



HAL
open science

Etude du bruit de fond du canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ dans l'expérience ATLAS du LHC et recherche au-delà du modèle standard par le modèle à deux doublets de Higgs

Driss Charfeddine

► To cite this version:

Driss Charfeddine. Etude du bruit de fond du canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ dans l'expérience ATLAS du LHC et recherche au-delà du modèle standard par le modèle à deux doublets de Higgs. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112047 . tel-01000000

HAL Id: tel-01000000

<https://theses.hal.science/tel-01000000>

Submitted on 4 Jun 2014

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
ED 517 PNC
Laboratoire de l'accélérateur linéaire

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR ÈS SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Spécialité : physique des particules

par

Driss CHARFEDDINE

**Étude du bruit de fond du canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ dans
l'expérience ATLAS du LHC**

et

**recherche au-delà du modèle standard par le modèle à deux
doublets de Higgs.**

Soutenue le 13 mars 2014 devant la Commission d'examen

C.	Charlot	Rapporteur
M.M.	Mühlleitner	Examineur
K.	Nikolopoulos	Rapporteur
A.	Stocchi	Président
R.	Tanaka	Examineur
A.	Schaffer	Directeur de thèse

Table des matières

1	Introduction	3
2	Théorie	5
2.1	Introduction	5
2.2	Les particules élémentaires du Modèle Standard	6
2.2.1	Les particules de matière	6
2.2.2	Les particules d'interaction	7
2.3	Les théories de jauge	8
2.3.1	L'électrodynamique quantique	8
2.3.2	Chromodynamique quantique	9
2.4	Le modèle électrofaible	11
2.4.1	L'interaction électrofaible	11
2.4.2	La brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Brout-Englert-Higgs	13
2.4.3	Mécanisme de Brout-Englert-Higgs dans le Modèle Standard	15
2.5	Les propriétés du boson de Higgs	17
2.5.1	Contraintes sur la masse du boson de Higgs	17
2.5.1.1	Limites théoriques	17
2.5.1.2	Limites expérimentales	21
2.5.2	Recherches au LHC	25
2.5.2.1	Production du boson de Higgs au LHC	25
2.5.2.2	Modes de désintégration du boson de Higgs	27
3	Le détecteur ATLAS	33
3.1	Le LHC	33
3.2	le détecteur ATLAS	36
3.2.1	Vue d'ensemble d'ATLAS	36
3.2.2	Le détecteur interne	38
3.2.2.1	Le détecteur à pixels	38

3.2.2.2	Le SCT	38
3.2.2.3	Le TRT	39
3.2.2.4	Champ magnétique	40
3.2.3	Le calorimètre	40
3.2.3.1	Le calorimètre électromagnétique	41
3.2.3.2	Le calorimètre hadronique	45
3.2.4	Le spectromètre à muons	46
3.2.4.1	Champs magnétique	47
3.2.4.2	Structures	47
3.2.5	Le déclenchement et l'acquisition de données	48
3.3	Reconstruction et Identification des objets	49
3.3.1	Reconstruction et identification des électrons	50
3.3.1.1	Reconstruction des électrons	50
3.3.1.2	Identification des électrons	51
3.3.2	Reconstruction et Identification des muons	53
4	Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)}$	57
4.1	Introduction	57
4.2	Analyse	58
4.2.1	Les données et simulation des Monte Carlo	58
4.2.1.1	Simulation du Signal	58
4.2.1.2	Simulation du Bruit de fond	60
4.2.2	Sélection des évènements	61
4.2.2.1	Qualité des données	61
4.2.2.2	Déclenchement	62
4.2.2.3	Sélection des leptons	63
4.2.2.4	Sélection des quadruplets	65
4.2.3	Estimation du bruit de fond réductible	68
4.2.3.1	Estimation du bruit de fond $Z + \mu\mu$	69
4.2.3.2	Estimation du bruit de fond $Z + ee$	75
4.2.3.3	Bilan du bruit de fond	97
4.2.4	Incertitudes systématiques	100
4.2.4.1	Luminosité	100
4.2.4.2	Leptons	100
4.2.4.3	Estimation du bruit de fond	101
4.2.4.4	Incertitudes théoriques	101
4.2.5	Résultat de la sélection des événements	101

4.2.6	Résultats statistiques	101
4.2.6.1	Notion de statistique	101
4.2.6.2	Résultats	105
4.3	Conclusion	109
5	Modèle à deux doublets de Higgs	111
5.1	Introduction	111
5.2	Secteur du boson Higgs dans le 2HDM	112
5.2.0.3	Modèle de type I	116
5.2.0.4	Modèle de type II	117
5.2.0.5	Modèle de type III	117
5.3	Analyse sur ATLAS	117
5.3.1	État à basse masse	118
5.3.2	Largeur naturelle	119
5.3.3	Production du mécanisme $b\bar{b}H$	119
5.3.4	Résultats sur la limite supérieure	119
5.3.4.1	Limites de σ/σ_{2HDM} à 95% CL	120
5.4	Conclusion	120
	Appendices	123
A	Graphiques d'exclusions	125
A.1	Limites à 95% CL de σ/σ_{2HDM} pour $m_{12}^2 = 0$	125
A.2	Limites à 95% CL de σ/σ_{2HDM} pour m_{12}^2 de type MSSM	132
6	conclusion	137

Chapitre 1

Introduction

Le Modèle Standard qui décrit les interactions électromagnétique, faible et forte sous une seule théorie postule l'existence d'une particule, le boson de Higgs. Ce boson est nécessaire car il permet de générer la masse des bosons W^\pm , Z^0 et des fermions. Cette particule n'avait jamais été observée et a donc été cherchée durant des décennies. Les expériences du LEP du CERN, du Tevatron de Fermilab aux États-Unis et du LHC se sont succédées dans cette quête, rétrécissant la zone de recherche. Le LHC qui a été construit dans la même caverne que le LEP au CERN est un collisionneur proton-proton. Grâce à ses performances et aux analyses des deux expériences ATLAS et CMS, le CERN a annoncé le 4 juillet 2012 la découverte d'un nouveau boson avec une masse de 126 GeV. Ce nouveau boson est compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard.

Mon travail de thèse s'est déroulé, sur l'expérience ATLAS, dans le groupe qui recherche le Higgs se désintégrant en quatre leptons via le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$. J'ai principalement contribué à l'estimation du bruit de fond $2\mu 2e$ et $4e$ de ce canal. L'estimation du bruit de fond est une étape fondamentale dans la recherche d'un signal de Higgs car il permet de trier les événements et de faire apparaître une résonance. J'ai aussi travaillé à la vérification d'un nouvel algorithme d'identification des électrons. Cet algorithme a, par la suite, été adopté par la collaboration pour la nouvelle analyse. Une deuxième partie de mon travail a porté sur la recherche du Modèle à deux doublets de Higgs (2HDM) qui est un des modèles au-delà du Modèle Standard. En effet, la région en masse où le nouveau boson a été trouvé n'exclut pas cette théorie. L'analyse du 2HDM en est à ses prémices et commence à éveiller de l'intérêt. Lorsque l'on effectue une thèse sur l'expérience ATLAS, nous devons participer à l'intérêt collectif de l'expérience en ef-

fectuant un travail de qualification. Mon travail de qualification a porté sur le gap en $\eta = 0$ du calorimètre électromagnétique en vérifiant les procédures et s'assurant de la robustesse des mesures. J'ai aussi travaillé à la mise en place d'un système de vérification automatique des nouvelles versions du software d'ATLAS, ATHENA.

Le but de ce manuscrit est de présenter les résultats sur la recherche du Higgs et du 2HDM. Pour cela nous allons suivre plusieurs étapes :

Le premier chapitre présentera le cadre théorique qui a permis de postuler l'existence du boson de Higgs. Pour cela j'introduirai les constituants élémentaires de la matière, l'électrodynamique quantique, la chromodynamique quantique et l'interaction électrofaible. Nous verrons que le modèle électrofaible ne génère pas automatiquement la masse des bosons W^\pm et Z et que nous devons introduire le mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour cela. Ce mécanisme impliquera l'existence d'une nouvelle particule, le boson de Higgs. Nous verrons ensuite les contraintes théoriques et expérimentales de ce boson. Enfin nous finirons par montrer comment la recherche du Higgs s'effectue au LHC.

Le deuxième chapitre présentera le cadre expérimental. Nous présenterons le LHC ainsi que l'expérience ATLAS. Chaque partie du détecteur sera détaillée. Enfin nous finirons par voir comment les électrons et les muons sont identifiés et reconstruits dans ATLAS. Je ne présenterai que les électrons et les muons car ce sont les objets que nous retrouvons dans l'état final du canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$.

Le troisième chapitre portera sur la recherche du boson de Higgs via le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$. Pour cela je présenterai l'analyse à laquelle j'ai contribué, c'est à dire l'analyse avec les données de 2011 (4.6 fb^{-1} à 7 TeV) et les données de 2012 (20.7 fb^{-1} à 8 TeV) combinées. Nous verrons comment les simulations sont générées avec le Monte Carlo et quel type de données nous analysons. Ensuite je parlerai de la sélection des événements et de l'estimation du bruit de fond. Enfin je donnerai les résultats de notre analyse.

Le quatrième chapitre portera sur le 2HDM. Je présenterai théoriquement ce modèle et ensuite l'analyse que nous avons effectuée.

Chapitre 2

Théorie

2.1 Introduction

La physique des particules est une branche relativement récente de la Physique. Bien que les Hommes réfléchissaient sur les notions de continuité et discontinuité de la matière depuis des siècles, il a fallu attendre la découverte de l'atome pour avoir les premières bases scientifiquement solides. La matière est discontinue et à partir de ce constat la quête de l'infiniment petit prit son essor. La physique des particules a pour but de découvrir les lois qui régissent l'infiniment petit, de connaître les éléments qui composent la matière et de comprendre leurs interactions. Actuellement, nous avons découvert quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle. Les théoriciens ont successivement tenté d'unifier les forces entre elles. Maxwell unifia les forces électrique et magnétique pour donner l'électromagnétisme. Glashow, Weinberg, Salam, unifièrent la force électromagnétique avec la force faible dans un modèle électrofaible. Enfin, le Modèle Standard (MS) unifie la théorie de Gell-Mann [1], Zweig [2] et Gross, Politzer, Wilczek [3] [4] pour l'interaction forte (la Chromodynamique quantique - QCD) avec la théorie électrofaible.

De nombreux résultats expérimentaux ont confirmé le Modèle Standard mais une pièce est restée manquante durant un long moment : La masse des particules élémentaires. La théorie du Modèle Standard interdit au Lagrangien d'avoir des termes de masse afin qu'il reste invariant de jauge. La masse de ces particules est donc intrinsèquement nulle. Cependant, nous savons d'après les observations expérimentales que ces particules ont une masse. Ainsi, dans les années 60, Brout, Englert et Higgs émirent l'hypothèse d'un processus dynamique, appelé le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, au travers duquel les

particules acquièrent leur masse. Ce mécanisme impliquerait l'existence d'une particule : Le boson de Higgs.

Dans un premier temps, nous présenterons les différentes particules fondamentales du Modèle Standard. Ensuite nous étudierons les théories de jauge qui décrivent les interactions entre ces particules et plus particulièrement l'interaction électrofaible. Dans un deuxième temps, nous montrerons comment le mécanisme de Brout-Englert-Higgs donne la masse aux particules et nous verrons ses contraintes expérimentales et théoriques. Et enfin, dans le dernier chapitre, nous présenterons un aperçu d'une théorie au delà du Modèle Standard, le Modèle du doublet de Higgs (Two Higgs Doublet Model - 2HDM).

2.2 Les particules élémentaires du Modèle Standard

2.2.1 Les particules de matière

Les constituants de la matière sont dits élémentaires car ils ne résultent d'aucune interaction de particules dites "plus petites". Ce qui revient à dire que ces particules ne sont pas composées d'autres particules. Les particules de matière du Modèle Standard sont des fermions et donc de spins demi-entiers. Il existe douze fermions qui sont divisés en deux groupes : six leptons (tableau 2.1) et six quarks (tableau 2.2). Les leptons ne sont pas soumis à l'interaction forte et ne subissent que l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Il n'y a que les leptons chargés qui sont soumis à l'électromagnétisme alors que l'intégralité des leptons sont soumis à l'interaction faible. Chaque lepton a un antilepton qui a la même masse, le même spin mais une charge opposée et l'hélicité opposée. Les leptons peuvent exister à l'état libre.

particule		caractéristiques	
nom	symbole	charge($\times e$)	masse (mc^2)
électron	e^-	-1	0.511 MeV
muon	μ^-	-1	105.7 MeV
tau	τ^-	-1	1.777 GeV
neutrino électronique	ν_e	0	< 2.2 eV
neutrino muonique	ν_μ	0	< 0.17 MeV
neutrino tauique	ν_τ	0	< 15.5 MeV

TABLE 2.1 – Caractéristiques des leptons [5].

Les quarks, quant à eux, subissent les trois interactions forte, faible et électromagnétique. Ils ont une masse, une charge électrique fractionnaire mais aussi une charge de couleurs qui les rend sensibles à l'interaction forte. La couleur peut être rouge, vert ou bleu. Ils ne peuvent, contrairement aux leptons, exister à l'état libre. Pour exister ils doivent composer un binôme ou un trinôme de résultante "couleur blanche". Les quarks sont donc confinés aux seins de Mésons et de Baryons. Les Mésons sont les paires quarks-antiquarks qui ont bien une résultante de couleur blanche et un spin entier. Les Baryons sont les trinômes qui comportent les trois couleurs, ce sont donc des fermions composites.

particule		caractéristiques	
nom	symbole	charge($\times e$)	masse (mc^2)
up	u	+2/3	2.3 MeV
down	d	-1/3	4.8 MeV
strange	s	-1/3	95 MeV
charm	c	+2/3	1.275 GeV
beauty	b	-1/3	≈ 4.2 GeV
top	t	+2/3	173.07 ± 1.25 GeV

TABLE 2.2 – Caractéristiques des quarks [5].

2.2.2 Les particules d'interaction

Les particules d'interaction sont les particules qui sont échangées lors des interactions. Ce sont des bosons de jauge car les interactions qu'ils représentent sont décrites par des théories de jauge. Chaque boson de jauge est caractéristique d'une interaction (tableau 2.3) : Les photons : ce sont les médiateurs de l'interaction électromagnétique. Ils sont de masse nulle et ont un spin 1. Les bosons W^+ , W^- et Z^0 : Ce sont les médiateurs de l'interaction faible. Ils ont tous un spin 1 et sont de masse non-nulle, $m_{W^+} = 80.4$ GeV, $m_{W^-} = 80.4$ GeV et $m_{Z^0} = 91.2$ GeV. Les gluons : Ce sont les médiateurs de l'interaction forte. Ils sont de masse nulle et ont un spin 1. Le graviton : C'est le médiateur de l'interaction gravitationnelle. Il a une masse nulle et un spin 2. Cependant la gravité n'est pas intégrée dans le Modèle Standard et cette particule n'a pas encore été découverte.

nom	caractéristiques		
	charge ($\times e$)	masse (mc^2)	interaction
gluon	0	0	forte
photon	0	0	électromagnétique
Z^0	0	91 GeV	faible
W^+	1	80 GeV	
W^-	-1	80 GeV	
graviton	0	0	gravitationnelle

TABLE 2.3 – Caractéristiques des particules d’interaction [5].

2.3 Les théories de jauge

Le théorème de Noether stipule que pour toute symétrie est associée une quantité conservée. De façon plus technique cela se traduit par : la loi de conservation d’une quantité physique correspond à une invariance du Lagrangien sous une opération de symétrie. Il existe plusieurs types de symétrie mais nous nous intéresserons plus particulièrement aux symétries locales. Une loi est invariante par symétrie locale si elle est inchangée par des transformations différentes en différents points de l’espace. Un exemple est la transformation de jauge locale qui agit sur la phase d’un champ de $U(1)$:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (2.1)$$

où $\psi(x)$ est un champ de $U(1)$ et $\alpha(x)$ une fonction. Nous allons montrer que l’invariance de jauge locale fait apparaître naturellement les champs d’interactions.

2.3.1 L’électrodynamique quantique

Prenons le Lagrangien de Dirac pour un électron libre :

$$\mathcal{L}_e^{(0)}(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi(x) \quad \text{avec } \bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0 \quad (2.2)$$

En appliquant la transformation de jauge locale 2.1 nous constatons que le Lagrangien de Dirac change de forme et n’est donc pas conservé,

$$\mathcal{L}_e^{(0)}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu(\partial_\mu + i(\partial_\mu\alpha(x))) - m_e)\psi(x). \quad (2.3)$$

Or pour appliquer le théorème de Noether nous voulons que notre Lagrangien soit invariant. Pour cela nous devons changer la dérivé partielle par la dérivé covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x)$ avec les transformations de jauge des deux champs,

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (2.4)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (2.5)$$

L'invariance du Lagrangien de l'électron libre par une transformation de jauge locale nous impose l'existence d'un champ de jauge A_μ . Ce champ a une masse nulle car un terme de masse, $m_\gamma A^\mu A_\mu$, briserait l'invariance du Lagrangien. En développant le Lagrangien, des termes en $\bar{\psi}(x)A^\mu\psi(x)$ apparaissent. Cela signifie que le champ A_μ est le véhicule de l'interaction entre les électrons. Ce champ de masse nul et intermédiaire de l'interaction électromagnétiques entre deux électrons est le photon. On identifie la constante de couplage e à la charge électromagnétique élémentaire.

Il reste maintenant à décrire la dynamique de ce champ de jauge et pour cela nous introduisons le tenseur du champ électromagnétique :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x). \quad (2.6)$$

Le Lagrangien de l'électrodynamique quantique devient donc,

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu A_\mu\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.7)$$

La transformation de jauge que nous venons d'utiliser pour l'électrodynamique quantique correspond au groupe de symétrie $U(1)_{\text{EM}}$

2.3.2 Chromodynamique quantique

L'interaction forte décrit la force responsable de la cohésion des hadrons constitués de partons : gluons et quarks. L'interaction forte peut être développée en utilisant la même démarche théorique basée sur les transformations de jauge. Cependant, l'interaction forte est basée sur le groupe de jauge $SU(3)$ décrivant la couleur des quarks. Le lagrangien des quarks libres est :

$$\mathcal{L}_q^{(0)} = \sum_{j=1}^6 \bar{q}^j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)q^j(x) \quad (2.8)$$

avec $q^1 = u, q^2 = d, q^3 = s, q^4 = c, q^5 = b, q^6 = t$, et chaque champ de quark possède 3 composantes de couleurs :

$$q^j = \begin{pmatrix} q_1^j \\ q_2^j \\ q_3^j \end{pmatrix}$$

On demande à ce que le Lagrangien soit invariant par transformation de phase de couleur des champs de quarks :

$$q^j(x) \rightarrow e^{i\alpha^a(x)T_a} q^j(x) \quad (2.9)$$

Par convention, les matrices T_a sont les matrices $\frac{\lambda_a}{2}$ où λ_a sont les matrices de Gell-Mann (générateurs du groupe SU(3)),

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Pour que le Lagrangien reste invariant, nous devons introduire la dérivée covariante,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (2.10)$$

où g_s est la constante de couplage de l'interaction forte et les G_μ^a sont les huit champs de jauge qui se transforment suivant la relation,

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \alpha^a - f_{bc}^a \alpha^b G_\mu^c \quad (2.11)$$

A partir de l'invariance de Lagrangien, huit champs apparaissent comme étant les médiateurs de l'interaction forte entre les quarks. Ces champs sont les gluons.

En introduisant un terme décrivant la dynamique des gluons, nous obtenons le Lagrangien de la QCD,

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{j=1}^6 [\bar{q}^j(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q^j(x) - g_s(\bar{q}^j \gamma^\mu T_a q^j)G_\mu^a] - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x) \quad (2.12)$$

Les gluons sont de masse nulle car ajouter un terme de masse pour les champs de gluons briserait l'invariance de jauge.

2.4 Le modèle électrofaible

2.4.1 L'interaction électrofaible

L'interaction faible et l'électrodynamique quantique ont été unifiées par Glashow [6], Weinberg [7] et Salam [8]. Cette unification s'appelle l'interaction électrofaible. L'interaction faible à trois médiateurs, les bosons W^\pm et Z^0 , et l'interaction électromagnétique à un médiateur, le photon γ . De plus les neutrinos et les leptons chargés peuvent être unifiés sous la forme d'un doublet d'isospin. Le groupe $SU(2)_L$ est adapté pour cela et est donc choisi pour décrire l'interaction faible. Le nombre quantique associé à ce groupe est l'isospin faible I^3 , qui est la troisième composante de l'isospin. Pour l'interaction électromagnétique, il est naturel de prendre le seul groupe unitaire possédant la représentation régulière à une dimension : $U(1)_Y$. Le nombre quantique associé est l'hypercharge Y . L'hypercharge est une généralisation de la charge électromagnétique. Au final, le groupe de jauge de notre théorie électrofaible est $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans cette théorie, les leptons sont des doublets de $SU(2)_L$. Les expériences ont montré que les neutrinos droits et les doublets de leptons droits n'existent pas. Nous avons donc les doublets d'isospin faible de chiralité gauche et les singulets de chiralité droite suivant,

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, L_2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, L_3 = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, e_{1R} = e_R, e_{3R} = \mu_R, e_{2R} = \tau_R \quad (2.13)$$

Et pour les quarks nous avons,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_{1R} = u_R, d_{1R} = d_R \quad (2.14)$$

$$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, u_{2R} = c_R, d_{1R} = s_R \quad (2.15)$$

$$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_{3R} = t_R, d_{1R} = b_R \quad (2.16)$$

Gell-Mann et Nishijima ont défini une nouvelle charge appelée l'hypercharge faible, Y . Elle est l'unification de l'isospin faible et de la charge électromagnétique :

$$Y = 2Q - 2I^3 \quad (2.17)$$

où Q_f est la charge électromagnétique et I_f^3 est la troisième composante de l'isospin faible. Le tableau 2.4 est un récapitulatif des doublets et singulets d'isospin avec leur charge, hypercharge et isospin faible.

			I	I^3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
			$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
			$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
u_R	c_R	t_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_R	s_R	b_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TABLE 2.4 – Classification des particules en doublets et singulets d'isospin.

Les champs de jauge médiateurs de l'interaction sont le champ B_μ qui correspond au générateur Y de $U(1)_Y$ et les trois champs W_μ^a qui correspondent aux générateurs T_a de $SU(2)_L$. Ces générateurs sont définis par $T_a = \frac{1}{2}\tau_a$, où les τ_i sont les matrices de Pauli,

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

avec les relations de commutation $[Y, Y] = 0$ et $[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c$, où ϵ^{abc} est le tenseur antisymétrique. Nous avons,

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.19)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.20)$$

avec g la constante de couplage de $SU(2)_L$. Pour assurer la conservation du Lagrangien dans la transformation de jauge, on remplace la dérivée partielle ∂_μ par la dérivée cova-

riante D_μ ,

$$D_\mu = (\partial_\mu + igT_a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \quad (2.21)$$

$$W_\mu^a(x) \rightarrow W_\mu^a(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a + \epsilon_{jk}^a \alpha^j(x) W_\mu^k(x) \quad (2.22)$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x) \quad (2.23)$$

Le Lagrangien électrofaible s'écrit alors,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu e_{iR} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu u_{iR} + \bar{d}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu d_{iR} \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Nous constatons que les champs W_μ^3 et B_μ sont neutres et qu'aucun terme de masse n'apparaît dans ce Lagrangien. Or nous savons des expériences que les médiateurs de l'interaction faible sont massifs. Nous allons voir comment générer les terme de masses aux deux bosons médiateurs W^\pm et Z^0 en introduisant le mécanisme de brisure spontanée de symétrie, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs.

2.4.2 La brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Brout-Englert-Higgs

Nous savons que le Lagrangien des bosons de jauge ne doit pas contenir de terme de masse pour rester invariant de jauge et pour que la théorie soit renormalisable. Pour pallier à ce problème, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs a été inventé. Ce mécanisme utilise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Nous savons par le théorème de Noether que pour toute invariance par transformation d'un groupe, une grandeur est conservée. Dans notre cas, l'invariance sous $SU(2)_L$ conduit à la conservation de l'isospin tandis que l'invariance sous $U(1)_Y$ conduit à la conservation de l'hypercharge. Cela signifie qu'à haute énergie le Lagrangien est invariant par des transformations des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ et qu'il conserve l'isospin et l'hypercharge. Cependant à basse énergie nous avons une brisure spontanée de symétrie, notre théorie devient seulement invariante par les transformations de $U(1)_Q$ ce qui conduit à la conservation de la charge. Cette brisure spontanée de symétrie génère la masse grâce à l'existence d'une particule : le boson de Higgs. Nous allons voir comment le modèle de Goldstone génère les termes de masse dans le Lagrangien et ensuite nous l'appliquerons au modèle électrofaible.

Pour le modèle de Goldstone, prenons un champs scalaire complexe ϕ de masse nulle. Soit une transformation de jauge globale :

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi. \quad (2.25)$$

Le Lagrangien du champs ϕ en interaction avec un potentiel $V(\phi^\dagger\phi)$ est,

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi^\dagger \partial_\mu \phi - V(\phi^\dagger\phi). \quad (2.26)$$

Choisissons le potentiel,

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2 \phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2, \quad (2.27)$$

Dans ce potentiel nous avons $\lambda > 0$. Si le terme de masse $\mu^2 > 0$ alors le potentiel V est symétrique par rapport à l'axe des ordonnées (mettre graphe) et a pour minimum 0. Cependant regardons le cas $\mu^2 < 0$: Remplaçons $\rho^2 = \phi^\dagger\phi$, nous avons donc $V(\rho) = \mu^2 \rho^2 + \lambda \rho^4$. Les extremums du potentiel sont donnés par,

$$\frac{\partial V}{\partial \rho} = 2\mu^2 \rho + 4\lambda \rho^3 = 0. \quad (2.28)$$

La solution nulle $\rho = 0$ est exclue car elle n'est pas stable (elle ne représente pas un minimum mais un maximum). Cependant la solution stable représentant le minimum est,

$$\rho_0^2 = \frac{v^2}{2}; \quad \text{avec } v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (2.29)$$

En revenant au champs scalaire nous avons, $|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}}$ et donc $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta}$. β n'étant pas fixé, l'ensemble des solutions représente un cercle : les solutions du potentiel V sont donc dégénérées. Ces solutions sont les états fondamentaux et correspondent à un minimum d'énergie, $\phi_0 = \langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta}$. Si nous appliquons la transformation de jauge globale définie en (2.25), nous avons,

$$\langle 0|\phi|0 \rangle \rightarrow \langle 0|\phi'|0 \rangle = e^{i\alpha} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta} \neq \langle 0|\phi|0 \rangle. \quad (2.30)$$

Bien que le Lagrangien présente une invariance de jauge globale, nous constatons qu'il y a eu brisure spontanée de symétrie pour les états fondamentaux. β étant libre, choisissons $\beta = 0$. L'état du vide devient $\phi_0 = \langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$. Considérons maintenant le champs ϕ autour de cet état,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)). \quad (2.31)$$

Lorsque nous injectons $\phi(x)$ dans le Lagrangien (2.26), nous faisons apparaître un terme de masse de la forme $-\frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi_1^2$. Cela signifie que la particule scalaire ϕ_1 a une masse $m_{\phi_1} = \sqrt{-2\mu^2}$. Cependant, comme aucun terme en ϕ_2^2 n'apparaît dans le Lagrangien, la particule scalaire ϕ_2 , appelée boson de Goldstone, reste sans masse.

