] Roberto CONTINO, Yasunori NOMURA et Alex POMAROL. “Higgs as a holographic pseudoGoldstone boson”. In : *Nucl. Phys. B* 671 (2003), p. 148–174. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2003.08.027](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2003.08.027). arXiv : [hep-ph/0306259](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0306259) [hep-ph].
- [54] Roberto CONTINO. “The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson”. In : *Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009*. 2011, p. 235–306. DOI : [10.1142/9789814327183_0005](https://doi.org/10.1142/9789814327183_0005). arXiv : [1005.4269](https://arxiv.org/abs/1005.4269) [hep-ph].

- [55] Brando BELLAZZINI, Csaba CSÁKI et Javi SERRA. “Composite Higgses”. In : *Eur. Phys. J. C* 74.5 (2014), p. 2766. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-2766-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2766-x). arXiv : [1401.2457](https://arxiv.org/abs/1401.2457) [hep-ph].
- [56] Giuliano PANICO et Andrea WULZER. “The Composite Nambu-Goldstone Higgs”. In : *Lect. Notes Phys.* 913 (2016), pp.1–316. DOI : [10.1007/978-3-319-22617-0](https://doi.org/10.1007/978-3-319-22617-0). arXiv : [1506.01961](https://arxiv.org/abs/1506.01961) [hep-ph].
- [57] Howard GEORGI et David B. KAPLAN. “Composite Higgs and Custodial SU(2)”. In : *Phys. Lett.* B145 (1984), p. 216–220. DOI : [10.1016/0370-2693\(84\)90341-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)90341-1).
- [58] Michael J. DUGAN, Howard GEORGI et David B. KAPLAN. “Anatomy of a Composite Higgs Model”. In : *Nucl. Phys.* B254 (1985), p. 299–326. DOI : [10.1016/0550-3213\(85\)90221-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90221-4).
- [59] J. R. ESPINOSA, C. GROJEAN et M. MUHLLEITNER. “Composite Higgs under LHC Experimental Scrutiny”. In : *EPJ Web Conf.* 28 (2012), p. 08004. DOI : [10.1051/epjconf/20122808004](https://doi.org/10.1051/epjconf/20122808004). arXiv : [1202.1286](https://arxiv.org/abs/1202.1286) [hep-ph].
- [60] Paolo LODONE. “Vector-like quarks in a ‘composite’ Higgs model”. In : *JHEP* 12 (2008), p. 029. DOI : [10.1088/1126-6708/2008/12/029](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/029). arXiv : [0806.1472](https://arxiv.org/abs/0806.1472) [hep-ph].
- [61] <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/index.html>.
- [62] ATLAS COLLABORATION. “Analysis of events with b -jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *JHEP* 10 (2015), p. 150. DOI : [10.1007/JHEP10\(2015\)150](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2015)150). arXiv : [1504.04605](https://arxiv.org/abs/1504.04605) [hep-ex].
- [63] ATLAS COLLABORATION. “Search for pair and single production of new heavy quarks that decay to a Z boson and a third-generation quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *JHEP* 11 (2014), p. 104. DOI : [10.1007/JHEP11\(2014\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2014)104). arXiv : [1409.5500](https://arxiv.org/abs/1409.5500) [hep-ex].
- [64] ATLAS COLLABORATION. “Search for vector-like B quarks in events with one isolated lepton, missing transverse momentum and jets at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *Phys. Rev.* D91.11 (2015), p. 112011. DOI : [10.1103/PhysRevD.91.112011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.112011). arXiv : [1503.05425](https://arxiv.org/abs/1503.05425) [hep-ex].
- [65] ATLAS COLLABORATION. “Search for production of vector-like quark pairs and of four top quarks in the lepton-plus-jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *JHEP* 08 (2015), p. 105. DOI : [10.1007/JHEP08\(2015\)105](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2015)105). arXiv : [1505.04306](https://arxiv.org/abs/1505.04306) [hep-ex].

- [66] ATLAS COLLABORATION. “Search for single production of vector-like quarks decaying into Wb in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *Eur. Phys. J.* C76.8 (2016), p. 442. DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4281-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4281-8). arXiv : [1602.05606](https://arxiv.org/abs/1602.05606) [hep-ex].