2.4.3 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs dans le Modèle Standard

Le groupe de symétrie de jauge du Modèle Standard est $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La partie électrofaible a 4 générateurs : 3 pour $SU(2)_Y$ et 1 pour $U(1)$. Afin d'être en accord avec les observations expérimentales, nous avons besoin de générer les masses pour les trois bosons de jauge W^\pm et Z^0 tout en gardant la masse du photon, γ , nulle et $U(1)_{QED}$ symétrique. Nous avons donc besoin d'un champs scalaire avec au moins trois degrés de liberté. Le choix le plus simple est celui d'un doublet de champs scalaires complexes de $SU(2)$.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad Y_\phi = +1. \quad (2.32)$$

La transformation de jauge locale du champs ϕ dans le groupe $SU(2)$ est,

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\vec{\tau} \cdot \vec{\theta}(x)} \phi(x), \quad (2.33)$$

et celle du groupe $U(1)$ est,

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{iY_\phi \beta(x)} \phi(x), \quad (2.34)$$

avec $Y_\phi = +1$. Prenons l'écriture condensée du Lagrangien électrofaible du Modèle Standard (voir équation 2.24),

$$\mathcal{L}_{GSW} = i \sum_{3 \text{ familles}} \bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.35)$$

où nous sommes sur les trois familles de leptons. Le terme de dérivée covariante est,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} B_\mu. \quad (2.36)$$

Ajoutons à ce Lagrangien, le terme invariant du champs scalaire

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.37)$$

Pour $\mu^2 < 0$, la composante neutre du doublet de champs ϕ va développer une valeur non nulle dans le vide (vev comme Vacuum Expectation Value en anglais),

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

On choisit la transformation de jauge qui mène à la jauge unitaire,

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\vec{\tau}\cdot\vec{\theta}(x)}\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H(x) + v) \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

C'est le champs physique $H(x)$ qui va donner une masse au Higgs. Nous pouvons maintenant développer le Lagrangien \mathcal{L}_S grâce aux relations (2.36) et (2.39). Calculons $D_\mu\phi$:

$$\begin{aligned} D_\mu\phi &= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu(v + H(x)) \end{pmatrix} + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ -W_\mu^3 \end{pmatrix} (v + H(x)) \\ &\quad + \frac{ig'}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}B_\mu(v + H(x)) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} +\frac{i}{2}gW_\mu^+(v + H(x)) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu H(x) - \frac{i}{2\sqrt{2}}\sqrt{g^2 + g'^2}Z_\mu(v + H(x)) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Où nous avons défini les nouveaux champs W_μ^\pm , Z_μ et A_μ tels que :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.41)$$

Nous pouvons alors écrire le Lagrangien (2.37) en faisant apparaître les termes de masse pour les champs définis ci-dessus,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= \frac{1}{4}g^2v^2W^{-\mu}W_\mu^+ + \frac{1}{2}g^2vH(x)W^{-\mu}W_\mu^+ + \frac{1}{4}g^2H^2(x)W^{-\mu}W_\mu^+ \\ &\quad + \frac{g^2+g'^2}{8}v^2Z^\mu Z_\mu + \frac{g^2+g'^2}{4}vH(x)Z^\mu Z_\mu + \frac{g^2+g'^2}{8}H^2(x)Z^\mu Z_\mu \\ &\quad - \frac{\mu^2}{4}v^2 \\ &\quad + \frac{1}{2}\partial^\mu H(x)\partial_\mu H(x) + \mu^2H^2(x) + \frac{\mu^2}{v}H^3(x) + \frac{\mu^2}{4v^2}H^4(x). \end{aligned} \quad (2.42)$$

Le champ W étant complexe et les champs Z et A réels, alors les termes de masse sont de la forme

$$m_W^2W^{-\mu}W_\mu^+ + \frac{1}{2}m_Z^2Z^\mu Z_\mu + \frac{1}{2}m_A^2A^\mu A_\mu. \quad (2.43)$$

En identifiant avec le Lagrangien, nous remarquons que les bosons W et Z ont un terme de masse alors que le champ A reste sans masse.

$$m_W = \frac{1}{2}gv \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad m_A = 0. \quad (2.44)$$

On définit l'angle de Weinberg tel que $\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ et $\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$. Le terme de masse devient, $m_Z = \frac{gv}{2\cos(\theta_W)} = \frac{m_W}{\cos(\theta_W)}$. Nous avons donc fait apparaître les termes

de masse des bosons W et Z tout en gardant la masse du photon nulle. Nous pouvons déduire la valeur de v à l'aide de la constante de Fermi G_F et de la relation,

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \sim 246 \text{ GeV}. \quad (2.45)$$

Nous remarquons dans les derniers termes du Lagrangien (2.42) que nous avons fait apparaître un champ $H(x)$ en interaction avec les bosons W et Z . Ce champ scalaire est associé au boson de Higgs qui a pour masse $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

En ce qui concerne les fermions, nous devons introduire le Lagrangien de Yukawa afin de générer leur masse. Ce Lagrangien doit, évidemment, être invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ afin de préserver la théorie développée précédemment,

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\lambda_e \bar{L} \phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\phi} u_R + h.c. , \quad (2.46)$$

avec $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$. Ainsi, pour les électrons, les quarks haut et bas nous obtenons les masses suivantes :

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} . \quad (2.47)$$

2.5 Les propriétés du boson de Higgs

2.5.1 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs est un paramètre libre du Modèle Standard. Cependant, plusieurs hypothèses théoriques permettent de contraindre sa masse :

- Unitarité des amplitudes de diffusion
- Trivialité
- Stabilité du vide

À cela, nous pouvons ajouter les limites expérimentales qui ont menées à la découverte du Higgs.

2.5.1.1 Limites théoriques

Unitarité des amplitudes de diffusion

Pour étudier l'unitarité, nous allons prendre l'exemple de la diffusion élastique des W à travers le processus $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$. Dans la limite des hautes énergies, les composantes longitudinales, W_L^\pm , peuvent être considérées comme des bosons de Goldston

w_{\pm} . La section efficace du processus impliquant ces bosons augmente avec l'augmentation d'énergie et peut entraîner la violation de la perturbativité. L'amplitude d'un tel processus, à haute énergie, est

$$\mathcal{A}(w_+w_- \rightarrow w_+w_-) = - \left(2\frac{m_H^2}{v^2} + \left(\frac{m_H^2}{v^2}\right)^2 \frac{1}{s - m_H^2} + \left(\frac{m_H^2}{v^2}\right)^2 \frac{1}{t - m_H^2} \right), \quad (2.48)$$

avec s et t les variables de Mandelstam¹. L'amplitude de diffusion peut être décomposée en fonctions d'ondes partielles, a_k dans la base des polynômes de Legendre,

$$\mathcal{A} = 16\pi \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) P_k(\cos\theta) a_k. \quad (2.49)$$

où P_k est le k -ième Polynôme de Legendre et θ l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse. La section efficace d'un processus de diffusion est donnée en intégrant l'équation,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{A}|^2}{64\pi^2 s}, \quad \text{avec } d\Omega = 2\pi d(\cos\theta). \quad (2.50)$$

La section efficace est donc,

$$\sigma = \frac{8\pi}{s} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} (2k+1)(2l+1) a_k a_l^* \int_{-1}^1 d(\cos\theta) P_k(\cos\theta) P_l(\cos\theta), \quad (2.51)$$

d'où,

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) |a_k|^2. \quad (2.52)$$

Le théorème optique [9], relie la section efficace à la partie imaginaire de l'amplitude dans la direction avant, c'est à dire pour $\theta = 0$,

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im}(\mathcal{A}(\theta = 0)) = \frac{16\pi}{s} \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) |a_k|^2. \quad (2.53)$$

Comme $P_k(1) = 1$ quelque soit k , cela mène aux conditions d'unitarité,

$$|a_k|^2 = \text{Im}(a_k) \Rightarrow |\text{Re}(a_k)|^2 + |\text{Im}(a_k)|^2 = \text{Im}(a_k) \quad (2.54)$$

$$\Rightarrow |\text{Re}(a_k)|^2 + |\text{Im}(a_k) - \frac{1}{2}|^2 = \frac{1}{4}.$$

Ceci est l'équation d'un cercle de centre $(0, \frac{1}{2})$ et de rayon $\frac{1}{2}$ dans le plan $[\text{Re}(a_k), \text{Im}(a_k)]$ (fig. 2.1). Comme les valeurs de $\text{Re}(a_k)$ sont comprises entre $\frac{1}{2}$ et $1\frac{1}{2}$, nous pouvons également choisir comme condition,

$$|\text{Re}(a_k)| < \frac{1}{2}. \quad (2.55)$$

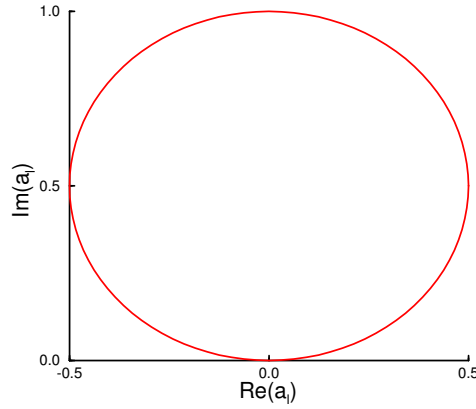


FIGURE 2.1 – Cercle montrant les conditions d’unitarité sur les amplitudes de diffusion.

Considérons le coefficient a_0 ,

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 dt |\mathcal{A}| \\
 &= -\frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 dt \frac{m_H^2}{v} \left(2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} + \frac{m_H^2}{t - m_H^2} \right) \\
 &= -\frac{m_H^2}{16\pi v} \left(2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \log \left(1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right) \\
 &\sim -\frac{m_H^2}{16\pi v} \left(2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_H^2}{s}\right) \right).
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

Dans la limite $s \gg m_H^2$ où la masse du boson de Higgs est plus petite que l’énergie dans le centre de masse,

$$a_0 = -\frac{m_H^2}{8\pi v^2}. \tag{2.57}$$

La condition d’unitarité obtenue en 2.55 donne donc,

$$m_H^2 < 4\pi v^2 \Rightarrow m_H < 870 \text{ GeV} \tag{2.58}$$

Si nous couplons le canal $W_L^+ W_L^-$ avec les canaux $Z_L Z_L$, HH , $Z_L H$, $W_L^+ H$ et $W_L^+ Z_L$, la limite la plus restrictive obtenue est :

$$m_H^2 < \frac{8\pi v^2}{3} \Rightarrow m_H < 710 \text{ GeV} \tag{2.59}$$

Trivialité du couplage

Le paramètre λ du potentiel de Higgs représente l’intensité du vertex à quatre bosons de Higgs. La masse du boson de Higgs en fonction de λ est,

$$m_H^2 = \frac{8\lambda(v^2)m_W^2}{g^2}. \tag{2.60}$$

1. A ecrire

La variation de ce couplage dépend de l'échelle d'énergie Q et est décrite par l'équation du groupe de renormalisation,

$$\frac{d\lambda(Q^2)}{d\ln(Q^2)} = \frac{3}{4\pi^2}\lambda^2(Q^2) + \text{Ordres plus élevés} \quad (2.61)$$

La solution à cette équation est,

$$\frac{1}{\lambda(Q^2)} = -\frac{3}{4\pi^2}\ln(Q^2) + \text{Constante} \quad (2.62)$$

Finalement, en exprimant la constante en fonction de $\lambda(v^2)$, nous avons

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2)\ln(\frac{Q}{v})} . \quad (2.63)$$

Lorsque $Q^2 \ll v^2$, c'est à dire aux petites énergies, le couplage $\lambda(Q^2)$ devient très petit et tend vers 0. Nous avons donc une théorie sans interaction électrofaible qui ne permet plus d'avoir de mécanisme de Brout-Englert-Higgs. Tandis que dans la limite $Q^2 \gg v^2$, le couplage diverge à partir du pôle de Landau,

$$Q_C = \Lambda_{\text{Landau}} = ve^{\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2}} . \quad (2.64)$$

Ainsi, il est nécessaire de supposer que le Modèle Standard n'est valide que jusqu'à une échelle de nouvelle physique Λ , c'est à dire que $\lambda(v^2)$ reste fini. Nous avons alors la condition $\lambda(v^2) \leq \lambda(\Lambda^2)$. Ce qui implique que,

$$\lambda(v^2) \leq \frac{4\pi^2}{3\ln(\frac{\Lambda^2}{v^2})} . \quad (2.65)$$

Comme nous savons que $\lambda(v^2) = \frac{m_H^2}{2v^2}$ alors nous avons la condition finale,

$$m_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3\ln(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \quad (2.66)$$

Cette masse dépend de façon logarithmique avec l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide. Par exemple si $\Lambda = 10^{16}$ GeV, nous avons un boson de Higgs plutôt légers avec $m_H \leq 200$ GeV.

Stabilité du vide

Une limite basse peut être obtenue à partir de la stabilité du vide [10] [11], en considérant le couplage quadratique $\lambda(Q)$. En effet, si λ devient trop petit, la contribution du quark

top deviendra dominante et donc λ pourra avoir des valeurs négatives. Le vide deviendrait alors instable. Pour éviter l'instabilité, la masse du Higgs doit être supérieure à un seuil. Pour des petites valeurs de λ nous avons [12],

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \ln\left(\frac{Q^2}{v^2}\right). \quad (2.67)$$

Pour que le couplage reste positif, le masse du boson de Higgs doit satisfaire,

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right). \quad (2.68)$$

Le potentiel de Higgs a donc un minimum pour les échelles d'énergie inférieures à Λ et le vide est stable. On obtient comme contrainte inférieure,

$$m_H > 70 \text{ GeV pour } \Lambda = 10^3 \text{ GeV} \quad (2.69)$$

$$m_H > 130 \text{ GeV pour } \Lambda = 10^6 \text{ GeV} \quad (2.70)$$

Un résumé des limites à partir des contraintes de trivialité et de stabilité [13] est montré sur le graphique 2.2.

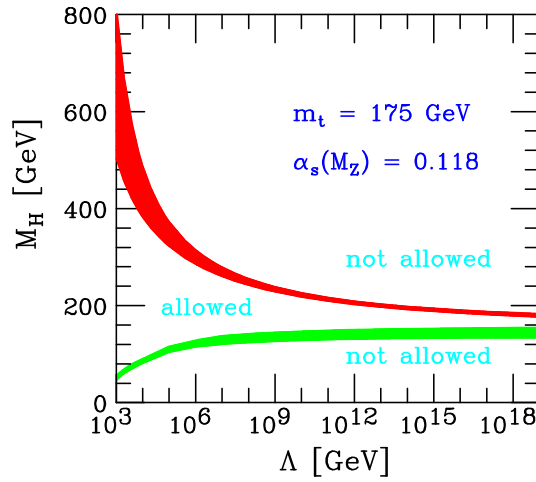


FIGURE 2.2 – Contrainte de stabilité du vide (limite verte) et de trivialité (limite rouge) de la masse du boson de Higgs, m_H , en fonction de l'échelle d'énergie, Λ , d'apparition de nouvelle physique.

2.5.1.2 Limites expérimentales

Recherches directs

La première recherche direct du boson de Higgs à été effectué au LEP (Large Electron

Positron). Le LEP était un collisionneur électron-positron avec une énergie dans le centre de masse ayant atteint $\sqrt{s} = 209$ GeV. Le principal processus de production au LEP était le Higgs-strahlung, $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$. La désintégration du Higgs se fait à plus de 70% en paires de quarks $b\bar{b}$. Le graphique 2.3 montre le résultat combiné des quatre expériences du LEP : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL [14]. La limite d'exclusion observée a été $m_H < 114.4$ GeV à 95% de niveau de confiance (CL). Parmi ces expériences, ALEPH avait observé un excès de 3σ (3 déviation standard) pour une masse du Higgs de 115 GeV.

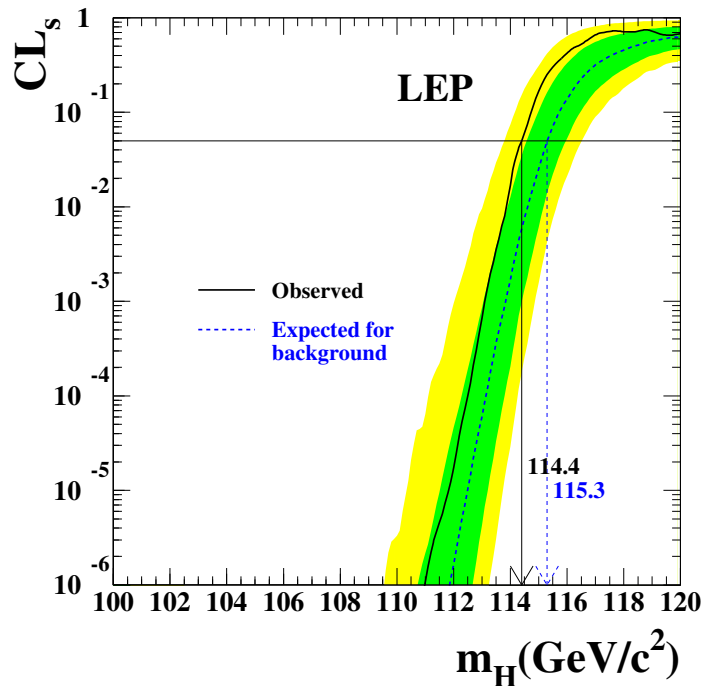


FIGURE 2.3 – Niveau de confiance de l’hypothèse signal plus bruit de fond d’un boson de Higgs du Modèle Standard recherché au LEP. Les masses inférieures à 114.4 GeV sont exclues à 95% de niveau de confiance.

La suite des recherches a été effectuée au Tevatron de Fermilab avec les expériences CDF et D0. Le Tevatron était un collisionneur proton-antiproton avec une luminosité allant jusqu’à 10 fb^{-1} . Les mécanismes de production principaux étaient la fusion de gluons et la production associée d’un boson de Higgs avec des bosons Z/W. Pour les basses masses, $m_H < 135$ GeV, le processus dominant était $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H/ZH$ où le Higgs se désintègre principalement en paires de quarks b. Pour les masses $m_H > 135$ GeV, le processus dominant était $gg \rightarrow H$ où le boson de Higgs se désintègre principalement en

paires de bosons W. Les résultats les plus récents [15] ont exclus les régions $100 \text{ GeV} < m_H < 103 \text{ GeV}$ et $147 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ à 95% de CL, voir graphique 2.4. Nous pouvons remarquer un excès des données par rapport au bruit de fond dans la région $115 < m_H < 140 \text{ GeV}$. A $m_H = 120 \text{ GeV}$ la signification locale est de 3 déviation standard.

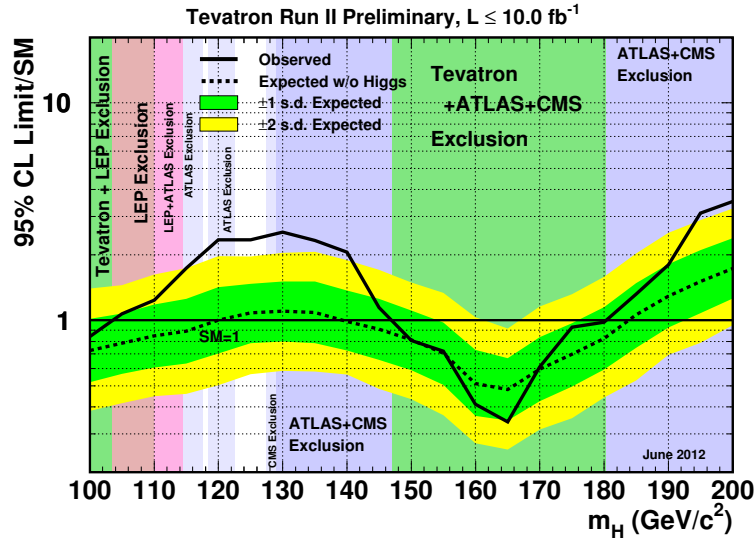


FIGURE 2.4 – Limites d'exclusion à 95% de CL du Tevatron sur la section efficace de production du Higgs par rapport à la section efficace du Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Ces valeurs sont les combinaisons des analyses de CDF et D0. Les limites affichées sont obtenues avec des calculs Bayesian. Les bandes représentent les régions de probabilités de 68% et 95% où les limites peuvent fluctuer en l'absence du signal [15].

Recherches indirects

L'existence du boson de Higgs contribuerait à la correction radiative des observables électrofaibles, lesquelles peuvent être mesurées avec une grande précision. Cela fournit une contrainte indirecte sur la masse du Higgs. Cela a été fait au LEP, Stanford Linear Collider (SLC), Tevatron et dans les expériences à basses énergies telles que les diffusions profondément inélastiques des ν_{μ^-} et $\bar{\nu}_{\mu^-}$. Les paramètres mesurés ont été, par exemple, la masse des bosons W et Z, les angles de mélanges, la masse du top et la constante de couplage de Fermi. Le $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ de l'ajustement des mesures combinées effectué

par le groupe de travail électrofaible [16] du LEP est montré dans le graphique 2.5 en fonction de la masse du Higgs. Les bandes jaunes de gauche et de droite sont les limites d'exclusion obtenues, respectivement, par le LEP2 et par le LHC. La masse ajustée du boson de Higgs du Modèle Standard est donc,

$$m_H = 94_{-24}^{+29} \text{ GeV}, \quad (2.71)$$

et la limite supérieure à 95% de CL (limite dérivé de $\Delta\chi^2 = 2.7$ pour la bande bleue, incluant les incertitudes expérimentales et théoriques) est,

$$m_H \leq 152 \text{ GeV}. \quad (2.72)$$

Des résultats similaires ont été obtenus par la collaboration GFitter [17].

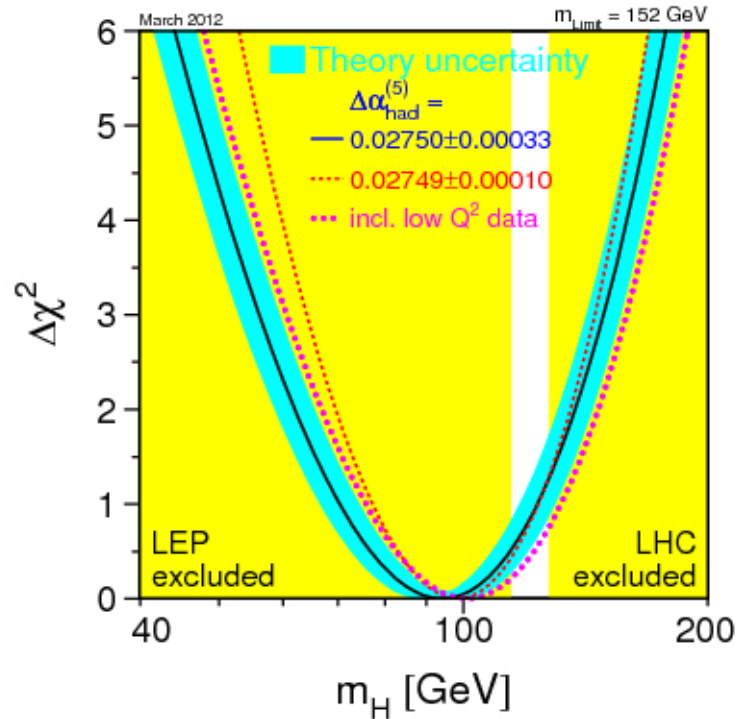


FIGURE 2.5 – Le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des mesures de précisions électrofaibles en fonction de m_H . La bande bleue représente les incertitudes théoriques des corrections inconnues de grand ordre.

2.5.2 Recherches au LHC

Le LHC a été créé pour découvrir ou exclure le Higgs sur toute sa région de masse. Les collisions de protons sur protons avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2011 et 8 TeV en 2012 ont permis la découverte du boson de Higgs. Mais une connaissance de la production du Higgs et de ses rapports de branchements ont été nécessaires. Pour cela les théoriciens ont minutieusement documenté les résultats pour différentes énergies dans le centre de masse [18] [19] [20]. Nous allons passer en revue ces différents résultats afin de comprendre les mécanismes liés au boson de Higgs au LHC.

2.5.2.1 Production du boson de Higgs au LHC

Dans un collisionneur comme le LHC, il y a quatre principaux mécanismes de production de boson Higgs. Leurs diagrammes de Feynman sont présentés dans le graphique 2.6.

Fusion de gluons (ggF)

La fusion de gluons à travers une boucle de quark lourd, produit un boson de Higgs qui est couplé au quark. C'est le processus dominant au LHC et cela dans toute la région de masse. Cette production est contrôlée par le couplage fort. Comme le couplage du Higgs est proportionnel à la masse du quark, la boucle de quark top est la plus probable, suivie par la boucle de quark b. Le calcul à l'ordre LO (leading Order) de la section efficace de ce processus est proportionnel à α_s^2 , ce qui implique d'importantes corrections radiatives QCD à haut niveau. À l'ordre NLO (Next to Leading Order), la section efficace augmente de 80-100%, avec une autre augmentation de 25% à l'ordre NNLO (Next-to-Next-Leading Order). Lorsque la contribution des gluons mous à l'ordre NNLL (Next-to-Next-Leading Logarithm) pour des collisions à 7 TeV est ajoutée, la section efficace augmente de 7-9% de plus. Des corrections électrofaibles supplémentaires, qui dépendent de la masse du Higgs, sont de l'ordre du pourcentage.

La valeur finale de la section efficace du processus de fusion de gluons utilise les fonctions de distribution de partons (PDFs) à l'ordre NNLO, avec les corrections QCD NNLL et les corrections électrofaibles NLO. La valeur centrale est déterminée en prenant la valeur moyenne de deux groupes, indépendants, de théoriciens : Le groupe ABPS (Anastasiou, Boughezal, Petriello, Stoeckli) et dFB (de Florian, Grazzini). Les résultats des deux groupes sont en accord [18]. La différence entre les deux groupes sur la valeur centrale est de +3% à +1% dans la région $115 < m_H < 300$ GeV à 7 TeV. Les incertitudes les

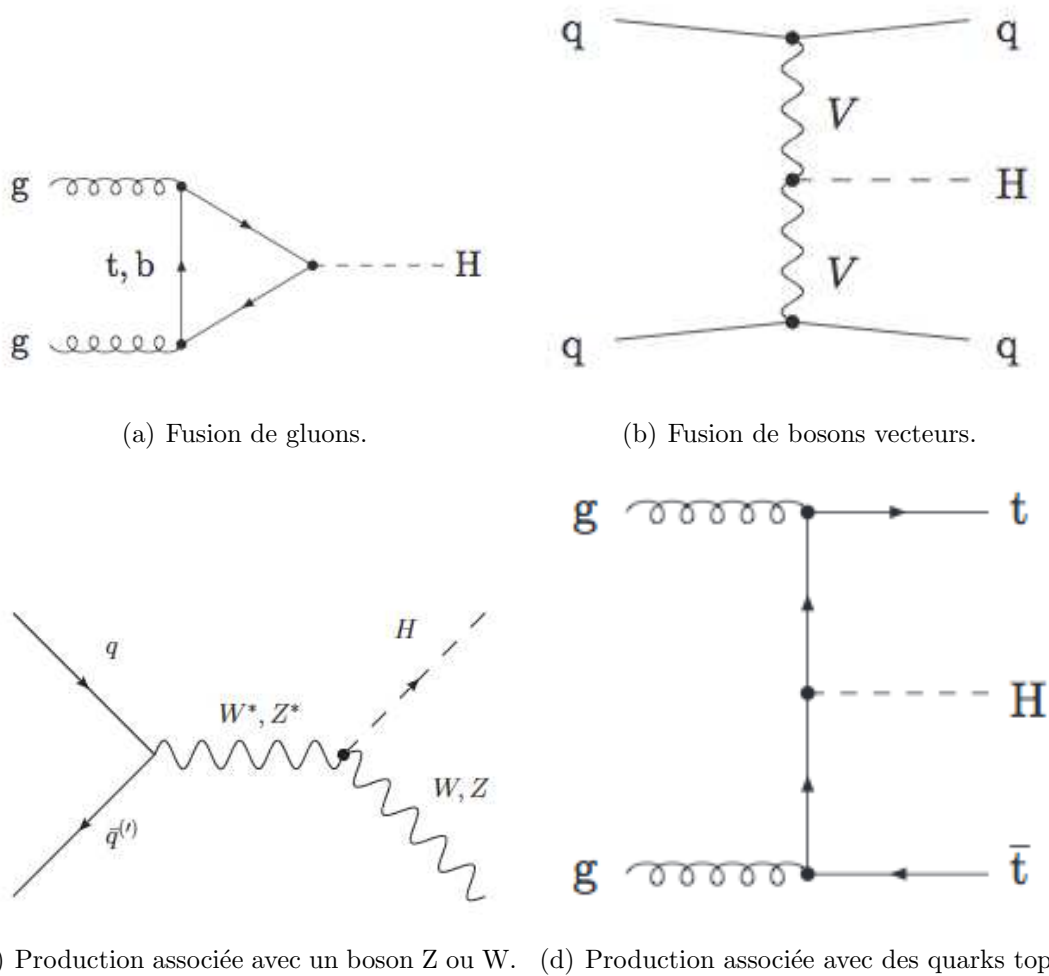


FIGURE 2.6 – Principaux processus de production du boson de Higgs dans un collisionneur de hadrons.

plus importantes viennent des corrections radiatives QCD de grand ordre non-calculées, et des PDFs. Elles sont respectivement de 9-10% et 7-8% pour le boson de Higgs dans la région de masse de 100-300 GeV, à 7 TeV. L'incertitude finale est obtenue en combinant les deux sources linéairement, ce qui nous donne environ 16%.

Fusion de bosons vecteurs

Dans ce processus, le boson de Higgs est produit à travers le couplage de deux bosons vecteurs, émis par les quarks initiaux, associé de deux jets énergétiques qui ont une topologie dos-à-dos. Au LHC, il y a trois façons de produire un Higgs associé à deux jets : Les canaux en t, u et s [18]. Les canaux t et u ont une très forte tendance à produire des jets avants et arrières, tandis que le canal s n'a pas cette tendance. Afin de supprimer

du bruit de fond, une coupure est appliqué qui exclus aussi le canal de production s . Le type de production VBF signifie alors les canaux t et u . Le calcul de la section efficace du VBF élimine aussi ce canal. Le VBF est le deuxième processus de production le plus important. Les corrections QCD à l'ordre NLO augmentent la section efficace de 5-10% par rapport à l'ordre LO. Les corrections QCD à l'ordre NNLO via l'approche des fonctions de structures, combiné avec les corrections électrofaible à l'ordre NLO, donnent une incertitudes d'environ 1-2%. Les incertitudes des PDFs sont du même ordre.

Production associée avec un boson Z ou W

La production associée, appelée aussi le Higgs-strahlung, produit un boson de Higgs à travers sont couplage avec un bosons W ou Z, lequel est produit en couplant une paire quark-antiquark. Ce processus est important, en dépit de sa petite section efficace, car il fournit une signature propre pour détecter les bosons de Higgs se désintégrant en paire $b\bar{b}$. Dans le canal WH, la section efficace est donnée à l'ordre NNLO des corrections QCD et à l'ordre NLO des corrections électrofaibles. Les incertitudes sont de 0.5% pour l'échelle QCD et 4% pour les PDFs.

Production associée avec des quarks top

Le bosons de Higgs est émis des quarks top. Ce processus permet de mesurer le couplage Yukawa top-Higgs. La section efficace de ce processus est donnée à l'ordre NLO. Les incertitudes QCD sont de 5-10% et les incertitudes PDFs sont de 3-5%.

Le graphique 2.7 montre, pour 7 TeV, la section efficace total des processus de production cité ci-dessus avec leurs incertitudes représentées par des bandes. Les types de corrections inclus dans les calculs sont écrits sur bandes. A 8 TeV, la section efficace à augmenter en moyenne de 30%.

2.5.2.2 Modes de désintégration du boson de Higgs

Les rapports de branchement du boson de Higgs du Modèle Standard sont calculées dans la référence [18]. Cela inclus tous les canaux qui sont permis, avec les correction QCD et électrofaibles à l'ordre NLO. Le graphique 2.8 montre les rapports de branchement en fonction de la masse du boson de Higgs. Les incertitudes sont représentées par les bandes.

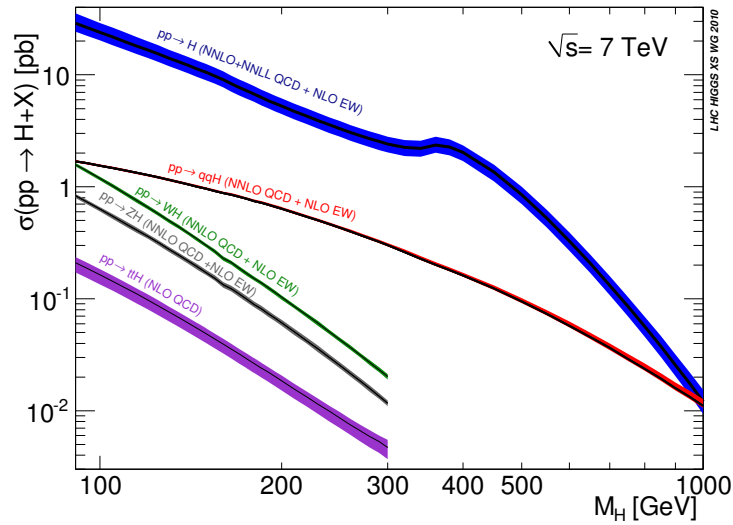


FIGURE 2.7 – Section efficace de production d’un boson de Higgs du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

La largeur totale du boson de Higgs est obtenue en sommant toutes les largeurs partielles et est montré dans le graphique 2.9.

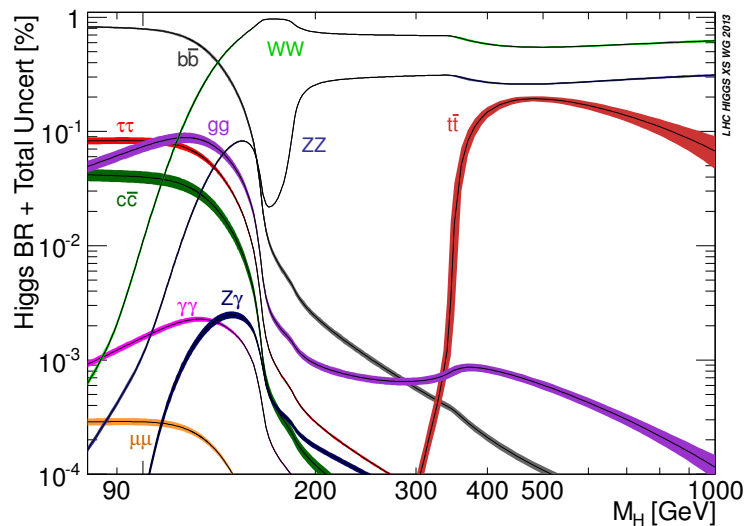


FIGURE 2.8 – Rapport de branchement en fonction de la masse du boson de higgs [20].

Pour savoir quel canal est utilisé, il y a quelques conditions. Le canal doit produire un nombre suffisant de bosons de Higgs pour que l’expérience puisse les identifier parmi les événements de bruit de fond. Cela revient à demander un grand rapport de branchement

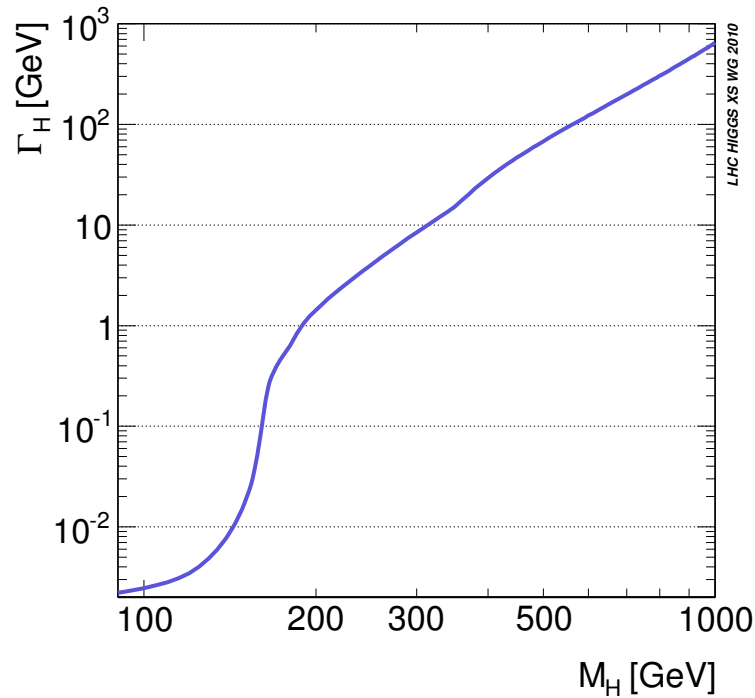


FIGURE 2.9 – Largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse [20].

et amène la question du rapport signal sur bruit (s/b). Pour avoir un grand rapport signal sur bruit, les modes de désintégrations doivent vérifier une des deux conditions suivantes :

1. contenir des objets facilement identifiables par le détecteur, par exemple les leptons ou l'énergie manquante.
2. contenir une signature qui diffère du bruit de fond, par exemple la topologie dos-à-dos des jets énergétiques.

Ainsi, en dépit de leur grand rapport de branchement, certains canaux sont exclus des canaux de recherche, par exemple $H \rightarrow c\bar{c}$ et $H \rightarrow gg$. Le bruit de fond QCD de ces processus a un ordre de grandeur plus important que celui signal. Le signal n'a donc pas de signature distincte. En combinant les conditions ci-dessus, il ne reste plus que quelques canaux de recherche pour le Higgs. Le produit des sections efficaces de production par les rapports de branchements du boson de Higgs sont montré dans le graphique 2.10. Il apparaît clairement que le canal de recherche dépend la région en masse analysée.

Région à basse masse, $115 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$

Dans cette région, le processus $H \rightarrow b\bar{b}$ a un rapport de branchement d'environ 75% mais

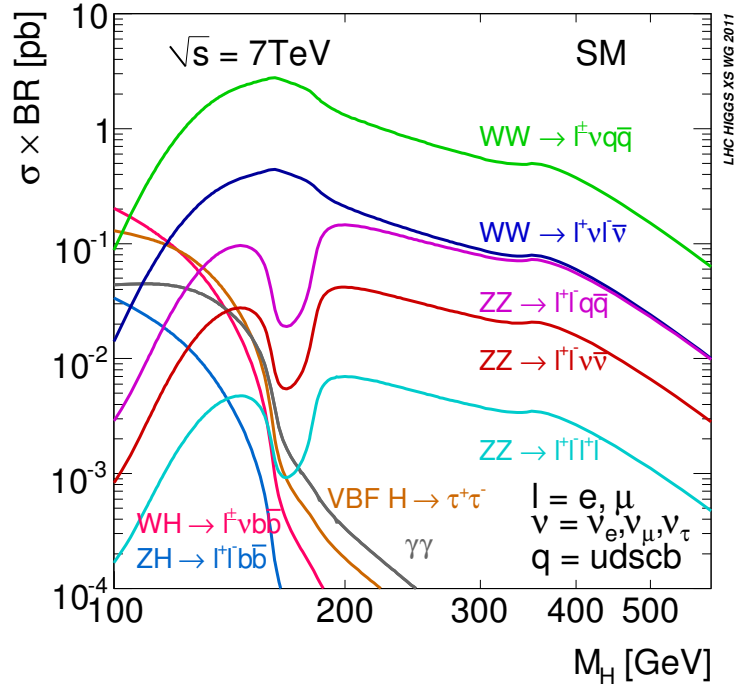


FIGURE 2.10 – Produit de la section efficace de production par le rapport de branchement pour le boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse.[20].

à cause de son important bruit de fond QCD, il est impossible d’extraire du signal dans le mode ggF. Tandis que dans le mode du Higgs-strahlung, il y a la signature de leptons isolés si le W ou Z se désintègre leptoniquement et de l’énergie manquante si c’est un W. Ces signatures particulière font de $H \rightarrow b\bar{b}$ un canal de recherche intéressant.

L’autre processus qui a un grand rapport de branchement est $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Le Higgs produit par le mode VBF et se désintégrant leptoniquement ou semi-leptoniquement en paire de τ donne la signature de leptons isolés dans la partie centrale avec des jets avants et arrières. Ce qui est une topologie rare en QCD.

Bien qu’il n’a pas le plus haut rapport de branchement, le processus $H \rightarrow \gamma\gamma$ joue un rôle très important dans la recherche du boson de Higgs. Dans ce processus, le Higgs ne couple pas directement avec les photons de l’état final car ils sont sans masse. La désintégration se fait par l’intermédiaire d’une boucle de particules massives (principalement des quarks top) pour produire les photons de l’état final. En demandant deux photons énergétiques et isolé, la masse du Higgs peut être complètement reconstruite. Comme la largeur du boson de Higgs est d’environ 1-2 GeV dans cette région et qu’un

grand nombre d'événements survivent après l'analyse de sélection, le bruit de fond QCD peut être extrait, ce qui laisse un pic clair représentant le signal.

Le canal $H \rightarrow ZZ$ a lui aussi l'avantage de reconstruire complètement la masse du Higgs lorsqu'il se désintègre en quatre leptons. Malgré son faible rapport de branchement mais grâce à sa signature claire, le bruit de fond peut être considérablement réduit. Ce canal bénéficie de la mesure très précise des électrons, ce qui donne une résolution de la masse du Higgs d'environ 2 GeV pour $m_H = 130$ GeV. Une précision qu'aucun autre canal ne peut atteindre.

Le canal $H \rightarrow WW$ a un bon rapport de branchement dans cette région en masse. La signature de ce canal est deux leptons de haute énergie et une grande énergie transverse manquante. Ce canal ne peut pas reconstruire la masse du Higgs à cause des deux neutrinos.

Région de masse intermédiaire, $130 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$

Dans cette région, le Higgs se désintègre principalement en WW et ZZ . $H \rightarrow WW$ devient dominant, plus spécialement dans la région $2m_W < m_H < 2m_Z$, les W sont sur la couche de masse tandis qu'un des Z est encore hors couche de masse. En reprenant les arguments de la région à basse masse, le canal ZZ peut reconstruire complètement la masse du Higgs.

Région à haute masse, $180 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$

Dans cette région $m_H > 2m_Z$ et donc les deux ZZ sont sur la couche de masse. Cependant pour $m_H > 600$ GeV, la largeur totale du Higgs devient très large. Pour augmenter la statistique il faut ajouter les processus $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$, $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$.

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

3.1 Le LHC

Le complexe du CERN est illustré dans le graphique 3.1. Il a été construit entre la France et la Suisse.

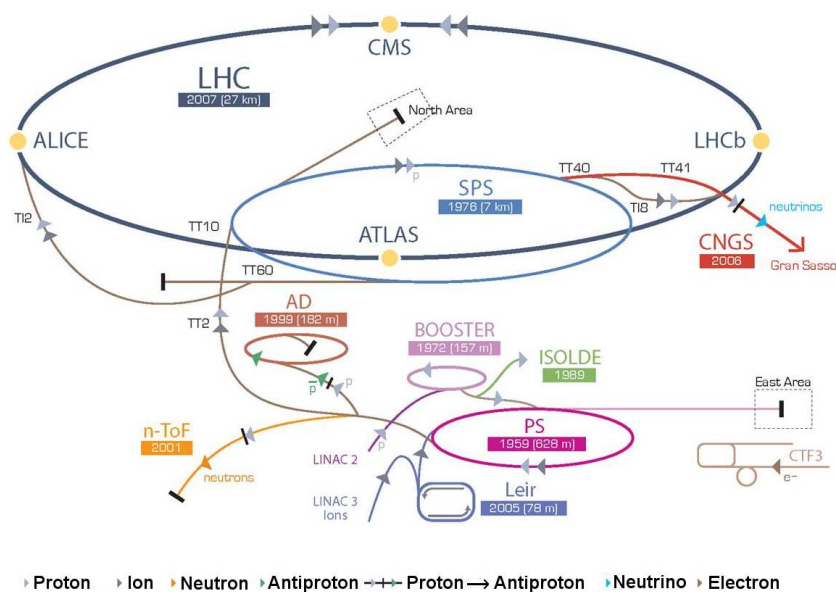


FIGURE 3.1 – Illustration du complexe du CERN.

Le Large Hadron Collider (LHC, [21]) est un collisionneur proton-proton et ions lourds. Il a été construit dans le tunnel utilisé par le collisionneur électron-positron LEP du CERN et utilise le réseau d'accélérateurs déjà présent sur le site. Ce tunnel fait 26.7 km de circonférence et est enterré entre 45 m et 170 m de profondeur entre la Suisse et la France. Les

protons passent par différentes étapes pour les porter jusqu'à l'énergie de collision où ils seront stockés dans le LHC. Les faisceaux se rencontrent en quatre points de l'accélérateur où sont situées les quatre expériences principales du LHC. Les protons sont produits par une source appelée Duoplasmatron. Ils sont très brièvement accélérés avant d'être injectés dans le Linac2 puis sont amenés jusqu'à l'énergie d'injection du *Booster*, 1.4 MeV. Dans le *Booster* qui n'est autre qu'un synchrotron, les protons voient leur énergie augmenter jusqu'à atteindre 50 MeV. Ils sont alors extraits et injectés dans le *Proton Synchrotron* qui porte leur énergie jusqu'à 25 GeV avant de les injecter dans le *Super Proton Synchrotron*. Les protons sont accélérés jusqu'à 450 GeV et peu à peu injectés dans le LHC. Les protons sont finalement accélérés jusqu'à atteindre l'énergie de collision du LHC de 7 TeV pour l'année 2011 et de 8 TeV pour l'année 2012. Le LHC est arrêté durant l'année 2013 et 2014 afin d'augmenter l'énergie de collision et de permettre aux expériences d'améliorer les détecteurs. Le LHC redémarrera en 2015 avec une énergie dans le centre de masse de 13-14 TeV.

Le LHC utilise des aimants supraconducteurs car la supraconductivité est, à l'heure actuelle, la seule technologie capable de réaliser des aimants de courbure de dimension raisonnable au-delà du TeV. Cette technologie a déjà été éprouvée au Tevatron (FNAL), à HERA (DESY) et à RHIC (BNL). Dans tous ces exemples, les aimants étaient constitués d'enroulements de fils en Nb-Ti refroidis à 4.2 K pour atteindre un champ magnétique proche de 5 T. Le LHC fait fonctionner les aimants à la température de l'hélium superfluide, 1.9 K.

Sur le LHC, chaque faisceau circule dans son propre tube à vide avec ses aimants (dipôles et quadrupoles). Les deux chambres à vide cohabitent à 20 cm l'une de l'autre dans le même cryostat.

Le LHC est divisé en huit octants et huit sections droites. Dans les sections droites on trouve :

- la région de *dump* où le faisceau de haute énergie est arrêté afin de protéger la machine et les expériences.
- le système Radio Fréquence (RF) où les particules sont accélérées à leur énergie nominale.
- le *momentum cleaning* permet de nettoyer le faisceau des particules qui ont une

impulsion trop éloignée de l'impulsion nominale.

- la *betatron cleaning* permet de nettoyer le faisceau des particules dont l'amplitude des oscillations autour de l'orbite nominale est trop importante.

A chaque point de collision, ou à proximité, sont situés des détecteurs de particules. Ces détecteurs sont conçus pour détecter, identifier et caractériser les différents types de particules produits lors d'une collision proton-proton ou ion-ion. Au LHC, on en compte six :

ATLAS pour *A Toroidal LHC ApparatuS* est un détecteur polyvalent qui se concentre sur la recherche du boson de Higgs et celle de la supersymétrie (SUSY) en passant par la recherche de dimensions supplémentaires [22]

CMS pour *Compact Muon Solenoid* a les mêmes objectifs que le détecteur ATLAS mais avec une conception différente [23]

ALICE pour *A Large Ion Collider Experiment* est un détecteur spécialisé dans l'analyse de la physique des collisions entre ions lourds. Il étudie les propriétés du plasma de quarks et gluons permettant ainsi de mieux comprendre l'état de la matière quelques instants après le Big Bang [24]

LHCb pour *Large Hadron Collider beauty experiment* étudie l'asymétrie entre matière et antimatière par l'observation des mésons B, particules qui contiennent le quark *b* [25]

TOTEM pour *TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement* étudie la physique diffractive et détecte les particules diffusées à très petits angles permettant ainsi de mesurer la luminosité absolue et la section efficace totale proton-proton [26]

LHCf pour *LHC forward* étudie les particules neutres émises vers l'avant pour simuler en laboratoire des rayons cosmiques de haute énergie [27]

Une des principales caractéristiques du LHC est sa capacité à produire des collisions, décrites par un paramètre appelé la *Luminosité*. Pour deux paquets contenant N_1 et N_2 protons se croisant à une fréquence f_r , la luminosité instantanée (exprimée en $cm^{-2}s^{-1}$) peut être écrite par [28] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f_r}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.1)$$

où $\sigma_{x,y}$ est la taille transverse des faisceaux au point d'interaction.

Le 30 Mars 2010, le LHC a réussi à effectuer des collisions de protons à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. En 2012, le LHC a augmenté son énergie dans le centre de masse à 8 TeV.

3.2 le détecteur ATLAS

3.2.1 Vue d'ensemble d'ATLAS

ATLAS est un détecteur de 44m de long, 22m de diamètre et de 7000 tonnes. Le système de coordonnées dans les détecteurs cylindriques comme ATLAS est présenté dans la figure 3.3. L'axe x pointe du centre des interactions vers le centre de l'accélérateur circulaire, l'axe y pointe vers le haut¹. L'axe du faisceau définit l'axe z . L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan $x - y$, l'angle polaire θ autour de l'axe z . Pour les positions, les quadrants $z > 0$, $z = 0$ et $z < 0$ définissent respectivement le côté A, le plan B et le côté C du détecteur. Pour l'angle polaire, on utilise la pseudo-rapidité, définie par (voir figure 3.2)

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.2)$$

Les grandeurs transverses, définies dans le plan $x - y$, sont notées en indice T, comme l'impulsion transverse P_T , l'énergie transverse $E_T = \frac{E}{ch} \eta$ et l'énergie transverse manquante E_T^{miss} .

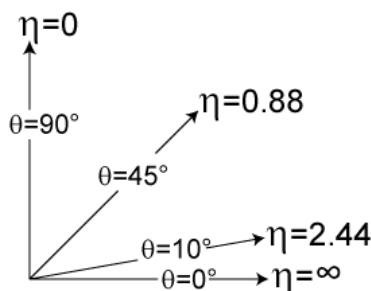


FIGURE 3.2 – Relation entre l'angle polaire θ et la pseudo-rapidity η .

Le détecteur est présenté sur le graphique 3.4. Les faisceaux de protons se croisent au niveau du détecteur ATLAS, ce qui définit le point d'interaction. Autour de ce point appelé vertex primaire se trouve le détecteur interne. Il a pour rôle de déterminer la trajectoire des particules chargées et l'origine des vertex primaires et secondaires, mais également, en association avec le champ magnétique solénoïdal dans lequel il baigne, de mesurer l'impulsion des particules chargées. Puis se trouve le système de calorimétrie, dont le rôle est de mesurer l'énergie des particules. Tout d'abord, les particules rencontrent le calorimètre électromagnétique, qui mesure l'énergie des particules de nature électromagnétique. Puis,

1. En fait, le tunnel est très légèrement incliné de 0,704 degrés.

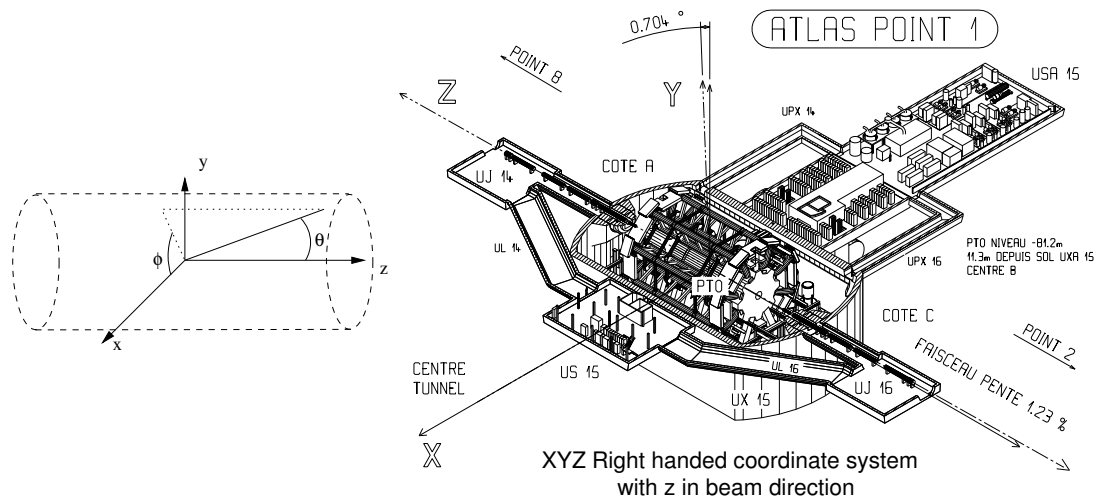


FIGURE 3.3 – Système de coordonnées utilisé pour le détecteur ATLAS.

elles traversent le calorimètre hadronique, qui mesure l'énergie des particules de nature hadronique : les jets. Enfin se trouve le détecteur à muons pour mesurer la trajectoire et l'énergie des muons.

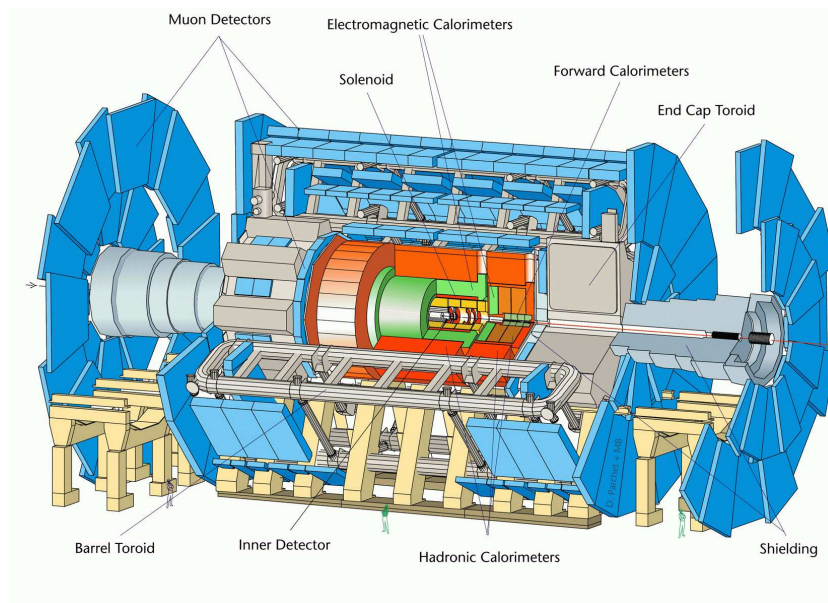


FIGURE 3.4 – Vue d'ensemble du détecteur. De l'intérieur vers l'extérieur, on trouve un détecteur interne plongé dans un champ magnétique solénoïdal, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique, et un spectromètre à muons avec un système magnétique.

3.2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne [29] [30] permet de suivre la trajectoire des particules chargées déviées par le champ magnétique solénoïdale. Les algorithmes de reconstruction des traces d'impulsion transverse utilisent l'information de l'ensemble des détecteurs pour reconstruire l'impulsion transverse et le vertex. Il permet d'étiqueter les jets issus de quarks b grâce à l'existence d'un vertex secondaire déplacé. Il couvre la région de pseudo-rapacité $|\eta| \leq 2.5$.