Chapitre 4

- [67] Mikael CHALA et Jose SANTIAGO. “ $Hb\bar{b}$ production in composite Higgs models”. In : *Phys. Rev.* D88.3 (2013), p. 035010. DOI : [10.1103/PhysRevD.88.035010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.035010). arXiv : [1305.1940](https://arxiv.org/abs/1305.1940) [hep-ph].
- [68] Cesare BINI, Roberto CONTINO et Natascia VIGNAROLI. “Heavy-light decay topologies as a new strategy to discover a heavy gluon”. In : *JHEP* 01 (2012), p. 157. DOI : [10.1007/JHEP01\(2012\)157](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2012)157). arXiv : [1110.6058](https://arxiv.org/abs/1110.6058) [hep-ph].
- [69] 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].
- [70] 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].
- [71] Pavel M. NADOLSKY et al. “Implications of CTEQ global analysis for collider observables”. In : *Phys. Rev.* D78 (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].
- [72] J R ANDERSEN et al. “Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties”. In : (2013). Sous la dir. de S HEINEMEYER et al. 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].
- [73] 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](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146) [hep-ph].
- [74] 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](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [hep-ph].
- [75] Simone ALIOLI 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].

- [76] Torbjorn SJOSTRAND, Stephen MRENNNA et Peter Z. SKANDS. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. In : *JHEP* 05 (2006), p. 026. DOI : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026). arXiv : [hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175) [[hep-ph](#)].
- [77] Hung-Liang 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](#)].
- [78] ATLAS COLLABORATION. “Measurements of fiducial cross-sections for $t\bar{t}$ production with one or two additional b-jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector”. In : *Eur. Phys. J. C* 76.1 (2016), p. 11. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3852-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3852-4). arXiv : [1508.06868](https://arxiv.org/abs/1508.06868) [[hep-ex](#)].
- [79] 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](#)].
- [80] ATLAS COLLABORATION. *Jet global sequential corrections with the ATLAS detector in proton-proton collisions at sqrt(s) = 8 TeV*. Rapp. tech. ATLAS-COM-CONF-2015-002. Geneva : CERN, jan. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/1987336>.
- [81] *Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of sqrt(s) = 7 TeV*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2010-038. Geneva : CERN, juil. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1277678>.
- [82] David KROHN, Jesse THALER et Lian-Tao WANG. “Jet Trimming”. In : *JHEP* 02 (2010), p. 084. DOI : [10.1007/JHEP02\(2010\)084](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2010)084). arXiv : [0912.1342](https://arxiv.org/abs/0912.1342) [[hep-ph](#)].
- [83] ATLAS COLLABORATION. “Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data”. In : *Eur. Phys. J. C* 74.11 (2014), p. 3130. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3130-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3130-x). arXiv : [1407.3935](https://arxiv.org/abs/1407.3935) [[hep-ex](#)].
- [84] ATLAS COLLABORATION. “Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”. In : *Eur. Phys. J. C* 75 (2015), p. 17. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3190-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3190-y). arXiv : [1406.0076](https://arxiv.org/abs/1406.0076) [[hep-ex](#)].
- [85] ATLAS COLLABORATION. “Performance of jet substructure techniques for large- R jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”. In : *JHEP* 09 (2013), p. 076. DOI : [10.1007/JHEP09\(2013\)076](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2013)076). arXiv : [1306.4945](https://arxiv.org/abs/1306.4945) [[hep-ex](#)].

- [86] ATLAS COLLABORATION. *Calibration of b -tagging using dileptonic top pair events in a combinatorial likelihood approach with the ATLAS experiment*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2014-004. Geneva : CERN, fév. 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1664335>.
- [87] Pavel 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].