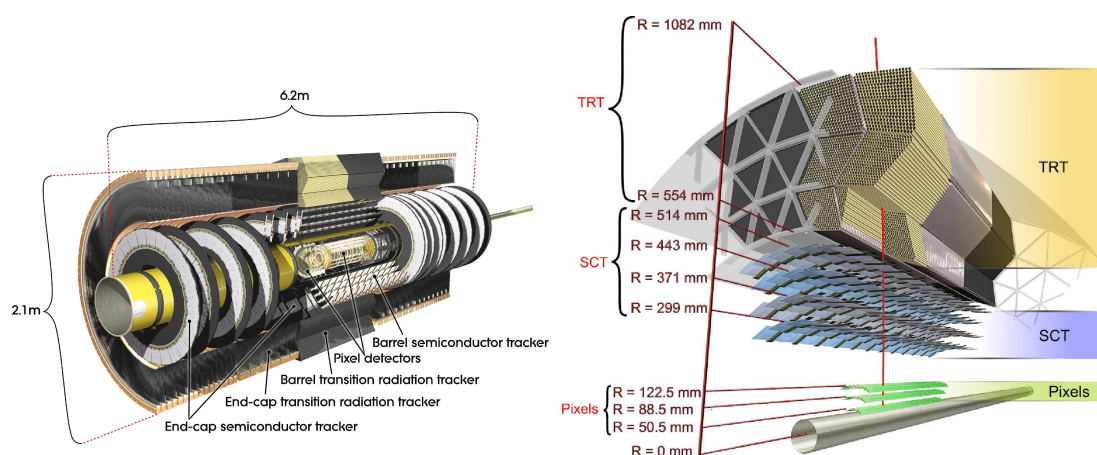
Il est constitué de trois sous-détecteurs (voir graphique 3.5) avec une géométrie constituée de deux régions : une région tonneau, parallèle à l'axe des faisceaux et une région bouchon, perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Le détecteur à pixel et les micropistes situés à une distance très faible des faisceaux, ont un rôle crucial pour la reconstruction des vertex principaux et secondaires. Les couches sont disposées de manière à ce que chaque trace chargée touche au moins 3 couches de pixels et 4 couches de micropistes. La couche externe est constituée de pailles : le système TRT (Transition Radiation Tracker).

3.2.2.1 Le détecteur à pixels

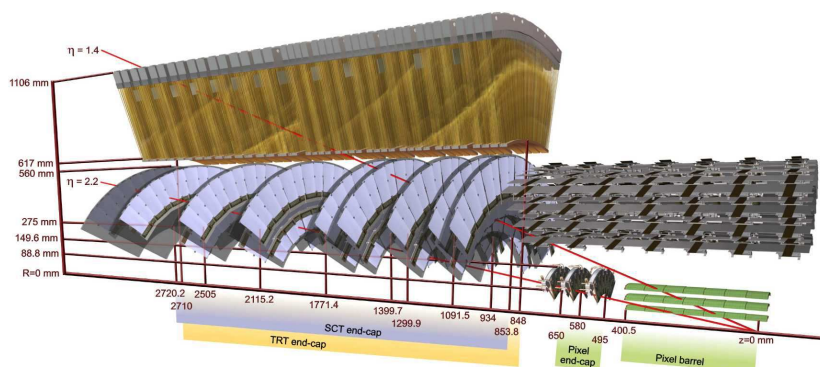
Ce détecteur est le plus proche du vertex de la collision. Ce détecteur a une très fine granularité afin de pouvoir distinguer les traces de différentes particules car les particules issues de la collision ne sont pas encore séparées par le champ magnétique solénoïdal. La partie qui se trouve dans le tonneau possède trois couches concentriques de modules (1456 modules) à pixels aux rayons d'environ 5cm, 9cm et 12cm. Les bouchons possèdent trois disques chacun (288 modules) aux rayons d'environ 9cm et 15cm. Chaque module mesure 62.4mm de long pour 21.4mm de large et contient 46080 pixels. Au total, le détecteur à pixels contient 80 millions de pixels qui couvrent une zone de $1.7 m^2$. La première couche la plus proche du vertex qui se trouve dans la zone du tonneau s'appelle la couche B, en raison de son importance pour l'étiquetage des b .

3.2.2.2 Le SCT

Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs (SCT pour Semi-Conductor Tracker) couvre la région $|\eta| < 2.5$ et permet au moins 8 points par trace. Il entoure le détecteur à pixels. Sa granularité est moins fine car il se trouve plus loin du vertex de la collision. Le système de détection est composé de micropistes de silicium de taille $80 \mu m \times 128 mm$. Il est composé dans la partie centrale de quatre cylindres de deux plans de détection. Les



(a) Sous-détecteurs composant le détecteur interne. (b) Vue en coupe de la partie centrale du détecteur interne.



(c) Vue en coupe de la partie *bouchon* du détecteur interne.

FIGURE 3.5 – Le détecteur interne d’ATLAS se compose de trois sous-détecteurs : les pixels, le SCT et le TRT ; divisés chacun en deux parties : le *tonneau* et les *bouchons*.

cylindres sont disposés aux rayons $r \approx 30, 37, 44,$ et 52 cm. Un décalage de 40 mrad entre deux plans de chaque couche assure la mesure en z de chaque point. Dans les bouchons, neuf disques sont répartis entre $z = 85$ et 272 cm autour du point d’interaction.

3.2.2.3 Le TRT

Le détecteur à rayonnement de transition (TRT pour Transition Radiation Tracker) permet de mesurer la courbure de la trajectoire des particules, en utilisant une technologie à coût réduit et avec une densité de matière par trace moindre que les autres détecteurs. Il permet de collecter 36 points de mesure supplémentaires par trace, permettant une détermination efficace de la trajectoire des particules chargées dans le plan $r - \phi$. Il per-

met ainsi d'accéder à une bonne précision de la mesure de l'impulsion de ces particules et de bien reconstruire les traces.

Il constitue la dernière couche du détecteur interne. Il se compose de 351000 tubes de 4 mm de diamètre, remplis d'un mélange gazeux qui induit un rayonnement de transition. Ce mélange se compose de 70% de Xe, 27% de CO₂ et de 3% de O₂. Les tubes sont séparés par du polypropylène et sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau dans la région du tonneau et radialement dans les bouchons, ce qui fait que les tubes sont quasiment systématiquement orthogonaux à la trajectoire des particules chargées.

Pour les particules chargées, le changement de milieu de l'extérieur vers l'intérieur produit un rayonnement de transition (photons), qui est absorbé par le Xénon, produisant des électrons d'ionisation, eux aussi détectés une anode. Ce rayonnement de transition augmente avec le rapport $\gamma = E/m$ où E est l'énergie de la particule et m sa masse. Ainsi, dans le TRT, les électrons déposent plus d'énergie que les autres particules. Ce détecteur permet donc une identification des électrons.

3.2.2.4 Champ magnétique

Un solénoïde entoure tout le détecteur interne afin de fournir un champ magnétique de 2T et de courber la trajectoire des particules chargées. La direction de la courbure détermine la charge de la particule. Le degré de courbure est lié à l'impulsion de la particule. Ce solénoïde est constitué d'une bobine supraconductrice en aluminium, cuivre, titane et niobium de 2.44m de diamètre. Il fonctionne à la température de 4.5K. Il se situe dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, dans une enceinte séparée remplie d'hélium liquide.

3.2.3 Le calorimètre

Le rôle de la calorimétrie dans un détecteur de particules auprès d'un collisionneur de hadrons est d'effectuer une mesure précise de l'énergie et de la position des électrons et des photons (calorimètre électromagnétique) et de l'énergie et de la direction des jets ainsi que l'impulsion transverse manquante (calorimètre hadronique). L'activité attendue dans un calorimètre est très importante. Cela implique un détecteur ayant un temps de réponse rapide et une forte granularité pour minimiser les effets d'empilement des événements,

aussi bien dans le temps que dans l'espace. Les effets d'empilement sont dûs à la haute fréquence de collisions, le détecteur se retrouve avec une superposition d'événements qu'il doit gérer. Une étude complète des contraintes imposées aux calorimètres a été effectuée et a conduit à la conception des calorimètres actuels.

Le calorimètre d'ATLAS se compose de deux calorimètres : un électromagnétique [31] et un hadronique [32] (voir la figure 3.6). Nous allons les détailler dans les sections suivantes.

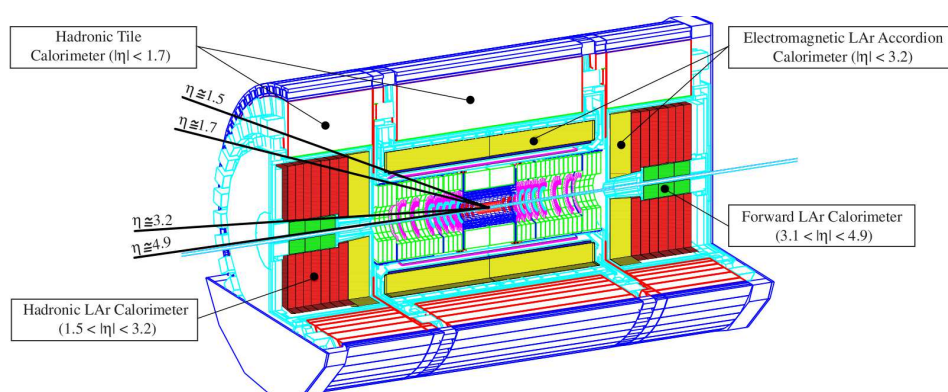


FIGURE 3.6 – Vue en 3D des calorimètres du détecteur ATLAS. Ils se divisent en un calorimètre électromagnétique à argon liquide et un calorimètre hadronique, utilisant deux technologies : les tuiles et l'argon liquide.

3.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

De façon générale, un calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des particules de nature électromagnétique : électrons, positrons, photons. Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage à argon liquide. Cette technologie est connue et utilisée depuis de nombreuses années mais a été adaptée aux contraintes de la physique que l'on veut observer au LHC. Il a une géométrie en accordéon (graphique 3.7) afin d'avoir une couverture homogène en ϕ et de présenter quasiment aucune zone inactive. Il est divisé en un tonneau couvrant la région de pseudorapidité $|\eta| < 1,475$ et deux bouchons aux régions $1,375 < |\eta| < 3,2$. A cause de la transition entre les différentes parties du calorimètre, et de la nécessité d'une zone de service pour faire passer les câbles, une zone de transition de moindre acceptation existe à $1,37 < |\eta| < 1,52$.

Cette zone s'appelle aussi “le crack”. Lors de la mise en place du calorimètre, un petit espacement a été laissé entre les deux parties tonneaux à $\eta = 0$. Ce qui implique des pertes d'énergie lors de la mesure d'énergie à cette valeur de η .



FIGURE 3.7 – Géométrie en accordéon de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS.

Le principe de fonctionnement est de freiner les particules électromagnétiques avec un matériau lourd, le plomb, puis de mesurer les particules secondaires produites en mesurant les charges créées dans l'argon liquide par ionisation. Ces particules secondaires sont produites par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) pour les électrons et par création de paires électron-positron pour les photons. Tant que leur énergie est suffisante, le phénomène continue en cascade et donne lieu à une gerbe électromagnétique. Les caractéristiques de la gerbe (profondeur, largeur) permettent l'identification des particules. Afin de permettre une bonne identification de ces particules issues de la gerbe, le calorimètre électromagnétique est segmenté en trois couches longitudinales de différentes granularités (tableau 3.1 et graphique 3.8) et un prééchantillonneur :

- Prééchantillonneur : Il permet de recouvrir l'énergie déposée dans les matériaux situés en amont (tubé à vide, cryostat, solénoïde, détecteurs internes, services, etc...). Le prééchantillonneur couvre la région $|\eta| < 1.8$.
- Première couche : Cette couche aide à séparer les gerbes électromagnétiques proches l'une de l'autre. Par exemple, les gerbes qui proviennent des deux photons de la

TABLE 3.1 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) de différents compartiments du calorimètre électromagnétique.

région en η	0 à 1.4	1.4 à 1.8	1.8 à 2.0	2.0 à 2.5	2.5 à 3.2
Prééchantillonneur	0.025×0.1	0.025×0.1			
Couche 1	0.0031×0.1	0.0031×0.1	0.004×0.1	0.006×0.1	0.1×0.1
Couche 2	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.1×0.1
Couche 2	0.050×0.025	0.050×0.025	0.050×0.025	0.050×0.025	

désintégration d'un π^0 . Ainsi, cette couche permet de bien séparer un photon d'un π^0

- Deuxième couche : C'est dans cette couche que les photons et électrons déposent la majorité de leur énergie.
- Troisième couche : Cette couche permet de mesurer une estimation de la perte d'énergie à la fin de la gerbe électromagnétique.

La résolution d'énergie

La résolution d'énergie est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.3)$$

avec,

- a , exprimé en $\sqrt{\text{GeV}}$, est le terme d'échantillonnage ou stochastique, lié à la structure du calorimètre. Il provient des fluctuations dans le processus de mesure, dues aux fluctuations intrinsèques des processus physiques mis en jeu, à ceux du développement des gerbes dans le calorimètre, et des quantités de charges générées par rapport à l'énergie déposée. Le terme a , atteint 10% et vaut 0.1.
- b , exprimé en GeV, indépendant de l'énergie, est le terme de bruit. Il provient de la chaîne de traitement électronique et de l'empilement des événements des différentes interactions. Le terme b vaut 0.3.
- c , sans dimension, est le terme constant. Il provient des non-uniformités du détecteur, n'ayant pas pu être éliminées lors de la construction ou absorbées par l'étalonnage

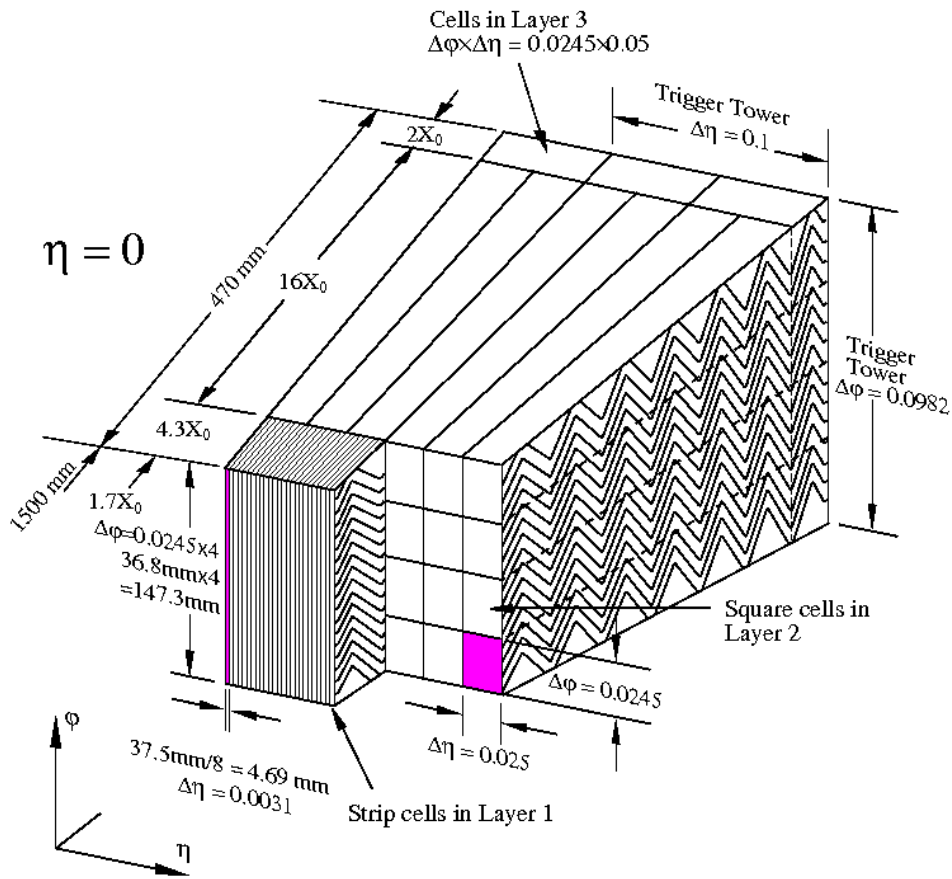


FIGURE 3.8 – Présentation des différents modules du calorimètre à argon liquide dans sa partie centrale. Il est divisé en trois régions avec des granularités croissantes en partant du point d'interaction.

du détecteur. A haute énergie, au-dessus de 100 GeV, c'est le terme dominant. Ce terme contient une contribution globale, caractéristique des non-uniformités du calorimètre, et une contribution locale, caractérisant les inhomogénéités à courtes distances. Le terme c vaut 0.007.

La résolution angulaire

La résolution angulaire est obtenue grâce à la haute granularité du détecteur. Cela devient important pour les particules neutres car elles ne laissent pas de trace dans le détecteur interne. Il est donc impossible d'avoir une direction à l'aide du détecteur interne. La résolution de calorimètre électromagnétique est entre 50 et 60 mrad/ $\sqrt{E(\text{GeV})}$

La résolution en temps

La résolution en temps peut être particulièrement importante pour l'étude de particules de longue vie et est de l'ordre de 100 ps pour le calorimètre électromagnétique.

Partie vers l'avant $3.1 < |\eta| < 4.9$

Dans la région $3.1 < |\eta| < 4.9$, c'est le calorimètre électromagnétique avant (FCAL pour *Forward CALorimeter*), un autre type de calorimètre à argon liquide qui est utilisé. Il est constitué d'un ensemble d'électrodes en cuivre parallèles à la direction du faisceau, insérées dans une matrice de cuivre. Une épaisseur de $250 \mu\text{m}$ d'argon liquide sépare la matrice et l'électrode. Les électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide dérivent entre l'électrode et la matrice.

3.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des jets, signature expérimentale des quarks et des gluons. Il est constitué de différentes parties :

$\eta < 1.6$: alternance d'absorbeur en fer et de fibres scintillantes (calorimètre à tuiles)

$\eta > 1.6$: calorimètre à argon liquide (calorimètres bouchons et calorimètre avant)

Le choix de l'argon liquide pour les calorimètres vers l'avant s'explique par sa bonne résistance aux radiations.

Le calorimètre hadronique à tuiles, dont un module est schématisé sur la figure 3.9, est un calorimètre à échantillonnage qui utilise le fer comme milieu absorbant et des tuiles scintillantes comme milieu actif. Les tuiles sont lues à chaque extrémité par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Le temps de réponse des photomultiplicateurs est d'environ 23.5 ns, ce qui permet d'identifier la collision dont sont issus les hadrons observés. Des tests en faisceau associant les deux calorimètres électromagnétique et hadronique ont permis de montrer que la résolution en énergie pour les pions pouvait être paramétrisée, grâce à l'équation 3.3, avec un terme d'échantillonnage de $(52.0 \pm 1.0)\%$, un terme de bruit de $1.6 \text{ GeV} \pm 0.1 \%$ et un terme constant de $(3.0 \pm 0.1)\%$.

Le calorimètre hadronique bouchon à argon liquide (HEC pour *Hadronic End-Cap*) est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu absorbant est du cuivre. Il se compose de deux roues de 2 m de diamètre externe. Des tests en faisceau ont montré qu'un terme

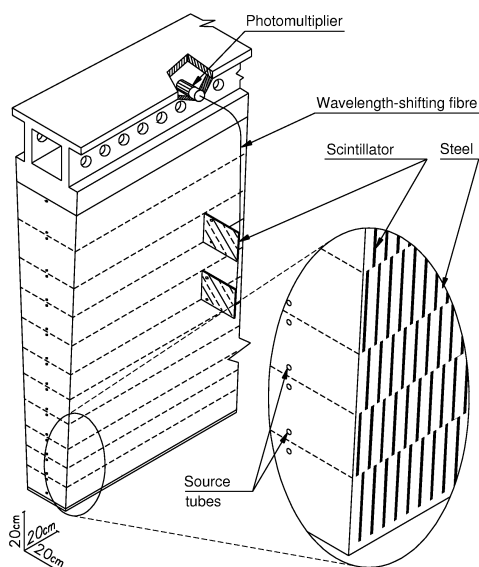


FIGURE 3.9 – Schéma montrant comment l’assemblage mécanique et la lecture optique des tuiles sont intégrés au module du calorimètre hadronique.

d’échantillonnage de 56% et un terme constant de 2 %.

Le calorimètre vers l’avant (FCal pour *Forward Calorimeter*) couvre la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. Sa structure est similaire à celle du calorimètre électromagnétique dans les bouchons, à cela près que le milieu absorbeur est du tungstène et que l’épaisseur d’argon liquide est plus importante. Des tests en faisceau associant les deux modules du FCal hadronique et FCal électromagnétique ont permis de calculer un terme d’échantillonnage de $(94.2 \pm 1.6)\%$ et un terme constant de $7.5 \pm 0.4\%$.

3.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (graphique 3.10) permet de mesurer l’impulsion des muons de façon indépendante du détecteur interne grâce à un champ magnétique toroïdal. Il est divisé en une partie centrale couvrant $|\eta| < 1.4$ et deux bouchons couvrant la région $1.4 \leq |\eta| < 2.7$.

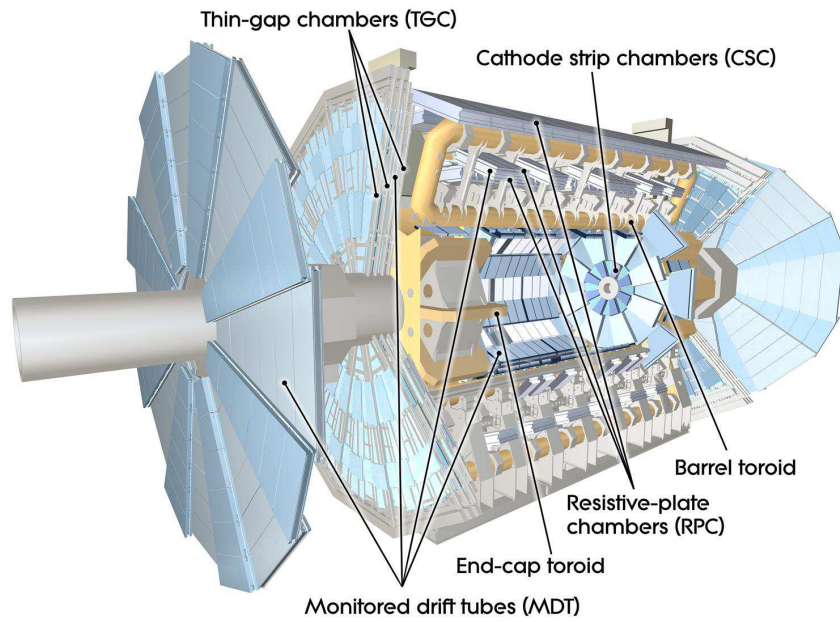


FIGURE 3.10 – Détail des constituants du spectromètre à muons du détecteur ATLAS.

3.2.4.1 Champs magnétique

L'aimant toroïdal permet de courber la trajectoire des muons à l'extérieur du calorimètre ($9.4 < r < 20.1$ m), en plus de la courbure déjà provoquée par le solénoïde. Cette solution permet de diminuer le champ magnétique du solénoïde (2 T pour ATLAS contre 4 T pour CMS) mais impose d'avoir un très grand volume de détecteurs spécifiques aux muons. Le système complet couvre une région de $|\eta| < 2.7$ et est constitué de deux toroïdes bouchons ($1.4 < |\eta| < 2.7$, et d'un toroïde tonneau ($|\eta| < 1.0$). Chacun des toroïdes est constitué de huit bobines supraconductrice équi-réparties radialement. L'ensemble des toroïdes est alimenté en série au courant nominal de 20.5 kA. Le champ magnétique maximum est de 3.9 T pour le tonneau et 4.1 T pour le bouchon. Contrairement au solénoïde qui courbe la trajectoire dans le plan $r - \phi$, le toroïde courbe la trajectoire dans le plan $r - z$.

3.2.4.2 Structures

Le spectromètre à muons possède des chambres de précision ainsi que des chambres de déclenchement. Pour chacune de ces chambres, deux types de détecteurs existent pour tenir compte d'une grande fluctuation des taux de comptage en fonction de η .

Les chambres de précision permettent d'obtenir l'impulsion des muons en mesurant leur courbure dans le champ magnétique. Elles sont installées dans la région centrale autour de l'axe du faisceau à $r = 5, 7.5$ et 10 m et sur deux plans verticaux à $z = 7$ et 22 m du point d'interaction dans les bouchons. Elles se composent à la fois de MDT (*Monitored Drift Tubes*), principalement situés dans la région centrale et de CSC (*Cathode Strip Chambers*) lorsque le taux de comptage augmente, c'est-à-dire pour $2.0 < |\eta| < 2.7$. Les MDT sont composés de tubes à dérive dont l'orientation est globalement orthogonale aux lignes du champ magnétique. Les CSC sont des chambres proportionnelles multifils dont les cathodes sont segmentées en bandes de lecture.

Les chambres de déclenchement fournissent une information rapide et complètent la mesure de la position dans la région des MDT car elles sont situées dans la région pour laquelle la trajectoire des muons n'est pas courbée. Elles couvrent la région $|\eta| > 2.4$. Elles sont constituées de RPC (*Resistive Plate Chambers*) dans le tonneau et de TGC (*Thin Gap Chambers*) dans les bouchons.

Pour $|\eta| < 1.4$, la courbure de la trajectoire des muons est réalisée par le toroïde tonneau. Pour $1.6 < |\eta| < 2.7$, elle est effectuée par les toroïdes bouchons. Et finalement pour $1.4 < |\eta| < 1.6$ les champs toroïdaux des bouchons et du tonneau s'ajoutent créant ainsi un champ magnétique plus complexe.

3.2.5 Le déclenchement et l'acquisition de données

Les collisions proton-proton sont nombreuses au LHC mais pas toutes sont intéressantes. La technologie limite l'acquisition de données à un taux de 400 Hz, alors qu'à la luminosité nominale le taux est d'environ 20 MHz en 2010, 2011 et 2012. Ainsi une sélection préliminaire doit être appliquée. Le système de déclenchement d'ATLAS a été construit dans ce but. Le système de déclenchement a trois niveaux. Le premier niveau (L1) est basé sur une électronique dédiée tandis que les déclenchements de niveau 2 (L2) et le filtre d'événements (EF) utilisent une approche logiciel et hardware.

Le déclenchement L1 est le premier déclenchement de séquence, il doit donc être rapide et robuste afin d'éliminer la plupart de bruit de fond. Il doit réduire le taux d'événements à 75 kHz en moins de $2.5 \mu s$. Pour cette raison, il n'utilise que des informations du

calorimètre et du spectromètre à muons mais de granularité grossière. À ce niveau, les événements avec des objets de haut p_T sont conservés. Parmi ces objets il y a les électrons, les photons, les muons, les τ se désintégrant en hadrons, les jets. Les événements avec une grande énergie transverse manquante ou une grande énergie transverse sont aussi conservés.

Le déclenchement de niveau L1 permet notamment de déterminer quelles sont les régions du détecteur touchées, définissant les régions d'intérêt (ROI pour Region of Interest), qui seront analysées plus en détail dans les niveaux suivants.

Le déclenchement de niveau L2 utilise l'information de l'ensemble du détecteur mais limité aux ROI. Il est basé sur un programme consistant en une sélection d'algorithmes qui sont exécutés dans une ferme d'ordinateur dédiée. Les algorithmes vont créer une nouvelle ROI en élargissant l'analyse autour des objets détectés au niveau L1. Cela permet de minimiser le temps de calcul et la bande passante utilisée. Comme le niveau L2 utilise des informations plus précises, il produit une analyse plus fine des critères de L1. Il reconstruit l'énergie et l'impulsion des particules et les identifie. Il réduit la fréquence de flux de données de 75 kHz à 3.5 kHz en 40 ms.

Le filtre d'événements est une sélection, a posteriori, des événements. Elle est effectuée par des algorithmes, opérant dans une ferme d'ordinateurs, qui analysent complètement les événements. Ils sont ainsi complètement reconstruits. Ce déclenchement réduit le taux à 400 Hz et utilise en moyenne 4s de travail par événement. Les données sont stockées sur des disques mis à disposition des groupes de physique.

3.3 Reconstruction et Identification des objets

La grande quantité de particules produites au LHC, principalement des jets QCD, constitue une grande source de bruit de fond dans lequel baignent les particules des canaux physiques intéressants. Des algorithmes robustes ont été développés dans ATLAS pour reconstruire ces particules : électrons, muons et photons. Les analyses physiques sont ensuite basées sur la précision de ces mesures. Le système de détection permet l'identification d'électrons et de muons sur une large gamme d'énergie allant de 5 GeV à 1 TeV.

3.3.1 Reconstruction et identification des électrons

Les électrons possèdent une trace dans le détecteur interne ainsi qu'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. La reconstruction d'électrons sélectionne donc ses candidats en associant une trace reconstruite avec des clusters formés par le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ensuite, l'identification de l'électron utilise un ensemble de variables qui permettent de discriminer l'électron des autres particules comme les pions, les photons et les jets.

3.3.1.1 Reconstruction des électrons

L'algorithme de fenêtre glissante est utilisé pour trouver et reconstruire les clusters. Il forme des clusters rectangulaires de taille fixe et positionné de telle sorte qu'il maximise l'énergie à l'intérieur du cluster. La taille optimale du cluster dépend du type de particule qui est reconstruite et de la région du calorimètre. Les électrons ont besoin d'un plus grand cluster que les photons car ils sont courbés par le champ magnétique et ils ont une probabilité de perdre de l'énergie dans le détecteur interne par émission de photons. Dans la reconstruction de 2012, des clusters avec un dépôt d'énergie transverse supérieur à 2.5 GeV sont utilisés pour les électrons. La taille de la fenêtre utilisée est 3×5 en unité de la granularité de la couche du milieu du calorimètre, à savoir 0.025×0.025 dans l'espace $\eta \times \phi$ (voir tableau 3.1).

Les traces reconstruites sont extrapolées à partir de leur dernier point dans le détecteur interne vers la deuxième couche du calorimètre. Un électron est reconstruit si au moins une trace est appariée au cluster. Dans le cas où plusieurs traces sont appariées au même cluster, les traces avec le plus de coups dans le SCT sont conservées, et celle avec la plus petite distance, $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, avec le cluster est choisie.

La trace reconstruite démarre d'une trace qui est formée des coups dans le détecteur à pixels et dans la première couche du SCT. Les traces sont ajustées après les avoir extrapolées à travers le SCT. Enfin, en étendant jusqu'au TRT, les traces sont construites dans le détecteur interne. Toute la procédure traite la trace chargée en utilisant l'hypothèse d'un pion, afin d'estimer les effets des matériaux. Les effets de Bremsstrahlung dûs aux matériaux traversés dans le détecteur interne, induisent des pertes d'énergie d'environ 20 à 50% à la sortie du SCT. Ces pertes d'énergie ne sont pas prises en compte dans

le processus de reconstruction de l'électron. Un réajustement des traces sélectionnées est donc appliqué, prenant en compte les effets de Bremsstrahlung non-gaussiens grâce à la méthode GSF (Gaussian Sum Filter) [33]. GSF est une généralisation non-linéaire de la méthode du filtre de Kalman (implémenté dans ATLAS) et suppose que la probabilité de perdre de l'énergie par Bremsstrahlung peut être approximée comme la somme pondérée de fonctions Gaussiennes. Une présélection de traces à réajuster avec GSF est faite, afin d'améliorer la vitesse d'exécution de l'algorithme. Parmi ces traces il y a celles qui s'apparient correctement avec le cluster et celles qui ont perdu de l'énergie par Bremsstrahlung mais s'apparient correctement après le réajustement. Bien que toutes les traces qui s'apparient correctement sont conservées, seule celle qui s'apparie le mieux est utilisée pour déterminer la cinématique et la charge de l'électron. Le choix de la trace principale est donc la décision la plus importante dans la chaîne de reconstruction de l'électron.

Dans le graphique 3.11, l'efficacité de reconstruction est montrée en fonction de la pseudo-rapacité η pour les électrons avec une énergie transverse entre 30 et 50 GeV et pour les données et simulations de 2011 (trace par défaut) et 2012 (trace avec GSF). L'amélioration de l'efficacité de reconstruction entre 2011 et 2012 (due à l'ajout de GSF), pour les données et les simulations, est d'environ 1% dans la région du tonneau et d'environ 5% dans les bouchons. En effet dans les bouchons, il y a plus de matériaux et donc plus d'effet de Bremsstrahlung à corriger.

Dans le graphique 3.12, l'efficacité de reconstruction est montrée en fonction de l'énergie transverse E_T pour les électrons se trouvant dans la région centrale du calorimètre ($|\eta| < 2.47$) pour les données et simulation de 2011 et 2012. L'amélioration de l'efficacité de reconstruction entre 2011 et 2012 est d'environ 2% pour la région à haut E_T et d'environ 6-8% pour la région à bas E_T (< 20 GeV). Cela est particulièrement intéressant pour la recherche du boson de Higgs en quatre leptons car les leptons peuvent être de basse énergie.

3.3.1.2 Identification des électrons

Pour tenir compte des améliorations sur la reconstruction des traces de 2012, un nouveau menu d'identification des électrons a été créé. Ce nouveau menu, appelé "MultiLepton", est plus robuste vis-à-vis des effets d'empilement des événements, tout en s'assurant que le bruit de fond rejeté reste constant. Afin d'obtenir cela, les variables sensibles aux effets d'empilement ont été relâchées et des coupures supplémentaires sur les variables l'appariement ont été ajoutées.

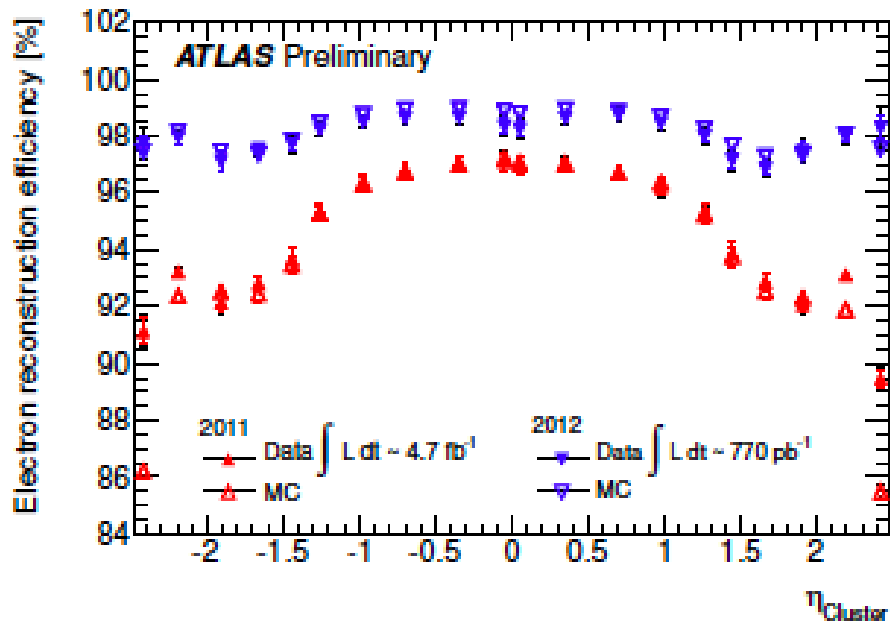


FIGURE 3.11 – Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de la pseudo-rapidité pour les données et les simulations de 2011 (traces par défaut) et 2012 (traces avec GSF).

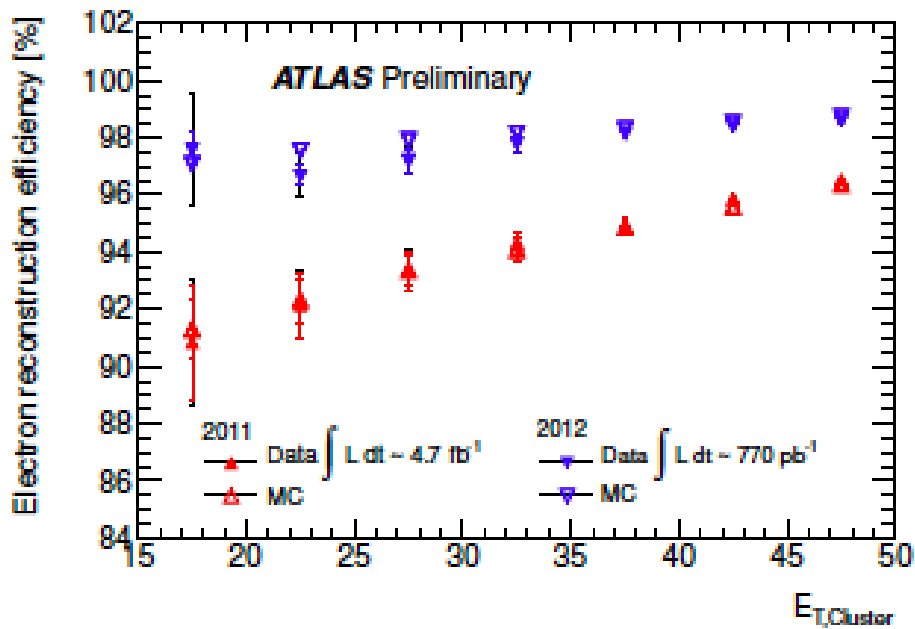


FIGURE 3.12 – Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'énergie transverse pour les données et les simulations de 2011 (traces par défaut) et 2012 (traces avec GSF).

Le menu est basé sur des variables du calorimètre qui permettent de distinguer les électrons des jets et des pions :

- w_{stot} : La largeur totale de la gerbe électromagnétique dans la première couche.
- w_{η^2} : La largeur de la gerbe dans la seconde couche.
- E_{ratio} : Rapport de la différence entre le plus grand et le second plus grand dépôt d'énergie dans le cluster, divisé par la somme de ces énergies dans la première couche.
- R_{had1} : Rapport de l'énergie dans la première couche du calorimètre hadronique après le cluster, divisé par l'énergie du cluster.
- R_{η} : Rapport de l'énergie autour du centre du cluster dans un rectangle de 3×7 , divisé par l'énergie dans un carré de 7×7 .
- f_3 : Fraction de l'énergie reconstruite dans la troisième couche.

Afin de conserver le taux de réjection de faux électrons, de nouvelles variables robustes vis-à-vis des effets d'empilement sont introduites et les conditions d'appariement des traces sont plus strictes.

L'efficacité d'identification, MultiLepton, des électrons a été évaluée avec les données et les simulations. Dans le graphique 3.13, la stabilité vis-à-vis de l'effet d'empilement est présentée par la constance de l'efficacité de reconstruction en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits.

3.3.2 Reconstruction et Identification des muons

Le spectromètre à muons peut détecter des muons avec une impulsion allant d'environ 3 GeV à 3 TeV dans $|\eta| < 2.7$. De meilleurs paramètres de la trace peuvent être obtenus en les combinant avec ceux du détecteur interne, mais seulement pour $|\eta| < 2.5$ à cause de la couverture du détecteur interne. Des améliorations peuvent aussi être obtenues en utilisant les informations du calorimètre. Deux algorithmes indépendants, STACO et MUID ont été développés avec pour stratégie la reconstruction à trois traces. L'algorithme utilisé par défaut dans notre analyse est le STACO. Nous allons le décrire ci-dessous.

La reconstruction commence avec la recherche d'une trace dans le spectromètre à muons, laquelle suit ces différentes étapes :

1. Identification des régions d'activité (ROA pour Region Of Activity) à partir des chambres de déclenchement (RPC et TGC).

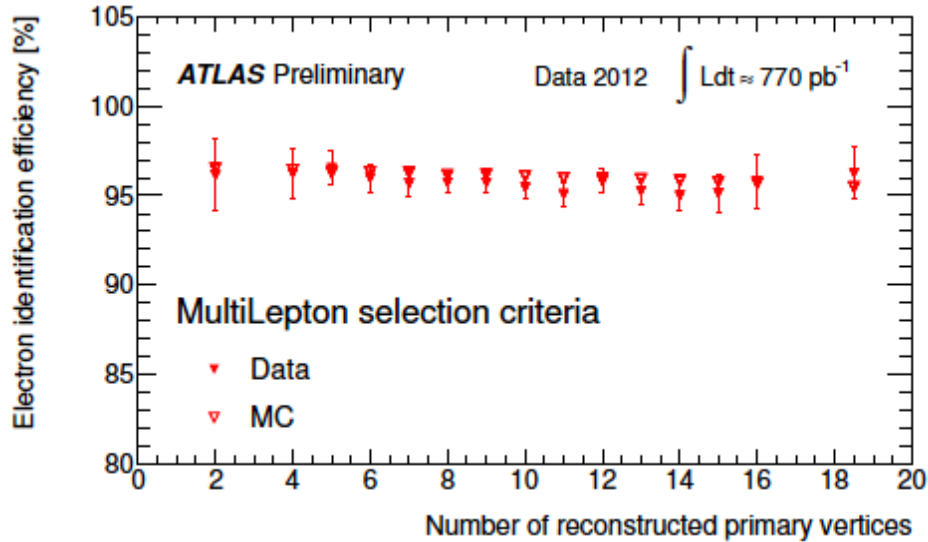


FIGURE 3.13 – Efficacité des nouveaux critères d'identification des électrons en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits dans les données et les simulations.

2. Dans les ROA, un motif est formé avec des coups dans une chambre de précision (MDT ou CSC).
3. Un segment est construit en ajustant les coups par une ligne droite. Cette approximation est valable si l'on considère la taille des chambres par rapport à la trajectoire totale dans le spectromètre à muons.
4. Un ajustement global de la trace est appliqué. Il prend en compte tous les détails liés à la géométrie des matériaux traversés et aux inhomogénéités du champ magnétique le long de la trajectoire.

Après que la trace soit reconstruite dans le spectromètre à muons, la trajectoire totale du muon est déterminée en l'appariant avec la trace dans le détecteur interne ou simplement en l'extrapolant vers le péricée. Suivant la stratégie, les trois catégories de muons seront reconstruites :

- Muons StandAlone (SA) : La trace reconstruite est basée seulement sur la trace du spectromètre à muons pour la région $|\eta| < 2.7$. La trace est alors extrapolée vers la ligne du faisceau en prenant en compte les diffusions multiples et perte d'énergie dans le calorimètre. Pour STACO, la perte d'énergie est définie suivant les matériaux rencontrés sur le chemin du muon dans le calorimètre.
- Muons Segment-Tagged (ST) : Les muons de faible énergie peuvent ne pas atteindre

la seconde ou la troisième station dans le spectromètre à muons. Ces faibles énergies peuvent être dues à des pertes d'énergie avant le spectromètre à muons et la courbure induite par le champ magnétique toroïdal. Cela rend plus compliqué la formation d'une trace en utilisant l'algorithme SA. Le même problème existe dans certaines régions du spectromètre à muons, où il y a moins de 3 stations, par exemple à $|\eta| \approx 1.3$. Dans de telles conditions, l'algorithme ST va essayer de construire la trace du muon en appariant le segment du spectromètre à muons avec une trace du détecteur interne. Les paramètres provenant de la trace du détecteur interne seront pris pour le muon.

- Muons ComBined (CB) : Les muons CB sont obtenus en combinant statistiquement les traces provenant du spectromètre à muons et du détecteur interne. Les paramètres de la trace reconstruite ainsi que leurs matrices covariantes sont utilisés afin de sélectionner la meilleure paire. Grâce aux mesures plus précises du détecteur interne, la résolution de l'impulsion est améliorée en dessous de 100 GeV. La pureté des muons de cette catégorie est meilleure, comparée aux deux autres, car les informations du détecteur interne peuvent permettre de supprimer le bruit de fond provenant des pions et kaons.

Ces trois catégories de muons sont exclusives, c'est à dire qu'un muon ne peut appartenir qu'à une seule catégorie. Si un muon est dans la région $|\eta| < 2.5$, comme la résolution est meilleure et la pureté plus grande, les muons CB seront conservés au lieu des SA. Les muons SA sont seulement utilisés pour $|\eta| > 2.5$. La région $|\eta| \approx 0$ n'est pas couverte par le spectromètre à muons. Ainsi une autre méthode de reconstruction, appelée Calorimeter-Tagged, est utilisée. L'information manquante du spectromètre à muons est remplacée par le calorimètre, en demandant un dépôt minimal d'énergie dans tous les compartiments du calorimètre se trouvant sur le chemin de la projection de la trace issue du détecteur interne.

Le graphique 3.14 représente l'efficacité de reconstruction des muons pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité. Une efficacité de 95% est atteinte à partir de 6 GeV. Le graphique 3.14(a) montre, pour les données 2011 et la simulation, l'efficacité de reconstruction des muons CB+ST par STACO en fonction du p_T . Le graphique 3.14(b) montre la même efficacité en fonction de η pour les muons ayant $p_T > 15$ GeV. L'efficacité est supérieure à 95%, sauf pour la région $\eta \approx 0$, où l'efficacité est donnée par les muons Calorimeter-Tagged.

Des critères supplémentaires sont appliqués pour améliorer la réjection du bruit de

fond. Les différents types de muons doivent satisfaire différentes conditions.

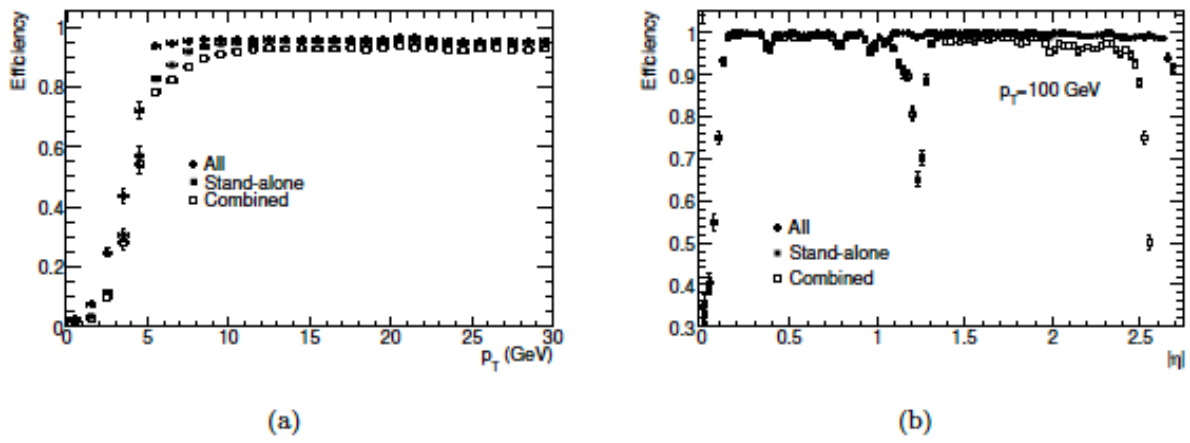


FIGURE 3.14 – Efficacité des algorithmes de reconstruction de muons en fonction de (a) l’impulsion transverse et (b) la pseudo-rapidité. La légende “All” regroupe les muons SA, ST, CB à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Chapitre 4

Le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)}$

4.1 Introduction

La recherche du boson de Higgs a été l'enjeu principal pour le LHC. Parmi tous ses canaux de désintégration, celui qui a la signature la plus propre est le "canal en or" : $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, où ℓ désigne muons ou électrons. L'excellente résolution et linéarité de l'énergie reconstruite des électrons et muons, donne un signal très clair. Les faibles rapports de branchement de ce canal à basse masse sont compensés par la capacité de reconstruire proprement la masse invariante. Ce canal a une bonne sensibilité pour les énergies allant de 110 à 600 GeV.

La recherche du boson de Higgs dans ce canal se fait au travers de ses quatre états finaux possibles :

1. $e^+e^-e^+e^-$ ($4e$)
2. $e^+e^-\mu^+\mu^-$ ($2e2\mu$)
3. $\mu^+\mu^-e^+e^-$ ($2\mu2e$)
4. $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ (4μ)

Par convention, la paire qui constitue le premier Z est celle qui a la masse invariante la plus proche du boson Z .

Le bruit de fond principal de ce canal est le bruit de fond irréductible $ZZ^{(*)}$ composé de :

- $Z^{(*)}Z^{(*)}$
- $Z^{(*)}\gamma^{(*)}$
- $\gamma^{(*)}Z^{(*)}$

— $\gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$

Ce processus donne le même état final que le signal, à savoir quatre leptons isolés. La masse invariante de ces quatre leptons n'est pas résonnante mais constitue un continuum avec un maximum aux alentours de 180 GeV, quand les deux bosons Z deviennent réels.

Le bruit de fond réductible provient des processus $Z + \text{jets}$, $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$, donnant des états finals avec quatre leptons candidats. Ces leptons sont, en fait, des jets légers mal-identifiés, ou des vrais leptons non isolés provenant des désintégrations de quarks lourds (b ou top). Des critères spécifiques sont appliqués afin de rejeter la majeure partie de ces bruits. La masse invariante de ces états finals est plutôt faible (< 180 GeV) et elle n'est pas résonnante.

4.2 Analyse avec les données 2011 à 7 TeV de 4.6 fb^{-1} et les données 2012 à 8 TeV de 20.7 fb^{-1}

4.2.1 Les données et simulation des Monte Carlo

Les données délivrées par le détecteur ATLAS doivent satisfaire des seuils très élevés quant aux conditions de fonctionnement des différentes parties des détecteurs. A la suite de ce filtrage, les données utilisées par les analyses correspondent à une luminosité intégrée de 4.6 fb^{-1} et de 20.7 fb^{-1} pour les années 2011 ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) et 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$) respectivement. La simulation du détecteur ATLAS se fait à l'aide du logiciel GEANT4 [34]. Les processus de signal et de bruit de fond sont simulés, digitalisés et reconstruits dans le système informatique ATHENA [35].

4.2.1.1 Simulation du Signal

Tous les processus de production du Higgs sont utilisés sauf la production d'un Higgs associé à une paire de quarks top car la section efficace est très faible. Le signal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ est simulé en utilisant le générateur d'évènements Monte Carlo : powheg [36],[37]. Powheg calcule séparément les productions par fusion de gluons et par fusion de bosons vecteurs avec les éléments de matrice jusqu'à l'ordre NLO. Le spectre de l'impulsion transverse (p_T) du boson de Higgs dans le processus de fusion de gluons est réajusté suivant le calcul de la référence [38], lequel inclus les corrections QCD à l'ordre NLO et les réajustements QCD des gluons mous jusqu'au NNLL. Powheg est connecté à Pythia

[39] pour la gerbe de partons et l'hadronisation, lequel est connecté à Photos[40], pour les corrections radiatives QED dans l'état final, et à Tauola [41],[42] pour les désintégrations du lepton τ . Pythia est utilisé pour simuler la production associée d'un boson de Higgs avec un boson Z ou W .

Les sections efficaces de production, les rapports de branchements, ainsi que leurs incertitudes sont prises dans les références [18],[19]. Le calcul de la section efficace à 7 TeV ne prend pas en compte la largeur du boson de Higgs en l'approximant par zéro. La section efficace à 8 TeV est calculée en utilisant le complex-pole scheme (CPS) pour la fusion de gluons et pour la fusion de bosons vecteurs ($m_H > 300$ GeV). La différence entre ces deux méthode est mineure (0.1%) pour $m_H = 125$ GeV mais devient importante dans la région $m_H = 200 - 300$ GeV. En l'absence de calcul complet, cet effet est inclus dans la normalisation des incertitudes systématiques et est paramétré en fonction de m_H (avec m_H en TeV) : $150\% \times m_H^3$, pour $m_H \geq 300$ GeV [19].

Les sections efficaces de production par fusion de gluons ont été calculées à l'ordre NLO[43],[44][45] et NNLO[46],[47][48]. De plus, des réajustements QCD des gluons mous dans l'approximation NNLL sont appliqués pour les processus de fusions de gluons [49]. Des corrections radiatives électrofaibles NLO sont aussi appliquées [50][51]. Dans les références [52][53][54], nous pouvons trouver une compilation des résultats concernant les corrections QCD et électrofaibles. La valeur des incertitudes QCD pour $m_H = 125$ GeV est ${}^{+7}_{-8}\%$. L'incertitude due aux PDF (distribution de partons) et α_s est de $\pm 8\%$ [55]. Cette incertitude a été estimée en utilisant les lots de PDF CTEQ, MSTW et NNPDF [56][57][58].

Pour les processus de fusion de bosons vecteurs (VBF), les sections efficaces sont calculées en utilisant les corrections QCD à l'ordre NLO et les corrections électrofaibles [59][60][61]. Les corrections QCD à l'ordre NNLO sont aussi disponibles [62]. Les incertitudes sur la section efficace de production VBF dûs aux PDF et à l'échelle choisie de QCD sont respectivement de $\pm 4\%$ et de $\pm 1\%$.

Pour les processus de production associée WH/ZH, les section efficaces sont calculées aux ordres NLO [63] et NNLO [64] pour la QCD, et les corrections radiatives électrofaibles sont appliquées à l'ordre NLO [65]. Les incertitudes dues aux PDF et à l'échelle choisie de QCD sont respectivement de $\pm 4\%$ et de $\pm 1\%$.

Le rapport de branchement du boson de Higgs se désintégrant en quatre leptons est prédit grâce à PROPHECY4F [66][67], qui inclut les corrections QCD à l'ordre NLO, les corrections électrofaibles, les interférences des états finals à quatre leptons et les correc-

tions dominantes pour les désintégrations de Higgs lourds vers un état à quatre fermions, à l'ordre de deux boucles.

Les rapports de branchement et les sections efficaces de production sont listés, pour quelques valeurs de m_H , dans le tableau 4.1 pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV

TABLE 4.1 – Sections efficaces de production du boson de Higgs par fusion de gluons, fusion de bosons vecteurs et production associée avec un boson W ou Z dans des collisions proton-proton [18]. Les incertitudes affichées représentent l'ensemble des incertitudes systématiques théoriques. Les sections efficaces par production associées sont faibles pour des valeur de $m_H > 300$ GeV, elles n'apparaissent pas dans ce tableau. La dernière colonne correspond aux rapports de branchements $H \rightarrow 4\ell$ avec des électrons ou des muons comme leptons [18].

m_H [GeV]	$\sigma(gg \rightarrow H)$ [pb]	$\sigma(qq' \rightarrow Hqq')$ [pb]	$\sigma(q\bar{q} \rightarrow WH)$ [pb]	$\sigma(q\bar{q} \rightarrow ZH)$ [pb]	BR ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$) [10^{-3}]
$\sqrt{s} = 7$ TeV					
123	$15.8_{-2.4}^{+2.3}$	1.25 ± 0.03	$0.60_{-0.03}^{+0.02}$	0.33 ± 0.02	0.103
125	15.3 ± 2.3	1.22 ± 0.03	0.57 ± 0.02	0.32 ± 0.02	0.125
127	14.9 ± 2.2	1.20 ± 0.03	0.54 ± 0.02	0.30 ± 0.02	0.148
400	$2.05_{-0.29}^{+0.30}$	0.18 ± 0.01	–	–	1.21
600	$0.34_{-0.05}^{+0.06}$	$0.062_{-0.002}^{+0.005}$	–	–	1.23
$\sqrt{s} = 8$ TeV					
123	20.2 ± 3.0	1.61 ± 0.05	0.73 ± 0.03	0.42 ± 0.02	0.103
125	19.5 ± 2.9	$1.58_{-0.05}^{+0.04}$	0.70 ± 0.03	0.39 ± 0.02	0.125
127	18.9 ± 2.8	1.55 ± 0.05	$0.66_{-0.03}^{+0.02}$	0.37 ± 0.02	0.148
400	$2.92_{-0.40}^{+0.41}$	0.25 ± 0.01	–	–	1.21
600	$0.52_{-0.07}^{+0.08}$	0.097 ± 0.004	–	–	1.23

4.2.1.2 Simulation du Bruit de fond

Le bruit de fond irréductible $ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ est modélisé par :

- Powheg [68] pour la partie produite par annihilation quark-antiquark.
- gg2ZZ [69] pour la partie produite par fusion de gluons.