Chapitre 5

- [88] Alexander L. READ. “Presentation of search results : The CL(s) technique”. In : *J. Phys.* G28 (2002). [,11(2002)], p. 2693–2704. DOI : [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [89] A. L. READ. “Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method)”. In : CERN-OPEN-2000-205 (2000). URL : <https://cds.cern.ch/record/451614>.
- [90] Gregory SCHOTT, FOR THE ROOSTATS TEAM. “RooStats for Searches”. In : *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011*. CERN. Geneva : CERN, 2011, p. 199–208. DOI : [10.5170/CERN-2011-006.199](https://doi.org/10.5170/CERN-2011-006.199). arXiv : [1203.1547](https://arxiv.org/abs/1203.1547) [physics.data-an].

Chapitre 6

- [91] Peter SKANDS, Stefano CARRAZZA et Juan ROJO. “Tuning PYTHIA 8.1 : the Monash 2013 Tune”. In : *Eur. Phys. J.* C74.8 (2014), p. 3024. DOI : [10.1140/epjc/s10052-014-3024-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y). arXiv : [1404.5630](https://arxiv.org/abs/1404.5630) [hep-ph].
- [92] Richard D. BALL et al. “Parton distributions with LHC data”. In : *Nucl. Phys.* B867 (2013), p. 244–289. 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].
- [93] ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Run 1 Pythia8 tunes*. Rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2014-021. Geneva : CERN, nov. 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [94] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ. “FastJet User Manual”. In : *Eur. Phys. J.* C72 (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].

- [95] ATLAS COLLABORATION. *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*. Rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2016-012. Geneva : CERN, juin 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2160731>.

Annexe

- [96] Alexander BELYAEV et al. “Technicolor Walks at the LHC”. In : *Phys. Rev. D* 79 (2009), p. 035006. DOI : [10.1103/PhysRevD.79.035006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.035006). arXiv : [0809.0793](https://arxiv.org/abs/0809.0793) [[hep-ph](#)].
- [97] Duccio PAPPADOPULO et al. “Heavy Vector Triplets : Bridging Theory and Data”. In : *JHEP* 09 (2014), p. 060. DOI : [10.1007/JHEP09\(2014\)060](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)060). arXiv : [1402.4431](https://arxiv.org/abs/1402.4431) [[hep-ph](#)].
- [98] Roshan FOADI et Francesco SANNINO. “S and T parameters from a light nonstandard Higgs particle”. In : *Phys. Rev. D* 87.1 (2013), p. 015008. DOI : [10.1103/PhysRevD.87.015008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.015008). arXiv : [1207.1541](https://arxiv.org/abs/1207.1541) [[hep-ph](#)].
- [99] Michael E. PESKIN et Tatsu TAKEUCHI. “Estimation of oblique electroweak corrections”. In : *Phys. Rev. D* 46 (1992), p. 381–409. DOI : [10.1103/PhysRevD.46.381](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.381).
- [100] Jeppe R. ANDERSEN, Tuomas HAPOLA et Francesco SANNINO. “W’ and Z’ limits for Minimal Walking Technicolor”. In : *Phys. Rev. D* 85 (2012), p. 055017. DOI : [10.1103/PhysRevD.85.055017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.055017). arXiv : [1105.1433](https://arxiv.org/abs/1105.1433) [[hep-ph](#)].
- [101] John M. CAMPBELL et R. K. ELLIS. “MCFM for the Tevatron and the LHC”. In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 205-206 (2010), p. 10–15. DOI : [10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.011](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.011). arXiv : [1007.3492](https://arxiv.org/abs/1007.3492) [[hep-ph](#)].
- [102] ATLAS COLLABORATION. *Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2014-046. Geneva : CERN, juil. 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1741020>.
- [104] ATLAS COLLABORATION. “Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *Phys. Rev. D* 90.5 (2014), p. 052005. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.052005). arXiv : [1405.4123](https://arxiv.org/abs/1405.4123) [[hep-ex](#)].
- [105] HVT Tools, disponibles à <http://heidi.pd.infn.it/html/vector/>.
- [106] ATLAS COLLABORATION. “Search for Higgs boson pair production in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state from pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”. In : *Eur. Phys. J. C* 75.9 (2015), p. 412. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3628-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3628-x). arXiv : [1506.00285](https://arxiv.org/abs/1506.00285) [[hep-ex](#)].