La section efficace et la forme du spectre $m_{ZZ^{(*)}}$ sont calculées en utilisant MCFM à l'ordre NLO de la QCD [70][71]. L'incertitude due à l'échelle de QCD est de $\pm 5\%$ et celle due aux PDF et α_s est de $\pm 4\%$ ($\pm 8\%$) pour les processus provenant des quarks (gluons).

AlpGen [72] est utilisé pour modéliser les processus $Z + \text{jets}$. Ces processus sont composés des échantillons $Z + \text{jets légers}$ et $Zb\bar{b}$. L'échantillon $Z + \text{jets légers}$ est composé des $Zc\bar{c}$ dans l'approximation des quarks c sans masse et des $Zb\bar{b}$ provenant des gerbes de partons. L'échantillon $Zb\bar{b}$ utilise les éléments de matrice qui prennent en compte la masse du quark b . Comme AlpGen ne contient pas d'hadronisation et de showering¹, la librairie (package) de showering utilisé en sortie d'AlpGen peut entraîner un risque de double comptage de jets, identiques, produit par les éléments de matrice et par la gerbe de parton. Afin d'enlever ces jets identiques en double, le schéma d'appariement MLM [73] est utilisé sauf pour les jets provenant des quarks b . Ainsi, les paires $b\bar{b}$ avec pour séparation $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} > 0.4$, entre les deux quarks b , sont prises à partir des éléments de matrice. Tandis que les paires avec $\Delta R < 0.4$ sont prises à partir de la gerbe de parton. Dans cette analyse, le bruit de fond $Z + \text{jets}$ est normalisé en utilisant des échantillons de contrôle provenant des données. La section efficace de production de $Zb\bar{b}$ et des bosons Z inclusifs sont obtenus, respectivement, à partir de MCFM et FEWZ à l'ordre NNLO de QCD [74][75]. Le bruit de fond $t\bar{t}$ est modélisé en utilisant MC@NLO [76]. Les sections efficaces correspondantes sont calculées à l'ordre NNLO en utilisant HATHOR [77]. L'incertitude sur les sections efficaces provenant de l'échelle QCD est de $\pm 4\%$ tandis que celle provenant des PDF et α_S est de $\pm 7\%$. Ce bruit de fond est aussi estimé à partir d'échantillons de données de contrôle. ALPGEN et MC@NLO sont connectés à HERWIG [78] pour l'hadronisation par gerbe de parton et à JIMMY [79] pour la simulation des événements sous-jacents (underlying event).

4.2.2 Sélection des événements

4.2.2.1 Qualité des données

ATLAS enregistre les données qui ont satisfait au moins une des conditions de déclenchement définies par les besoins des analyses de physique. Ces données sont par la suite filtrées pour vérifier qu'elles n'ont souffert d'aucune défaillance connue d'une partie des détecteurs. Le cas échéant, les données correspondantes ne seront pas utilisées pour les analyses impliquant les détecteurs en question.

1. Transformation en gerbe de parton

4.2.2.2 Déclenchement

Les leptons issus de la désintégration d'un boson de Higgs en ZZ^* couvrent une large plage d'énergie transverse, allant de quelques GeV dans le cas de Z virtuel jusqu'à des dizaines de GeV pour le Z réel. Les déclenchements utiles pour la collection de ces événements $H^0 \rightarrow 4\ell$ utilisent des critères appliqués soit sur un seul lepton ou sur deux leptons à la fois, afin d'augmenter l'efficacité (tableau 4.2, 4.2). Les déclenchements "lepton unique" appliquent une sélection stricte sur la qualité du candidat ainsi qu'un seuil élevé sur l'énergie transverse qui a évolué pendant la prise de données, afin de suivre l'augmentation des taux d'acquisition accompagnant l'augmentation de la luminosité instantanée.

- Pour les données prises en 2011 : Le seuil de déclenchement, en p_T , sur un seul muon est de 18 GeV tandis que pour un seul électron, le seuil en énergie transverse, E_T , varie de 20 GeV à 22 GeV (suivant la luminosité). Pour les déclenchements à deux leptons, le seuil est de 10 GeV pour les muons et de 12 GeV pour les électrons.
- Pour les données prises en 2012 : Le seuil de déclenchement pour les électrons et les muons seuls est de 24 GeV et des coupures d'isolation ont été ajoutées. Les coupures d'isolation sont appliquées au niveau du filtre d'événements (EV) dans le système de déclenchement. Ces coupures requièrent que la somme des p_T des traces, dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour de la trace du lepton, soit inférieure à 10% du p_T du lepton. De plus, un seuil de déclenchement asymétrique est demandé sur les déclenchements à deux muons : un muon avec $p_T > 18$ GeV et l'autre muon avec $p_T > 8$ GeV

TABLE 4.2 – Résumé des seuils de déclenchement utilisés sur les données prises en 2011.

Déclenchement à un lepton				
Periode	B-I	J	K	L-M
4μ	EF_mu18_MG	EF_mu18_MG_medium	EF_mu18_MG_medium	EF_mu18_MG_medium
$4e$	EF_e20_medium	EF_e20_medium	EF_e22_medium	EF_e22vh_medium1
$2e2\mu$	4μ OU $4e$			
Déclenchement à deux leptons				
Periode	B-I	J	K	L-M
4μ	EF_2mu10_loose	EF_2mu10_loose	EF_2mu10_loose	EF_2mu10_loose
$4e$	EF_2e12_medium	EF_2e12_medium	EF_2e12T_medium	EF_2e12Tvh_medium
$2e2\mu$	4μ OU $4e$			

TABLE 4.3 – Résumé des seuils de déclenchements utilisés sur les données prises en 2012.

Canal	un lepton	deux leptons
$4e$	e24vhi_medium1	2e12Tvh_medium1
4μ	mu24i_tight	2mu13, mu18_mu8_EFFS
$2e2\mu$	e24vhi_medium1, mu24i_tight	2e12Tvh_medium1, 2mu13, mu18_mu8_EFFS, e12Tvh_medium1_mu10, e24vhi_loose1_mu8

L'efficacité des systèmes de déclenchements sur la simulation d'un signal de Higgs (production par fusion de gluons et $m_H = 130$ GeV) est :

- 4μ : 98.2% (2011) et 97.6% (2012)
- $2e2\mu$: 98.8% (2011) et 97.3% (2012)
- $4e$: 99.7% (2011) et 99.7% (2012)

L'efficacité de déclenchement est mesurée pour chaque trigger avec les données. Les éventuelles différences avec les efficacités prédites par les MC sont corrigées par l'application des facteurs de corrections délivrés par les groupes des performances.

4.2.2.3 Sélection des leptons

La reconstruction des électrons commence par la recherche d'une trace pointant sur un cluster mesuré dans le calorimètre électromagnétique. Les clusters sont définis par un

algorithme de fenêtre glissante cherchant des dépôts d'énergie au-dessus d'un seuil de 2.5 GeV. Un cluster est construit en assemblant 3×5 cellules, en unités de $\eta \times \phi = 0.025 \times 0.025$, dans tous les compartiments longitudinaux du calorimètre. Jusqu'en 2011, la recherche des traces dans le détecteur interne ne tenait pas compte de la possibilité d'émission de rayonnement le long d'un électron. Ceci provoquait une baisse d'efficacité de reconstruction pour les électrons ayant rayonné de façon importante : en effet, dans ce cas, la trajectoire est plus courbée dans le champ magnétique qu'en absence d'émission de façon à ce que le pointage de la trace sur le cluster ne soit pas satisfaisant si la reconstruction ne tient pas compte de la perte d'énergie. Pendant l'année 2012 l'algorithme GSF (pour Gaussian Sum Filter) a été introduit lors de la reconstruction des traces. L'algorithme qui cherche le chemin de la trace a été élargie afin de conserver plus d'électrons déviés par des effets de Bremsstrahlung et de diffusion multiple. De plus l'algorithme d'appariement des traces aux clusters a été amélioré. Tous ces changements ont permis la récupération de $\sim 8\%$ (2%) d'électrons de faible (haute) impulsion transverse. Lorsqu'une trace est trouvée pointant un cluster, un électron est reconstruit en collectant l'énergie dans une fenêtre de 3×7 (5×5) dans le tonneau (bouchons). L'élargissement dans le sens du champ magnétique permet justement de contenir l'énergie des photons éventuellement rayonnés le long de la trajectoire de l'électron. L'énergie du cluster est corrigée pour les fuites latérales en dehors de la taille choisie. Le menu d'identification des électrons "MultiLepton" est utilisé pour l'analyse que nous présentons dans ce manuscrit (voir chapitre détecteur, section 3.3.1.2). Pour l'analyse du futur article, le menu d'identification des électrons utilisé est le "LikeliHood" (LH). Cette nouvelle identification sera présentée et testée sur le nombre d'événements de bruit de fond $Z + ee$ attendu (voir section 4.2.3.2).

Les candidats muons sont reconstruits en associant une trace du détecteur interne avec une trace complètement ou partiellement reconstruite dans le spectromètre à muons. Nous avons différents types de muons utilisés dans l'analyse :

- Muons Stand-Alone (SA) : Les muons SA sont entièrement basés sur les traces reconstruites dans le spectromètre à muons. Les paramètres de la trace sont obtenus à partir des traces du spectromètre à muons qui sont extrapolées vers le point d'interaction, prenant en compte les effets de diffusion et de perte d'énergie dans le matériel traversé.
- Muons Segment-Tagged (ST) : Une trace dans le détecteur interne est identifiée comme un muon si la trajectoire, extrapolée vers le spectromètre à muons, peut être associée à une trace claire dans les chambres à muons. Les muons ST prennent

les paramètres mesurés à partir de la trace du détecteur interne.

- Muons Combined (CB) : La trajectoire dans le spectromètre à muons est combinée avec une trajectoire mesurée dans le détecteur interne. Les trajectoires des muons dans le détecteur interne donnent aussi des informations sur le paramètre d'impact de la trajectoire du muons par rapport au vertex primaire.
- Muons calo-tagged : Une trajectoire dans le détecteur interne est identifiée comme un muon si l'énergie associée, déposée dans le calorimètre, est compatible avec l'hypothèse d'une particule au minimum d'ionisation. L'algorithme d'identification de muons par le calorimètre est optimisé pour des muons avec $p_T > 15$ GeV.

Les muons CB et ST sont utilisés dans la région du tonneau, pour $|\eta| < 2.5$, avec des critères supplémentaires sur les traces du détecteur interne, à savoir : un nombre minimum de coups dans le détecteur à pixel et le SCT, ainsi que le nombre de coups de type outliers dans le TRT n'excèdent pas une certaine fraction de tous les coups du TRT. Les conditions du détecteur sont prises en compte dans ces coupures en ajoutant les capteurs morts au comptage des coups. Afin d'augmenter l'acceptance aux muons, nous ajoutons les muons SA qui se trouvent dans la région $2.5 < |\eta| < 2.7$, bien qu'elle ne soit pas couverte par le détecteur interne, en ajoutant des coupures pour garantir la bonne qualité. Dans la région du tonneau $|\eta| < 0.1$, où il n'y a pas de couverture du spectromètre à muons, nous utilisons des muons calo-tagged. Ces muons ne sont mesurés que dans le détecteur interne où l'on requiert une bonne trace, et dans le calorimètre où ils laissent un signal faible. Pour optimiser leur détection, on requiert une bonne trace sur le détecteur interne et un p_T important.

Pour les électrons et muons, le paramètre d'impact du vertex principal doit satisfaire la condition $|d_0| < 0.2\text{mm}$. De plus, s'il y a une trace associée dans le détecteur interne, la coordonnée z de la trace au point le plus proche du vertex dans le plan transverse doit satisfaire la condition $|z_0| < 1.0\text{mm}$.

4.2.2.4 Sélection des quadruplets

Les critères de sélection des événements (voir tableau 4.4) prennent en compte : la qualité des leptons, la cinématique, l'isolation et de critères sur le paramètre d'impact.

Les quadruplets candidats sont formés en sélectionnant deux paires de deux leptons de même saveur et signe opposé dans un événement. Nous ne sélectionnons qu'un seul quadruplet par événement. Les muons doivent vérifier : $p_T > 6$ GeV et $|\eta| < 2.7$, tandis que

TABLE 4.4 – Résumé de la sélection des événements. Les deux paires de leptons sont désignées par m_{12} et m_{34} . Les seuils m_{seuil} sur les coupures de m_{34} sont dans le tableau 4.5.

Présélection des événements	
Electrons	
Electrons GSF de qualité “MultiLepton” avec $E_t > 7$ GeV et $ \eta < 2.47$	
Muons	
muons combined ou segment-tagged avec $p_T > 6$ GeV et $ \eta < 2.7$	
Maximum de un calo-tagged ou standalone muon	
muons calo-tagged avec $p_T > 15$ GeV et $ \eta < 0.1$	
muons standalone avec $p_T > 6$ GeV, $2.5 < \eta < 2.7$ et $\Delta R > 0.2$ du plus proche segment-tagged	
Sélection des événements	
Sélection	Au moins un quadruplet de leptons consistant en deux paires de leptons de même saveur
Cinématique	et charge opposée vérifiant les conditions suivantes : Seuil en p_T des trois leptons principaux dans le quadruplet : 20, 15 et 10 GeV Conditions sur la paire dominante $50 \text{ GeV} < m_{12} < 106 \text{ GeV}$ Conditions sur la paire secondaire $m_{threshold} < m_{34} < 115$ Supprime le quadruplet si une paire alternative donne $m_{\ell\ell} < 5 \text{ GeV}$ $\Delta R(\ell, \ell') > 0.10(0.20)$ pour les leptons du quadruplet avec la même (différente) saveur.
Isolation	Isolation de la trace des leptons ($\Delta R = 0.20$) : $\Sigma p_T / p_T < 0.15$ Isolation du dépôt des électrons dans le calorimètre ($\Delta R = 0.20$) : $\Sigma E_T / E_T < 0.20$ Isolation du dépôt des muons dans le calorimètre ($\Delta R = 0.20$) : $\Sigma E_T / E_T < 0.30$ Isolation du dépôt des muons SA dans le calorimètre ($\Delta R = 0.20$) : $\Sigma E_T / E_T < 0.15$
Significane du Paramètre d’Impact	Coupures sur la significane du paramètre d’impact sur tous les leptons du quadruplet : Pour les électrons : $d_0 / \sigma_{d_0} < 6.5$ Pour les muons : $d_0 / \sigma_{d_0} < 3.5$

TABLE 4.5 – Seuils m_{seuil} des coupures sur m_{34} pour certaines valeurs de $m_{4\ell}$ pour l’analyse 2012 avec les données de 2011 et 2012. Pour les autres valeurs de $m_{4\ell}$ nous utilisons une interpolation linéaire afin de déterminer le seuil.

Données 2011							
$m_{4\ell}$ (GeV)	≤ 120	130	150	160	165	180	≥ 190
m_{seuil} (GeV)	17.5	22.5	30	30	35	40	50
Données 2012							
$m_{4\ell}$ (GeV)	< 140	140	190	> 190			
m_{seuil} (GeV)	12.0	12.0	50	50			

les électrons doivent avoir : $E_T > 7$ GeV et $|\eta| < 2.47$. Les quatre leptons du quadruplet doivent être bien séparés, $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0.10$ pour des leptons de même saveur et $\Delta R > 0.20$ pour des leptons de saveurs différentes. La paire du quadruplet avec la masse, m_{12} , la plus proche de la masse du boson Z est la paire dominante tandis que l’autre paire de masse m_{34} est appelée la paire secondaire. La masse m_{12} doit être comprise entre 50 et 106 GeV. La masse m_{34} doit être supérieure à m_{seuil} , qui varie en fonction de la masse invariante des quatre leptons, et doit toujours être inférieure à 115 GeV. Les valeurs de seuil sont données dans le tableau 4.5, pour l’analyse de 2012 avec les données de 2011 et 2012. Les coupures sur m_{34} sont plus larges pour 2012 afin d’augmenter la sensibilité. En particulier, le seuil minimum a été baissé à 12.5 GeV. Les valeurs intermédiaire de m_{seuil} sont calculées par interpolation linéaire. Pour l’analyse de 2011, dans le cas où plusieurs quadruplets passent les coupures cinématiques, nous conservons celui avec m_{12} le plus proche de la masse du boson Z. Si plusieurs quadruplets ont le même m_{12} , nous conservons celui de plus grande valeur de m_{34} . Dans l’analyse de 2012, la sélection ne permet qu’un seul quadruplet par événement dès le début.

Le discriminant normalisé d’isolation d’une trace est défini comme la somme des impulsions transverses des traces, Σp_T , dans un cône $\Delta R < 0.20$ autour du lepton, divisé par le p_T du lepton. Les traces sommées sont de bonne qualité et doivent être supérieures à une coupure minimale en p_T :

- Pour les muons : au moins quatre coups dans le détecteur à pixels et à silicium et $p_T > 1$ GeV.
- Pour les électrons : au moins neuf coups dans le détecteur à silicium, un coup dans

la b-layer et $p_T > 0.4$ GeV.

Chaque lepton doit avoir une isolation normalisée inférieure à 0.15. Le discriminant normalisé d'isolation calorimétrique, pour les muons, est défini comme la somme des cellules du calorimètre, ΣE_T , dans un cône d'isolation de 0.20 autour du muon, divisé par le p_T du muon. Tandis que pour les électrons, le discriminant normalisé d'isolation calorimétrique est défini comme la somme des énergies transverses des topo-clusters dans un cône de 0.20 autour du cluster de l'électron, divisé par le p_T de l'électron. La cellule correspondant au coeur du cluster de l'électron est exclue de la somme. La perte d'énergie des muons dans le calorimètre est aussi soustraite de la somme des énergies transverses quand on calcule l'isolation. Les muons doivent avoir une isolation calorimétrique normalisée inférieure à 0.30, tandis que pour les électrons l'isolation doit être inférieure à 0.20 en 2012 afin de réduire les effets du pile-up. Pour les isolations de trace et calorimétrique, les contributions provenant des autres leptons du quadruplet sont soustraites. La signification du paramètre d'impact, d_0/σ_{d_0} , doit être inférieure à 3.5 pour les muons et à 6.5 pour les électrons. Le seuil appliqué aux électrons est plus haut car les électrons sont affectés par le Bremsstrahlung.

4.2.3 Estimation du bruit de fond réductible

Le niveau des bruits de fond réductibles affectant le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ est faible. Les bruits de fonds proviennent des processus qui produisent des états finals contenant un seul vrai Z en associé à des jets qui produisent des faux leptons, typiquement à bas p_T . Il peut s'agir des processus $Z + 2$ jets légers, $Z + b\bar{b}$, $t\bar{t}$ etc. L'évaluation de ces bruits de fond est basée sur des méthodes réalisées essentiellement avec la simulation lors de l'analyse de la première prise de données de 2011, et estimée avec les données et la statistique plus élevée de 2012. Plusieurs méthodes, dérivées des données (data-driven), d'estimation de bruit de fond ont été développées pour la région à basse masse 120 – 180 GeV. En effet dans cette zone, le boson Z hors couche de masse se désintègre en leptons de petites impulsions transverses, région où les bruits de fond réductibles sont importants. Dans le cas où le deuxième boson Z se désintègre en muons, les principaux processus de bruit de fond sont $pp \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow 4\ell$ et $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4\ell$ car les quarks lourds sont la principale source de muons de bruit de fond. Pour les électrons, le processus dominant de bruit de fond est $pp \rightarrow Z + \text{jets} \rightarrow 4\ell$. Comme le bruit de fond pour les canaux $Z \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont d'origines différentes, les processus $Z(QQ \rightarrow \mu^+\mu^-)$ et $Z(XX \rightarrow e^+e^-)$ sont étudiés séparément. Bien que les processus soient différents, les estimations de bruit

de fond utilisent la même logique :

1. Des régions de contrôle enrichies en événement de bruit de fond sont construites en relaxant ou en inversant certaines coupures discriminantes.
2. La composition en bruit de fond de ces régions est étudiée et comparée avec la simulation
3. Des facteurs dits “de transfert” sont calculés comme des probabilités pour qu’un événement de la région de contrôle appartienne aussi à la région du signal.
4. Les facteurs de transfert sont utilisés pour prédire le nombre d’événements de bruit de fond attendus dans la zone de signal.

Dans la suite, les estimations de bruit de fond dans les canaux $Z + \mu\mu$ et $Z + ee$ vont être discutées.

4.2.3.1 Estimation du bruit de fond $Z + \mu\mu$

Estimation du bruit de fond $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ en utilisant les ajustements sur m_{12}

Pour estimer ces bruits de fond, une région de contrôle enrichie en $b\bar{b}$ est construite en relâchant la coupure d’isolation de la paire secondaire et en demandant qu’au moins un des deux leptons de la paire secondaire ne satisfasse pas la coupure sur le paramètre d’impact. Cette condition rejette les événements ZZ^* , en préservant les $t\bar{t}$ et les $Zb\bar{b}$. Dans cette région de contrôle, la contribution du $Zb\bar{b}$ apparaît comme un pic dans la distribution de m_{12} , tandis que les événements $t\bar{t}$ y forment un fond continu.

La distribution de m_{12} est présentée dans le graphique 4.1, où nous pouvons clairement observer la région dominée par $t\bar{t}$ et le pic, à la masse du boson Z , qui correspond au bruit de fond $Z + \text{jets}$ qui est principalement composé de $Zb\bar{b}$. Pour les ajustements, la composante $t\bar{t}$ est décrite par un polynôme de Tchebychev du second ordre et la composante $Zb\bar{b}$ est décrite par une forme de Breit-Wigner convoluée avec une fonction de résolution modélisée par une fonction Crystall-Ball. Les paramètres du polynôme, de la Breit-Wigner et de la Crystall-Ball sont déterminés à partir des MC, en ajustant séparément les échantillons $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ de la région de contrôle. Une variation de 10% autour de leur valeur nominale est permise dans l’ajustement avec les données. Le graphique 4.1 représente les résultats de l’année 2012. Les nombres d’événements obtenus pour $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ sont anti-corrélés avec pour coefficient de corrélation r de -0.4 .

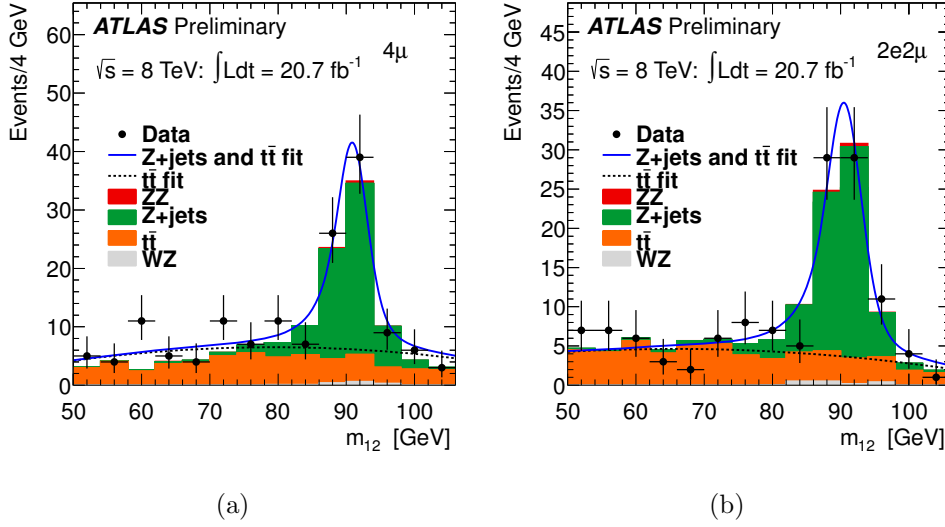


FIGURE 4.1 – Distribution de m_{12} dans la région de contrôle où les coupures d’isolation ne sont pas appliquées sur les deux muons secondaires et où au moins un des deux muons ne passe pas la coupure sur la signficance du paramètre d’impact. Le cas 4μ est représenté en (a) et le cas $2e2\mu$ en (b). Les ajustements utilisés pour $t\bar{t}$ et $Z + \text{jets}$ sont présentés, ainsi que les MC attendus pour pouvoir comparer.

Extrapolation dans la région de signal

Dans le but de calculer le bruit de fond attendu dans la région de signal, nous utilisons un facteur de transfert obtenu à partir de la simulation. Il existe deux façons de calculer ce facteur. La première utilise cette formule :

$$f_{\text{transfert}} = \epsilon_{\text{iso}}^2 \epsilon_{d_0}^2 / (1 - \epsilon_{d_0}^2) \quad (4.1)$$

où ϵ_{d_0} et ϵ_{iso} sont les efficacités des muons secondaires qui satisfont les critères sur le paramètre d’impact et sur l’isolation. La deuxième méthode, plus simple et plus directe, calcule à partir des MC le ratio entre le nombre d’événements attendu dans la région de signal et dans la région de contrôle :

$$f_{\text{transfert}} = \frac{n_{RS}}{n_{RC}} \quad (4.2)$$

où n_{RS} et n_{RC} sont, respectivement, le nombre d’événements dans la région de signal et dans la région de contrôle.

Les deux méthodes sont basées sur le MC, la deuxième étant limitée par la statistique. En effet, si les échantillons de MC n’ont que quelques événements après la sélection finale

alors le facteur de transfert aura une grand incertitude statistique. La première méthode utilise des efficacités globales de muons, ainsi elle ignore la dépendance sur la position et l'impulsion des muons. Pour $t\bar{t}$ nous utilisons la première méthode tandis que pour $Zb\bar{b}$ nous utilisons la deuxième méthode pour obtenir le facteur de transfert. Dans le tableau 4.6, nous avons les efficacités tandis que dans le tableau 4.7, nous avons les facteurs de transfert résultant. La différence entre les deux méthodes est considérée comme une erreur systématique.

TABLE 4.6 – Efficacité des conditions sur la signficance du paramètre d'impact et sur l'isolation pour $t\bar{t}$ et $Z+b\bar{b}$. Ces efficacités sont utilisées pour calculer le facteur de transfert des événements qui passent la sélection $Z + \mu\mu$ avec une paire secondaire composée de muons.

	efficacité paramètre d'impact	efficacité de l'isolation
$Zb\bar{b}$	48.3 ± 0.5	23.7 ± 0.5
$t\bar{t}$	42.3 ± 0.7	9.0 ± 0.5

TABLE 4.7 – Facteurs de transfert pour $t\bar{t}$ et $Z+b\bar{b}$ des événements qui passent la sélection $Z + \mu\mu$ avec une paire secondaire composée de muons.

	facteur de transfert (%)
$Zb\bar{b}$	$3.06 \pm 0.46 \pm 0.77$
$t\bar{t}$	$0.18 \pm 0.02 \pm 0.04$

Vérification des MC

Le facteur de transfert, qui caractérise le comportement du muon issu d'un quark b, est évalué à partir des MC. Il est donc important de vérifier que les MC décrivent bien les variables utilisées dans l'extrapolation : les variables liées aux muons pour l'isolation et la signficance du paramètre d'impact. Pour cela, une région de contrôle $Z + \mu$ est construite pour étudier l'accord entre MC et données du processus $t\bar{t}$. Dans cette région de contrôle, les muons secondaires sont issus de quarks b et le Z doit passer toutes les coupures de la paire dominante dans l'analyse du signal. De plus, afin d'enrichir cette région en événement $t\bar{t}$, nous demandons au moins un jet étiqueté b. L'algorithme d'étiquetage de quark b que nous utilisons (JetCOMBNN) combine, par un réseau de neurones, les

informations du vertex secondaire et de la signification du paramètre d'impact. Un jet est étiqueté b si le résultat d'étiquetage est supérieur à -1.25 et satisfait $p_T > 20$ GeV. Dans les événements MC $t\bar{t}$, ces conditions ont une efficacité de 80% pour les jets provenant d'un quark b. Pour supprimer les événements $Z + \text{jets}$, la condition $E_T^{\text{miss}} > 50(80)$ GeV est appliquée pour les données de 2011 (2012). Les efficacités des coupures d'isolation (de trace et calorimétrique) et de la signification du paramètre d'impact sont basées sur les muons secondaires. Le graphique 4.2 représente la distribution des trois variables ainsi que leur efficacité. Les incertitudes systématiques sur l'efficacité, estimée en faisant varier la coupure sur E_T^{miss} et le nombre de jet étiquetés b, sont inférieures aux erreurs statistiques.

Résultats finaux

Les estimations du nombre d'événements de bruit de fond $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ attendues dans la région de signal sont présentées dans le tableau 4.8

TABLE 4.8 – Estimation du nombre d'événements des processus $t\bar{t}$ et $Z + b\bar{b}$ dans la région de signal.

	$t\bar{t}$	$Z + b\bar{b}$
4μ	$0.144 \pm 0.026 \pm 0.029$	$2.385 \pm 0.494 \pm 0.598$
$2e2\mu$	$0.099 \pm 0.021 \pm 0.020$	$2.534 \pm 0.496 \pm 0.633$

Vérifications avec $Z + \text{jets légers}$

La méthode utilisée ci-dessus est basée sur l'hypothèse que le bruit de fond $Z + \text{jets}$ des $Z + \mu\mu$, provient principalement des quarks lourd b se désintégrant en muons. En inversant la condition sur la signification du paramètre d'impact, le bruit de fond $\pi/K \rightarrow \mu$ est pratiquement supprimé. Pour estimer les jets légers restant, nous inversons la condition sur l'isolation des traces. De cette façon, nous préservons, en plus de $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$, le bruit de fond $Z + \text{jets}$ provenant de $\pi/K \rightarrow \mu$. Les distributions de masse m_{12} de $Z + \text{jets légers}$ et de $Zb\bar{b}$ devraient être similaires. Pour estimer le nombre d'événements $Z + \text{jets légers}$, un ajustement est appliqué sur le fond continu $t\bar{t}$ afin de le soustraire. Ensuite nous déterminons, à partir des simulations, le nombre d'événements $Zb\bar{b}$ à l'aide de la région de contrôle précédente (où l'on inverse seulement la condition sur la signification du paramètre d'impact). Nous soustrayons aussi cette contribution afin qu'il ne reste que l'estimation du

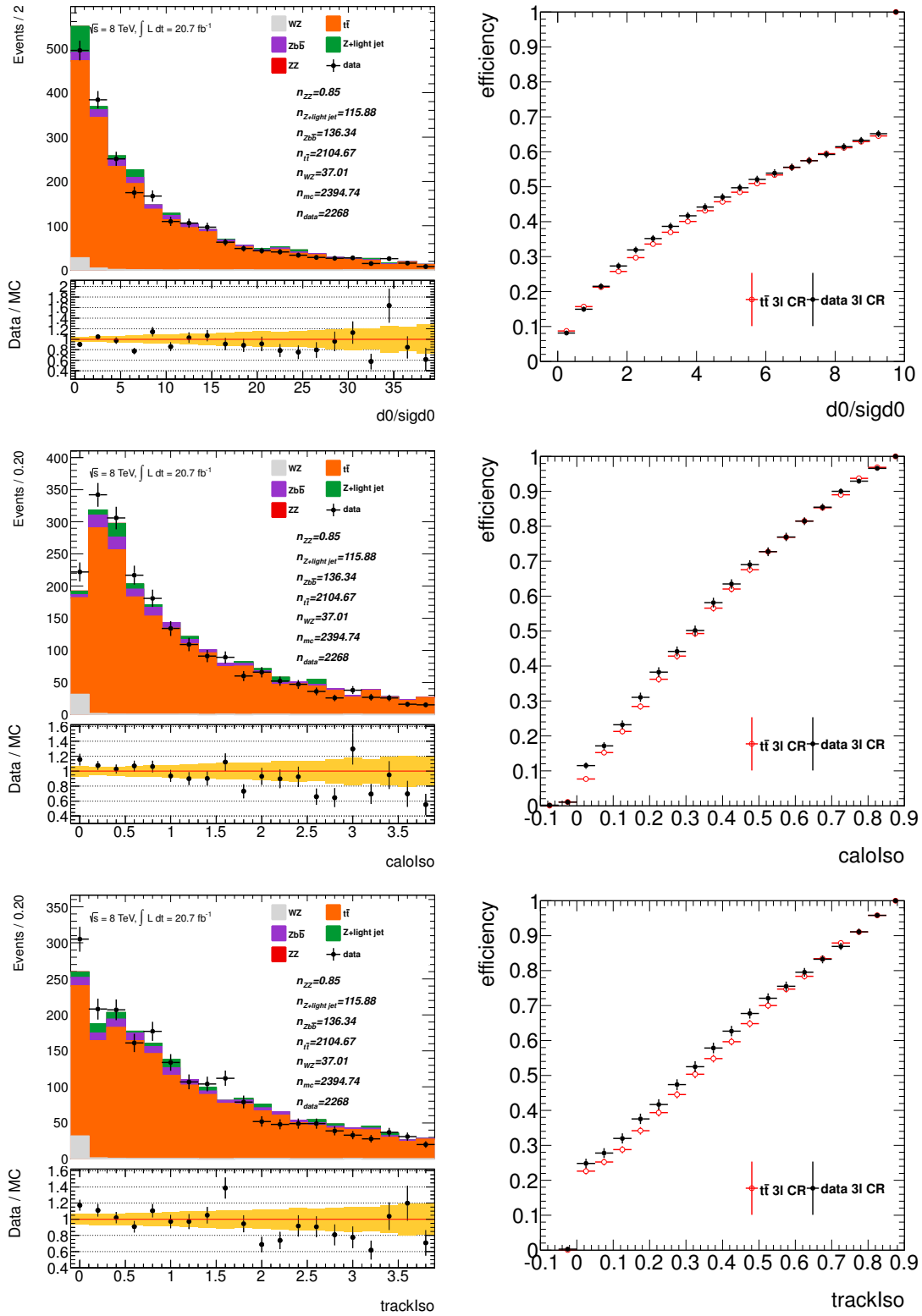


FIGURE 4.2 – Distribution et efficacité de l'isolation et de la signification du paramètre d'impact dans la région de contrôle $Z + \mu$.

nombre d'événements Z +jets légers. La contribution $\pi/K \rightarrow \mu$ représente environ 20% du bruit de fond Z +jets. La distribution de masse m_{12} pour les événements sélectionnés dans l'analyse, sans conditions d'isolation et du paramètre d'impact pour la paire secondaire, est présentée dans le graphique 4.3. L'allure et la normalisation du bruit de fond sont en accord avec les données.

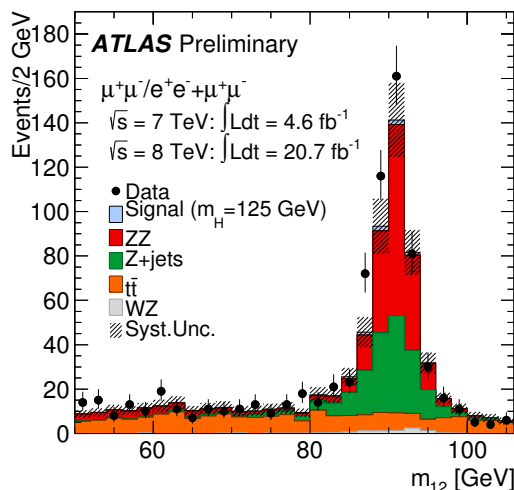


FIGURE 4.3 – Distribution de la masse invariante de la paire dominante m_{12} dans la région de contrôle définie par un boson Z standard et une paire secondaire de muons pour $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV . Les conditions d'isolation et de paramètre d'impact ne sont appliquées que sur la paire dominante qui compose le Z . Les MC sont normalisés par les estimations de bruit de fond dérivées des données.

Vérification du bruit de fond $t\bar{t}$ en utilisant la région de contrôle $e\mu + \mu\mu$

L'estimation du bruit de fond $t\bar{t}$ est complétée par une autre méthode basée sur une région de contrôle où les leptons de la paire dominante sont de saveur différente. En effet, dans le cas de $t\bar{t}$, les leptons de la paire dominante proviennent de la désintégration d'un boson W . Il est donc possible d'avoir un électron et un muon dans l'état final. En imposant des leptons de saveur différente pour la paire dominante, nous supprimons tous les autres bruits de fond car ils requièrent tous un vrai Z . La paire $e^\pm\mu^\mp$ doit avoir une masse invariante entre 50 et 106 GeV et doit satisfaire les conditions sur l'isolation et la signification du paramètre d'impact. De plus le p_T doit être respectivement plus grand que 20 et 15 GeV. Cependant, la paire secondaire doit passer toutes les conditions

de sélection sauf l'isolation et la significance du paramètre d'impact qui ne sont pas obligatoires. Les contributions dans la région de contrôle sont présentées dans le tableau 4.9 pour les données et les MC $t\bar{t}$. L'excès observé dans les données est pris en compte pour l'estimation dans la région de signal.

TABLE 4.9 – Nombre d'événements $e^\pm\mu^\mp + \mu\mu$ attendu et observé dans la région de contrôle.

	$e^\pm\mu^\mp + \mu^+\mu^-$	$e^\pm\mu^\mp + \mu^\pm\mu^\pm$
Données	85	92
$t\bar{t}$	53.9 ± 2.2	65.4 ± 2.3
QCD	1.5 ± 0.6	2.5 ± 1.3

Le nombre d'événements $t\bar{t}$ dans la région de signal est estimé à l'aide des facteurs de transfert : Le facteur de transfert est estimé à partir des MC $t\bar{t}$ comme le ratio entre le nombre d'événements $2e2\mu$ et 4μ dans la région de contrôle sans isolation et paramètre d'impact sur le nombre d'événements $e\mu + \mu\mu$ dans la région de contrôle $e\mu$. Ces ratios sont de 1.09 ± 0.06 pour l'état final $2e2\mu$ et de 0.89 ± 0.05 pour l'état final 4μ . L'incertitude systématique de cette méthode vient de la différence observée entre MC et données pour l'efficacité de passer les coupures d'isolation et de paramètre d'impact. Elle est estimée grâce au muon supplémentaire dans la région de contrôle $e\mu + \mu$. Ainsi les valeurs attendues dans la région de signal sont présentés dans le tableau 4.10. Il sont compatibles avec les résultats de la méthode de l'ajustement de m_{12} .

TABLE 4.10 – Nombre d'événements $t\bar{t}$ estimés et attendus dans la région de signal.

	4μ	$2e2\mu$
Données	$0.098 \pm 0.054(\text{stat}) \pm 0.004(\text{syst})$	$0.120 \pm 0.066(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$
MC	0.06 ± 0.05	0.07 ± 0.06

4.2.3.2 Estimation du bruit de fond $Z + ee$

Les sources du bruit de fond de l'état final $Z + ee$ provient de "faux" électrons dans la paire secondaire. La majorité des ces électrons sont :

- des jets QCD.
- des électrons non-isolés qui proviennent de la désintégration d'un quark lourd.
- des électrons qui proviennent de la conversion de photons.

En simulation, nous avons accès à l'historique d'une particule et nous pouvons donc retracer son origine. La classification basée sur les variables MC vraies (variable truth des MC) est appelée la classification vraie (e,b,c,f). Les électrons sont catégorisés suivant leur origine comme suit :

- (e) électron isolé : C'est un véritable électron qui provient de la désintégration d'un boson Z ou W.
- (b) électron non-isolé : C'est un véritable électron mais qui provient d'un méson b ou c.
- (c) électron de conversion : C'est un véritable électron mais qui provient d'un photon. Cet électron peut être divisé suivant l'origine du photon. Par exemple le photon peut venir de la désintégration d'un pion, du Bremsstrahlung d'un électron qui provient d'un boson Z, ou d'une radiation dans l'état initial ou final.
- (f) faux hadron : S'il ne correspond ni à un vrai électron, muon ou tau.

Dans l'analyse du higgs en quatre leptons, les électrons provenant de toutes les catégories, sauf la première (électron isolé), constituent une source potentielle de bruit de fond pour le signal. Parmi ces bruits de fond, les faux hadrons et les électrons de conversions sont dans l'échantillon $Z + \text{jet}$, et les électrons non-isolés sont dans l'échantillon $t\bar{t}$. L'estimation du bruit de fond dans l'état final $Z + ee$ est donc basée sur les catégories des faux électrons plutôt que sur chaque échantillon. En effet dans un échantillon, on peut trouver un mélange de plusieurs sources de faux électrons. Nous allons présenter les différentes méthodes pour évaluer le bruit de fond.

Catégorisation reconstruite des électrons

Comme les informations de catégorisation ne sont disponibles qu'à travers l'information vraie des MC, qui n'est pas disponible dans les données, les électrons doivent être classifiés par des variables de reconstruction discriminantes comme : Electron (E), Conversion (C), Faux (F). La classification basée sur les variables reconstruites est appelée la classification reconstruite (E,C,F) :

Electron (E) $f_1 > 0.1$, a des coups dans le B-Layer (si attendu, i.e., le module de pixel fonctionne), Si($|\eta| < 2.0$), alors passe la coupure $rTRT$, sinon $R_\phi > 0.9$. $rTRT$ est une coupure recommandée par le groupe de travail sur l'électron et est basé sur les nombres de coups dans le TRT. R_ϕ est le ratio d'énergie déposé dans dans les clusters $3 \times 3 / 3 \times 7$.

Photon (C) pas de coup dans le B-Layer (si attendu) ou un nombre de coups dans les deux couches de pixels < 2 (Si aucun coup dans le B-Layer est attendu).

Faux (F) tout le reste.

Définition des région de contrôle $Z + XX$

Les événements sont sélectionnés selon l'analyse standard mais les coupures d'identification sont relâchées pour les électrons de la paire secondaire. L'analyse standard utilise les coupures d'identification dites "MultiLepton" (abrégé par ML, voir section 3.3.1.2). Les coupures d'isolation et de paramètre d'impact ne sont pas appliquées sur la paire secondaire. Les coupures d'identification relâchées du MultiLepton sont :

- Au moins 7 coups dans le détecteur à Silicium
- Au moins 1 coup dans le Pixel
- E_{ratio}
- $\Delta\phi$
- $rTRT$ (dans la région du crack)
- $R_{had}, R_\eta, w_{\eta 2}, w_{stot}, f_3$

Estimation de $Z + ee$: Méthode avec inversion des coupures

Dans cette méthode, nous utilisons la région de contrôle $Z + XX$ définie ci-dessus et nous ajoutons la condition : au moins un des leptons secondaires ne passe pas la coupure d'isolation, de signficance du paramètre d'impact ou d'identification ML. Grâce à cette inversion de coupure, nous supprimons naturellement l'essentiel du bruit de fond irréductible $ZZ^{(*)}$.

Cette méthode se décompose en plusieurs étapes qui s'effectuent dans cette ordre :

1. On utilise des échantillons MC $Z + X$ pour calculer les efficacités de l'électron supplémentaire à passer les coupures d'identification ML, d'isolation ou de signficance du paramètre d'impact.

2. On définit une région de contrôle enrichie en événement de bruit de fond.
3. On définit les facteurs de transfert grâce aux efficacités calculées en (1)
4. On extrapole le nombre d'événements de la région de contrôle vers la région de signal en utilisant les facteurs de transfert.

Nous allons donc voir chacune de ces étapes.

Echantillons MC $Z+X$ et calcul des efficacités Nous définissons les échantillons $Z+X$ telle que la paire qui constitue le candidat Z suive la sélection standard (ML, isolation et paramètre d'impact inclus). Nous demandons, aussi, que la masse invariante du candidat Z soit dans une fenêtre de ± 15 GeV autour de la masse nominale du boson Z (91.1876 GeV) et que l'impulsion transverse des leptons qui compose le candidat Z soit supérieure à 20 GeV. Il faut, aussi, qu'au moins un des leptons ait déclenché l'événement. Il doit y avoir exactement un seul électron supplémentaire X afin de supprimer les événements $ZZ^{(*)}$. L'électron X doit passer l'identification relâchée, ML relâché, ainsi que la coupure sur ΔR afin de bien séparer le X des leptons qui composent le Z .

Pour cette méthode, nous n'utilisons que les catégories reconstruites E et F, où E est défini comme dans le paragraphe précédent et F est tout le reste. Dans les tableaux 4.11, 4.12 nous pouvons voir les nombres d'événements $Z+X$ sans catégorisation et avec catégorisation pour les MC et les données 2012 correspondant à 21fb^{-1} .

TABLE 4.11 – Nombre d'événements $Z+X$, avec $Z(ee, \mu\mu)$ et exactement un seul électron supplémentaire X . Le Z passe l'analyse standard et le X passe la coupure ML relâchée. Les données et la simulation sont en accord à $\sim 15\%$ près (analyse 2012 à 21fb^{-1}).

Événements	$Z(ee) + 1e/Z(\mu\mu) + 1e$
Donnée	$36670 \pm 191 / 42070 \pm 205$
MC total	$40710 \pm 270 / 49059 \pm 296$
Z+jets légers	$38991 \pm 270 / 47061 \pm 296$
$Z+b\bar{b}$	$1481 \pm 9 / 1728 \pm 10$
ZZ	$66 \pm 0 / 83 \pm 1$
WZ	$130 \pm 3 / 133 \pm 3$
$t\bar{t}$	$42 \pm 2 / 53 \pm 3$

TABLE 4.12 – Nombre d'événements $Z + X$, avec $Z(ee, \mu\mu)$ et exactement un seul électron supplémentaire X pour les deux catégories E (vrai électron) et F (faux électron). Le Z passe l'analyse standard et le X passe la coupure ML relâchée. Les données et la simulation sont en accord à $\sim 13\%$ près (analyse 2012 à 21fb^{-1}).

Événement	$Z(ee) + 1e$ (E) / $Z(\mu\mu) + 1e$ (E)	$Z(ee) + 1e$ (F) / $Z(\mu\mu) + 1e$ (F)
Donnée	$11255 \pm 106 / 12752 \pm 113$	$25415 \pm 159 / 29318 \pm 171$
MC total	$12655 \pm 145 / 15101 \pm 159$	$28055 \pm 227 / 33958 \pm 250$
Z+jets légers	$11285 \pm 145 / 13518 \pm 159$	$27706 \pm 227 / 33543 \pm 249$
$Z+b\bar{b}$	$1180 \pm 8 / 1367 \pm 9$	$300 \pm 4 / 361 \pm 4$
ZZ	$55 \pm 0 / 68 \pm 0$	$12 \pm 0 / 15 \pm 0$
WZ	$110 \pm 2 / 113 \pm 2$	$20 \pm 1 / 20 \pm 1$
$t\bar{t}$	$25 \pm 2 / 34 \pm 2$	$17 \pm 1 / 19 \pm 2$

Le calcul des efficacités est fait par catégorie, par intervalle de p_T et par région en pseudo-rapacité η . Le binning en p_T est 7, 10, 15, 20, 25 GeV et le binning en η est défini avec une valeur avant, dedans et après le crack. Nous avons mesuré l'impact de différents binnings sur le nombre final d'événements de bruit de fond attendu dans la région de signal et nous n'avons pas vu d'impact majeur à partir du moment où nous avons au moins une valeur dans chaque partie autour du crack. Nous calculons l'efficacité que l'électron passe l'identification complète ML, les coupures d'isolation de trace ($\sigma p_T/p_T < 0.15$), calorimétrique ($\sigma E_T/E_T < 0.20$), et de signficance du paramètre d'impact ($d_0/\sigma_{d_0} < 6.5$). Les tableaux 4.13,4.14,4.15 représentent les valeurs des efficacités calculées avec et sans catégorisation sur X .

Les graphiques 4.4,4.5 représentent les efficacités pour chaque catégories d'électrons (p_T, η) de passer les trois coupures additionnelles et la coupure MultiLepton. Les données et MC sont en accord.

Définition des régions de contrôle et des facteurs de transfert Pour déterminer le bruit de fond réductible nous pouvons créer une région de contrôle avec un Z qui passe toutes les coupures de l'analyse quatre leptons accompagnés de deux électrons candidats, c'est à dire deux électrons qui passent la coupure ML relâchée et toute les coupures standard mais sans conditions sur les coupures d'isolation et de paramètre d'impact. Cette région de contrôle s'appelle CR0. Ensuite pour supprimer la contamination du

TABLE 4.13 – Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X de passer chaque coupure additionnelle.

	Donnée $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$	MC $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$
Isolation calo	$39.5 \pm 0.3 \mid 40.3 \pm 0.2$	$42.5 \pm 0.2 \mid 41.9 \pm 0.2$
Isolation trace	$38.5 \pm 0.3 \mid 39.3 \pm 0.2$	$41.7 \pm 0.2 \mid 41.0 \pm 0.2$
significane d_0	$93.7 \pm 0.1 \mid 94.2 \pm 0.1$	$94.7 \pm 0.1 \mid 94.8 \pm 0.1$
3 coupures add	$21.7 \pm 0.2 \mid 22.5 \pm 0.2$	$25.0 \pm 0.2 \mid 24.4 \pm 0.2$
ML relâché \rightarrow ML	$51.3 \pm 0.3 \mid 51.5 \pm 0.2$	$48.3 \pm 0.2 \mid 49.0 \pm 0.2$
ML relâché \rightarrow ML + 3 coupures add	$13.3 \pm 0.2 \mid 13.8 \pm 0.2$	$13.7 \pm 0.2 \mid 13.4 \pm 0.2$

TABLE 4.14 – Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X, catégorisé comme vrai électron E, de passer chaque coupure additionnelle.

	Donnée $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$	MC $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$
Isolation calo	$45.1 \pm 0.5 \mid 45.8 \pm 0.4$	$45.4 \pm 0.4 \mid 45.3 \pm 0.4$
Isolation trace	$42.3 \pm 0.5 \mid 42.9 \pm 0.4$	$44.3 \pm 0.4 \mid 43.3 \pm 0.4$
d_0 significane	$88.7 \pm 0.3 \mid 89.4 \pm 0.3$	$90.5 \pm 0.3 \mid 90.5 \pm 0.2$
3 coupures add	$24.9 \pm 0.4 \mid 25.4 \pm 0.4$	$26.7 \pm 0.4 \mid 25.7 \pm 0.4$
ML relâché \rightarrow ML	$63.4 \pm 0.5 \mid 64.0 \pm 0.4$	$57.2 \pm 0.4 \mid 56.7 \pm 0.4$
ML relâché \rightarrow ML + 3 coupures add	$19.1 \pm 0.4 \mid 19.3 \pm 0.3$	$17.7 \pm 0.3 \mid 16.4 \pm 0.3$

TABLE 4.15 – Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X, catégorisé comme faux électron F, de passer chaque coupure additionnel.

	Donnée $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$	MC $Z(ee) + e \mid Z(\mu\mu) + e$
Isolation calo	$37.1 \pm 0.3 \mid 37.8 \pm 0.3$	$41.0 \pm 0.3 \mid 40.4 \pm 0.3$
Isolation trace	$36.8 \pm 0.3 \mid 37.7 \pm 0.3$	$40.6 \pm 0.3 \mid 40.0 \pm 0.3$
d_0 significane	$95.9 \pm 0.1 \mid 96.3 \pm 0.1$	$96.5 \pm 0.1 \mid 96.8 \pm 0.1$
3 coupures add	$20.3 \pm 0.3 \mid 21.2 \pm 0.2$	$24.2 \pm 0.3 \mid 23.8 \pm 0.2$
ML relâché \rightarrow ML	$46.0 \pm 0.3 \mid 46.1 \pm 0.3$	$44.3 \pm 0.3 \mid 45.5 \pm 0.3$
ML relâché \rightarrow ML + 3 coupures add	$10.8 \pm 0.2 \mid 11.4 \pm 0.2$	$11.9 \pm 0.2 \mid 12.0 \pm 0.2$

bruit de fond en $ZZ^{(*)}$, nous créons une région de contrôle avec un Z accompagné de deux électrons candidats, où au moins un des deux électrons ne passe pas la coupure d'isolation calorimétrique (région de contrôle CR1), ou ne passe pas la coupure d'isolation de trace (région de contrôle CR2), ou ne passe pas la coupure sur la signification du paramètre d'impact (région de contrôle CR3). Dans le but d'avoir plus de statistique, nous construisons une région de contrôle où au moins un des deux électrons additionnels ne passe pas au moins une des trois coupures additionnelles (région de contrôle 4) ou la coupure d'identification MultiLepton (région de contrôle CR5).

Ainsi, nous pouvons prédire le nombre d'événements bruit de fond attendu dans la région de signal N_{SR} en appliquant un poids à chaque événement et en faisant la somme.

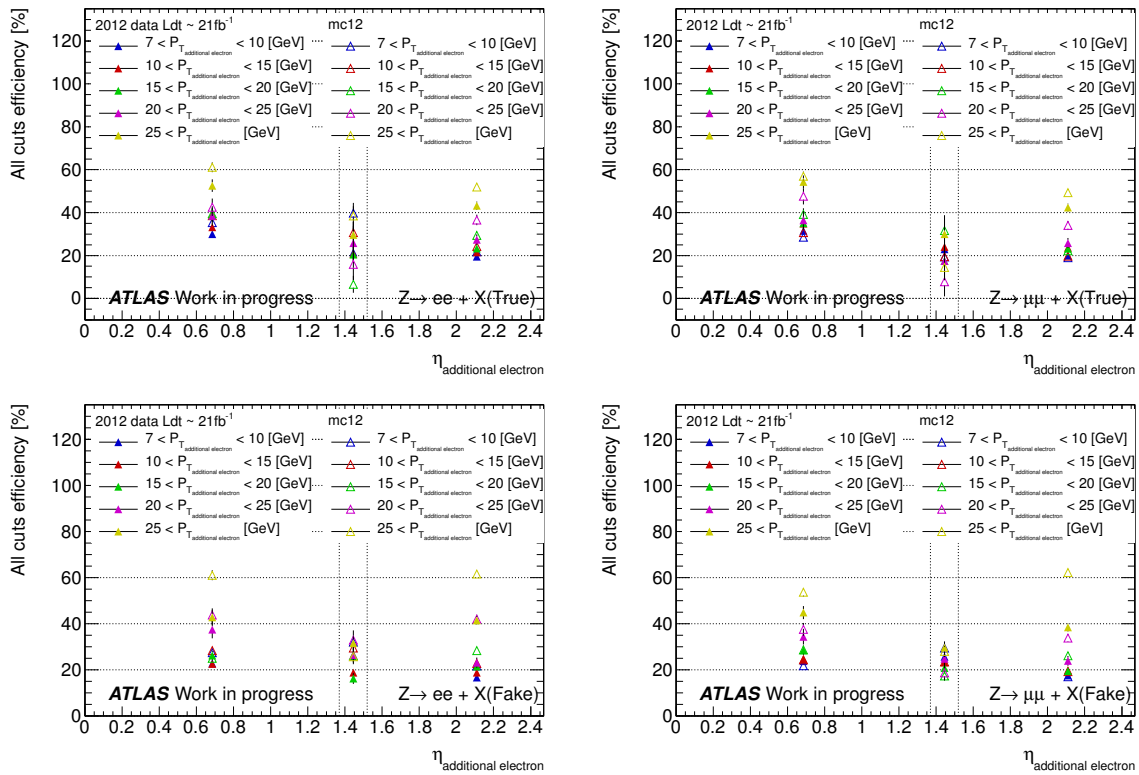


FIGURE 4.4 – Efficacité pour le processus $Z + X$ dans le binning 2D en η et p_T que l'électron X avec ML relâché passe les trois coupures additionnelles. Les électrons de type VRAI (E) sont en haut et de type FAUX (F) sont en bas.

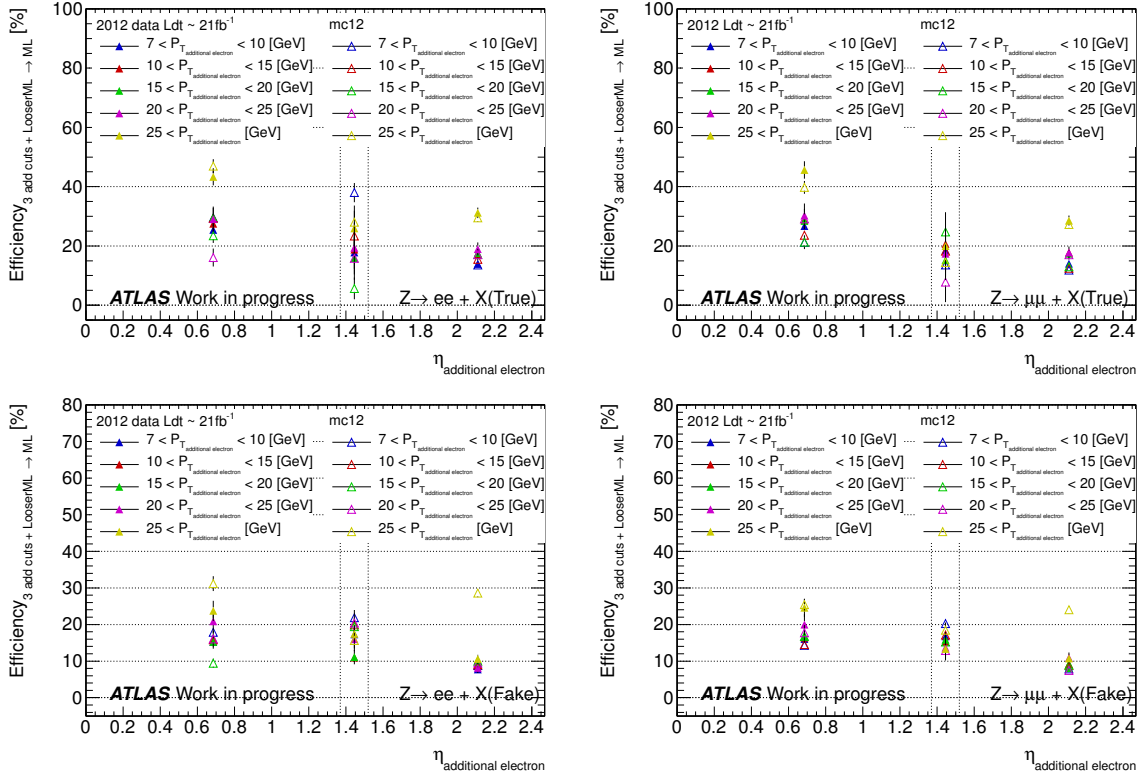


FIGURE 4.5 – Efficacité pour le processus $Z+X$ dans le binning 2D en η et p_T que l'électron X avec ML relâché passe les trois coupures additionnelles ET la coupure MultiLepton. Les électrons de type VRAI (E) sont en haut et de type FAUX (F) sont en bas.

Ce poids reflète la probabilité qu'un événement soit dans la région de signal :

$$N_{SR} = \sum_{i=1}^{N_{CR_n}} TF_n^i \quad (4.3)$$

avec $n = 0, 1, 2, 3, 4$ ou 5 selon la région de contrôle que nous utilisons et i un événement dans la région de contrôle. Les poids que nous utilisons sont les facteurs de transfert TF_n^i . Ils sont proportionnels aux efficacités calculées ci-dessus. En première approximation, nous n'utilisons pas de catégorisation sur les électrons et les facteurs de transfert sont :

$$TF_0^i = \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_4^i, p_{T4}^i) \quad (4.4)$$

$$TF_4^i = \frac{\epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_4^i, p_{T4}^i)}{1 - \epsilon_{3\text{coupures Add}}(\eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add}}(\eta_4^i, p_{T4}^i)} \quad (4.5)$$

$$TF_5^i = \frac{\epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_4^i, p_{T4}^i)}{1 - \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\eta_4^i, p_{T4}^i)} \quad (4.6)$$

Cependant, il est plus pertinent d'utiliser les catégorisations sur les électrons supplémentaires. Ainsi nous définissons les mêmes facteurs de transfert où les efficacités utilisent la catégorisation :

$$TF_0^i = \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_3^i, \eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_4^i, \eta_4^i, p_{T4}^i) \quad (4.7)$$

$$TF_4^i = \frac{\epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_3^i, \eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_4^i, \eta_4^i, p_{T4}^i)}{1 - \epsilon_{3\text{coupures Add}}(\text{type}_3^i, \eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add}}(\text{type}_4^i, \eta_4^i, p_{T4}^i)} \quad (4.8)$$

$$TF_5^i = \frac{\epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_3^i, \eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_4^i, \eta_4^i, p_{T4}^i)}{1 - \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_3^i, \eta_3^i, p_{T3}^i) \times \epsilon_{3\text{coupures Add+ML}}(\text{type}_4^i, \eta_4^i, p_{T4}^i)} \quad (4.9)$$

Le tableau 4.16 nous pouvons voir les nombres d'événements dans les différentes régions de contrôle et les nombres de bruit de fond attendus dans la région de signal. Nous présentons les nombres moyens, c'est à dire sans catégorisation, et les nombres avec catégorisation pour les données et les MC. Pour supprimer le bruit de fond $ZZ^{(*)}$ l'analyse a, aussi, été effectuée en demandant aux deux électrons supplémentaires d'avoir le même signe (voir tableau 4.17).

Afin d'améliorer la réjection de bruit de fond, un nouveau menu d'identification d'électron à été créé : le "Likelihood ID". Contrairement au Multilepton qui était un basé sur un ensemble de coupures, le Likelihood est basé sur les fonctions de vraisemblance. Le Multilepton a été l'algorithme d'identification officiel lors de la publication de Moriond 2013. Afin de faire accepter ce nouvel algorithme pour la prochaine analyse de 2014, nous avons effectué quelque tests et plus particulièrement nous avons cherché à comprendre son impact sur le nombre d'événements de bruit de fond attendu. Comme nous l'avons vu précédemment, pour étudier le bruit de fond avec les facteurs de transfert, nous devons définir une coupure relâchée. Comme le Multilepton est basé sur des coupures, c'était plus simple de les relâcher individuellement. Cependant, le Likelihood utilise les fonctions de vraisemblance qui sont une combinaison de toutes les coupures. Nous avons donc créé l'identification relâchée "Likelihood 3.5" qui agrandit l'ensemble des événements qui passent la coupure par un facteur 3.5. De ce fait, nous avons enrichi notre ensemble en événement de bruit de fond. Dans le tableau 4.18, la méthode d'inversion des coupures a été utilisée. Nous observons que le nombre d'événements de bruit de fond attendus dans la région signal est divisé par 2 lorsque l'on passe de Multilepton au Likelihood. Le Likelihood a été accepté par la collaboration pour la prochaine analyse de 2014.

TABLE 4.16 – Nombre d'événements dans les différentes régions de contrôle pour les données et les MC. Les deux électrons supplémentaires ont un signe opposé. L'extrapolation dans la région de signal (SR) est réalisée en utilisant les efficacités moyennes (sans catégorisation VRAI (E), FAUX (F) sur les électrons supplémentaires) et catégorisées.

		région de contrôle 0		région de contrôle 4		région de contrôle 5	
		$4e 2\mu 2e$		$4e 2\mu 2e$		$4e 2\mu 2e$	
Donnée	CR	202.0 ± 14.2	$ 248.0 \pm 15.7$	121.0 ± 11.0	$ 145.0 \pm 12.0$	127.0 ± 11.3	$ 157.0 \pm 12.5$
	SR moyen	7.2 ± 0.6	$ 8.5 \pm 0.7$	3.3 ± 0.3	$ 3.8 \pm 0.4$	3.4 ± 0.3	$ 4.0 \pm 0.4$
	SR catégories	10.3 ± 1.0	$ 12.5 \pm 1.1$	4.1 ± 0.5	$ 4.2 \pm 0.5$	4.2 ± 0.5	$ 4.5 \pm 0.5$
MC Total	CR	263.3 ± 21.7	$ 335.6 \pm 24.2$	174.0 ± 20.5	$ 226.3 \pm 23.4$	188.5 ± 21.5	$ 242.3 \pm 24.2$
	SR moyen	8.0 ± 0.6	$ 10.7 \pm 0.7$	4.3 ± 0.7	$ 6.1 \pm 0.8$	4.3 ± 0.7	$ 6.1 \pm 0.7$
	SR catégories	10.5 ± 0.5	$ 14.9 \pm 0.8$	4.4 ± 0.6	$ 7.1 \pm 0.8$	4.3 ± 0.6	$ 7.1 \pm 0.8$
Z+jets légers	CR	152.6 ± 21.6	$ 190.4 \pm 24.1$	136.7 ± 20.5	$ 177.4 \pm 23.3$	149.8 ± 21.5	$ 190.4 \pm 24.1$
	SR moyen	3.2 ± 0.6	$ 4.4 \pm 0.7$	3.2 ± 0.7	$ 4.6 \pm 0.7$	3.2 ± 0.7	$ 4.6 \pm 0.7$
	SR catégories	2.7 ± 0.5	$ 4.7 \pm 0.8$	2.8 ± 0.6	$ 4.9 \pm 0.8$	2.7 ± 0.6	$ 4.9 \pm 0.8$
$Z+b\bar{b}$	CR	18.8 ± 1.0	$ 25.1 \pm 1.2$	18.0 ± 1.0	$ 23.8 \pm 1.2$	18.0 ± 1.0	$ 24.2 \pm 1.2$
	SR moyen	0.4 ± 0.0	$ 0.6 \pm 0.0$	0.4 ± 0.0	$ 0.6 \pm 0.0$	0.4 ± 0.0	$ 0.6 \pm 0.0$
	SR catégories	0.6 ± 0.0	$ 0.8 \pm 0.0$	0.6 ± 0.0	$ 0.8 \pm 0.1$	0.6 ± 0.0	$ 0.8 \pm 0.1$
ZZ	CR	77.3 ± 0.4	$ 100.4 \pm 0.7$	5.7 ± 0.1	$ 7.2 \pm 0.2$	7.0 ± 0.1	$ 8.6 \pm 0.2$
	SR moyen	4.0 ± 0.0	$ 5.0 \pm 0.0$	0.3 ± 0.0	$ 0.3 \pm 0.0$	0.3 ± 0.0	$ 0.4 \pm 0.0$
	SR catégories	6.7 ± 0.1	$ 8.6 \pm 0.1$	0.4 ± 0.0	$ 0.5 \pm 0.0$	0.5 ± 0.0	$ 0.6 \pm 0.0$
WZ	CR	4.7 ± 0.6	$ 4.9 \pm 0.7$	4.2 ± 0.6	$ 3.3 \pm 0.5$	4.3 ± 0.6	$ 4.5 \pm 0.6$
	SR moyen	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$
	SR catégories	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$	0.2 ± 0.0	$ 0.2 \pm 0.0$
$t\bar{t}$	CR	9.9 ± 1.2	$ 14.8 \pm 1.5$	9.4 ± 1.2	$ 14.6 \pm 1.4$	9.4 ± 1.2	$ 14.6 \pm 1.4$
	SR moyen	0.2 ± 0.0	$ 0.4 \pm 0.1$	0.2 ± 0.0	$ 0.4 \pm 0.1$	0.2 ± 0.0	$ 0.4 \pm 0.1$
	SR catégories	0.3 ± 0.1	$ 0.5 \pm 0.1$	0.3 ± 0.1	$ 0.6 \pm 0.1$	0.3 ± 0.1	$ 0.6 \pm 0.1$
ggH125	CR	11.2 ± 0.2	$ 13.0 \pm 0.2$	1.6 ± 0.1	$ 2.0 \pm 0.1$	1.8 ± 0.1	$ 2.3 \pm 0.1$
	SR moyen	0.3 ± 0.0	$ 0.4 \pm 0.0$	0.0 ± 0.0	$ 0.1 \pm 0.0$	0.1 ± 0.0	$ 0.1 \pm 0.0$
	SR catégories	0.6 ± 0.0	$ 0.7 \pm 0.0$	0.1 ± 0.0	$ 0.1 \pm 0.0$	0.1 ± 0.0	$ 0.1 \pm 0.0$

TABLE 4.17 – Nombre d'événements dans les différentes régions de contrôle pour les données et les MC. Les deux électrons supplémentaires ont le même signe. L'extrapolation dans la région de signal (SR) est réalisée en utilisant les efficacités moyennes (sans catégorisation VRAI (E), FAUX (F) sur les électrons supplémentaires) et catégorisées.

		région de contrôle 0	région de contrôle 4	région de contrôle 5
		$4e \mid 2\mu 2e$	$4e \mid 2\mu 2e$	$4e \mid 2\mu 2e$
Donnée	CR	$104.0 \pm 10.2 \mid 145.0 \pm 12.0$	$93.0 \pm 9.6 \mid 132.0 \pm 11.5$	$99.0 \pm 9.9 \mid 136.0 \pm 11.7$
	SR moyen	$2.6 \pm 0.3 \mid 3.4 \pm 0.3$	$2.5 \pm 0.3 \mid 3.2 \pm 0.3$	$2.6 \pm 0.3 \mid 3.2 \pm 0.3$
	SR catégories	$2.7 \pm 0.3 \mid 3.9 \pm 0.4$	$2.6 \pm 0.3 \mid 3.5 \pm 0.4$	$2.7 \pm 0.3 \mid 3.5 \pm 0.4$
MC total	CR	$176.1 \pm 20.9 \mid 232.6 \pm 24.5$	$172.7 \pm 20.9 \mid 220.7 \pm 23.9$	$173.5 \pm 20.9 \mid 229.8 \pm 24.5$
	SR moyen	$4.7 \pm 0.7 \mid 5.7 \pm 0.8$	$5.0 \pm 0.8 \mid 5.8 \pm 0.9$	$4.7 \pm 0.8 \mid 5.7 \pm 0.9$
	SR catégories	$4.2 \pm 0.6 \mid 6.0 \pm 1.0$	$4.4 \pm 0.7 \mid 6.2 \pm 1.1$	$4.2 \pm 0.7 \mid 6.1 \pm 1.1$
Z+jets légers	CR	$141.3 \pm 20.8 \mid 196.9 \pm 24.5$	$141.3 \pm 20.8 \mid 188.6 \pm 23.9$	$141.3 \pm 20.8 \mid 196.9 \pm 24.5$
	SR moyen	$3.7 \pm 0.7 \mid 4.7 \pm 0.8$	$4.1 \pm 0.8 \mid 4.9 \pm 0.9$	$3.9 \pm 0.8 \mid 4.8 \pm 0.9$
	SR catégories	$3.0 \pm 0.6 \mid 4.7 \pm 1.0$	$3.3 \pm 0.7 \mid 5.0 \pm 1.1$	$3.1 \pm 0.6 \mid 4.9 \pm 1.1$
$Z+b\bar{b}$	CR	$14.5 \pm 1.0 \mid 19.3 \pm 1.1$	$13.8 \pm 0.9 \mid 18.7 \pm 1.1$	$13.9 \pm 0.9 \mid 19.0 \pm 1.1$
	SR moyen	$0.3 \pm 0.0 \mid 0.5 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0 \mid 0.5 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0 \mid 0.5 \pm 0.0$
	SR catégories	$0.5 \pm 0.0 \mid 0.6 \pm 0.0$	$0.5 \pm 0.0 \mid 0.7 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.0 \mid 0.6 \pm 0.1$
ZZ	CR	$3.7 \pm 0.1 \mid 5.0 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.1 \mid 2.7 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1 \mid 3.0 \pm 0.1$
	SR moyen	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.1 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.1 \pm 0.0$
	SR catégories	$0.2 \pm 0.0 \mid 0.3 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$
WZ	CR	$4.7 \pm 0.6 \mid 4.7 \pm 0.6$	$3.8 \pm 0.6 \mid 4.2 \pm 0.6$	$4.3 \pm 0.6 \mid 4.4 \pm 0.6$
	SR moyen	$0.2 \pm 0.0 \mid 0.1 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.1 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \mid 0.1 \pm 0.0$
	SR catégories	$0.2 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$
$t\bar{t}$	CR	$11.9 \pm 1.5 \mid 6.7 \pm 0.9$	$11.8 \pm 1.5 \mid 6.4 \pm 0.9$	$11.9 \pm 1.5 \mid 6.4 \pm 0.9$
	SR moyen	$0.3 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$
	SR catégories	$0.3 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.1 \mid 0.2 \pm 0.1$
ggH125	CR	$0.4 \pm 0.0 \mid 0.3 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0 \mid 0.2 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0 \mid 0.3 \pm 0.0$
	SR moyen	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$
	SR catégories	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0 \mid 0.0 \pm 0.0$

	MultiLepton				LikeliHood			
	sans catégorisation		avec catégorisation		sans catégorisation		avec catégorisation	
	4e	$2\mu 2e$	4e	$2\mu 2e$	4e	$2\mu 2e$	4e	$2\mu 2e$
SR4	2.6 ± 0.3	3.6 ± 0.3	3.3 ± 0.4	4.1 ± 0.4	1.24 ± 0.07	1.65 ± 0.08	1.36 ± 0.08	1.71 ± 0.09
SR5	2.7 ± 0.3	3.7 ± 0.3	3.4 ± 0.4	4.3 ± 0.4	1.35 ± 0.07	1.74 ± 0.08	1.47 ± 0.09	1.84 ± 0.10

TABLE 4.18 – Comparaison des événements de bruit de fond attendus dans les régions de signal avec l’identification MultiLepton et avec l’identification LikeliHood. Ces nombres d’événements ont été déduits par la méthode d’inversion des coupures. Dans la région de signal 5, nous voyons que le passage de MultiLepton à Likelihood réduit le nombre d’événements de bruit d’environ un facteur 2.

Estimation $Z + ee$: Méthode avec relâchement des coupures

Dans cette méthode nous utilisons la région de contrôle $Z + XX$ définie précédemment. Ensuite chaque événement dans la région de contrôle est extrapolé dans la région de signal grâce aux facteurs de transfert. Tous les événements dans la région de contrôle $Z + XX$, où X peut être E ou F , sont classifiés dans 4 catégories : EE , EF , FE et FF . L’ordre de la paire XX dépend du p_T . Dans les tableaux 4.19,4.20, les nombres d’événements, de chaque catégorie reconstruite, sont présentés pour les données et les MC : Il y a un bon accord entre les deux.

Les événements peuvent aussi être classifiés en 16 catégories vraies : ef , ee , fe etc. La probabilité pour un électron de la catégorie vraie de tomber dans une certaine catégorie reconstruite peut être obtenue par les simulations et utilisée sur les données. De cette façon, un événement dans les données peut être affecté à une catégorie vraie à partir de sa catégorie reconstruite. Les efficacités d’un électron d’une catégorie vraie de satisfaire la coupure d’identification non-relâchée, ainsi que les coupures supplémentaires² sont obtenues à partir de la région de contrôle $Z + X$. Comme le bruit de fond irréductible $ZZ^{(*)}$ est aussi inclus dans la région de contrôle, sa contribution est soustraite de l’estimation finale en utilisant les prévisions de différentes méthodes. Comme dans la méthode précédente, les facteurs de transfert sont calculés en bin de p_T et η . Les bins en impulsion transverse sont $[7, 15]$ GeV, $[15, 25]$ GeV, $[25+]$ GeV. Le bin en pseudo-rapacité est divisé par le tonneau, le crack et le bouchon. Dans la suite nous allons voir plus en détails les étapes de cette méthode.

2. Rappel : Les coupures supplémentaires ou additionnels de l’analyse quatre leptons sont les coupures d’isolation et de signification du paramètre d’impact.

TABLE 4.19 – Nombres d'événements Donnée/MC pour les différentes catégories dans la région de contrôle $Z(ee) + XX(ee)$. Il y a un bon accord entre les données et les MC.

	Total	
	Donnée	MC
EE	36	25.91±4.36
EF	28	25.48±4.44
FE	18	8.22±2.30
FF	27	53.99±7.29
Total	109	113.60±9.85

TABLE 4.20 – Nombres d'événements Donnée/MC pour les différentes catégories dans la région de contrôle $Z(\mu\mu) + XX(ee)$. Il y a un bon accord entre les données et les MC.

	Total	
	Données	MC
EE	40	25.73±4.48
EF	42	33.10±5.30
FE	25	24.02±4.62
FF	44	63.43±7.90
Total	151	146.28±11.49

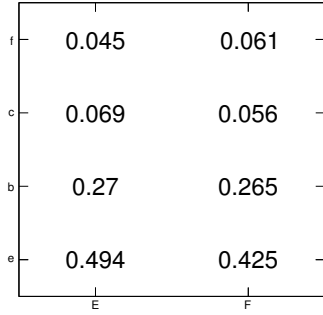
Matrice de composition vraie et facteur de transfert Dans la région de contrôle, chacune des 4 catégories reconstruites contient un mélange des 16 catégories vraies. Cette répartition est donnée dans le tableau 4.21 pour les données 2012. Pour analyser les données, nous utilisons des pseudo-expériences (toy) basées sur les valeurs de cette matrice (tableau 4.21). La composition vraie de chaque événement est donnée par les pseudo-expériences, où la valeur centrale de la matrice définit la fraction nominale attendue variant avec une incertitude Poissonienne. Ensuite, le facteur de transfert est multiplié pour chaque catégorie afin d'obtenir l'estimation finale dans la région de signal.

Considérons un bin en p_T et η . Le facteur de transfert est le produit des efficacités pour chaque électron de la paire secondaire de passer le reste des coupures d'identification et les coupures additionnelles. Le facteur de transfert pour un électron de la paire secondaire dépend de la catégorie vraie et reconstruite. Ainsi il est représenté par une matrice 4×2 obtenue à partir des MC. Pour avoir assez de statistique dans l'élaboration de la matrice 4×2 , nous utilisons une région de contrôle $Z + X$ avec les mêmes propriétés que la région de contrôle $Z + XX$ sauf que nous avons un seul X qui accompagne le boson Z .

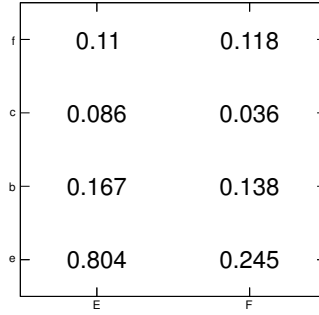
Nous venons de raisonner pour un seul bin en p_T et η . En les prenant tous en compte, nous avons un ensemble de matrices 4×2 qui représentent les facteurs de transfert. Les graphiques 4.6, 4.7 montrent les facteurs de transfert pour les bins en impulsion transverse et en pseudo-rapacité pour les région de contrôle $Z(ee) + X$ et $Z(\mu\mu) + X$.

TABLE 4.21 – Matrice de composition vraie des événements de la région de contrôle.

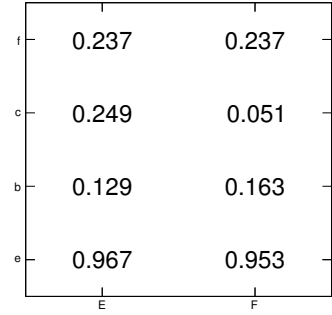
		<i>ee + ee</i>														
	ee	eb	ec	ef	be	bb	bc	bf	ce	cb	cc	cf	fe	fb	fc	ff
EE	6.66	0.35	0.16	0.48	0.05	5.14	0.44	1.02	0.03	0.52	0.11	4.80	0.07	0.49	0.00	5.33
EF	0.94	0.02	0.03	5.08	0.08	0.68	0.23	4.74	0.00	0.12	2.62	6.28	0.01	0.00	0.00	4.05
FE	0.69	0.02	0.00	0.08	0.00	0.92	0.01	0.10	0.00	0.12	0.00	0.00	3.47	2.12	0.17	0.51
FF	0.12	0.02	0.01	0.06	0.00	0.08	0.00	0.45	0.00	0.01	0.00	10.72	0.02	0.06	0.03	42.29
		<i>$\mu\mu + ee$</i>														
	ee	eb	ec	ef	be	bb	bc	bf	ce	cb	cc	cf	fe	fb	fc	ff
EE	5.44	0.97	0.00	0.25	0.17	6.23	0.29	7.23	0.03	0.07	0.00	0.09	0.00	0.20	0.04	1.76
EF	0.74	0.19	0.01	2.80	0.00	1.03	0.12	7.55	0.00	0.05	0.00	3.11	0.03	0.01	0.00	10.04
FE	0.63	0.00	0.00	0.40	-0.07	1.25	0.03	3.11	0.10	0.29	0.00	0.11	0.04	1.15	10.59	6.40
FF	0.17	0.01	0.00	0.30	0.00	0.15	0.01	0.48	0.00	0.09	0.00	8.99	0.00	0.24	0.00	52.89



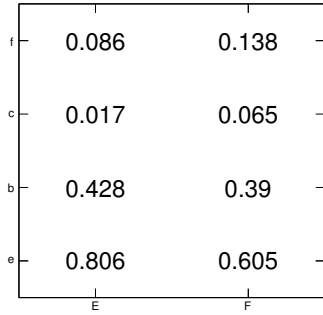
(a) 7-15 GeV barrel



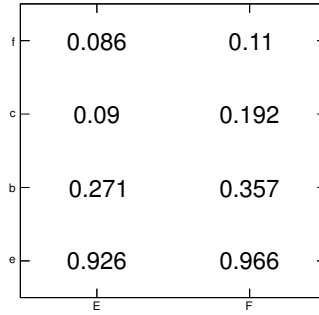
(b) 15-25 GeV barrel



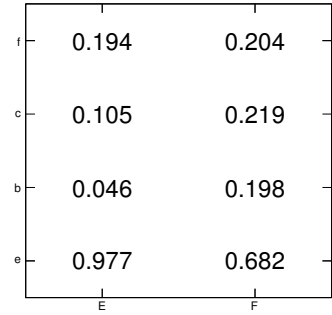
(c) 25+ GeV barrel



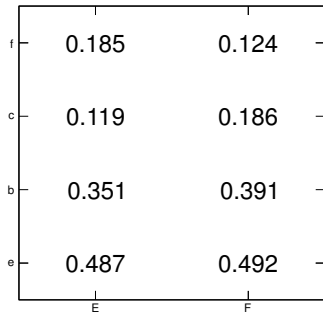
(d) 7-15 GeV crack



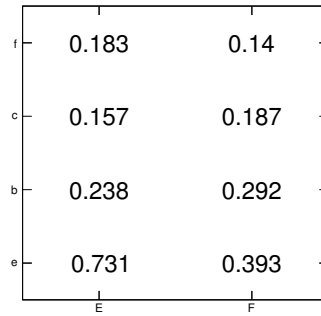
(e) 15-25 GeV crack



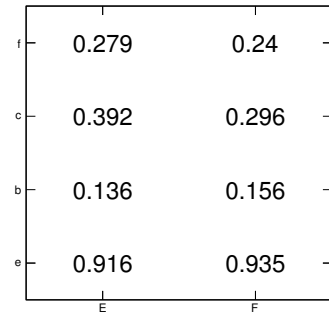
(f) 25+ GeV crack



(g) 7-15 GeV end-cap

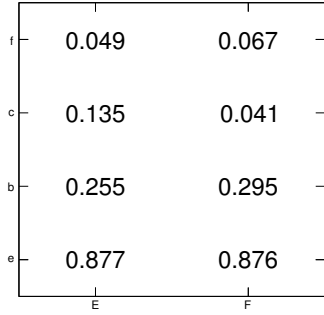


(h) 15-25 GeV end-cap

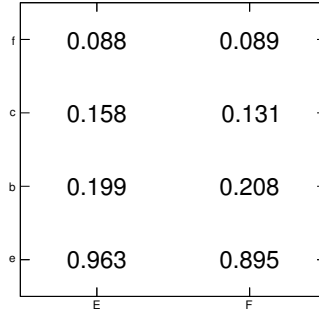


(i) 25+ GeV end-cap

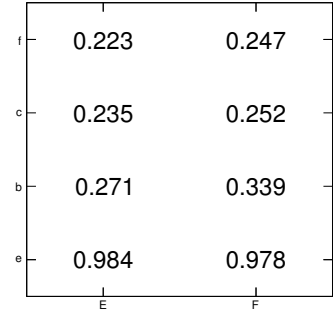
FIGURE 4.6 – Facteurs de transfert de la région de contrôle $Z(ee) + X$ en bins d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité.



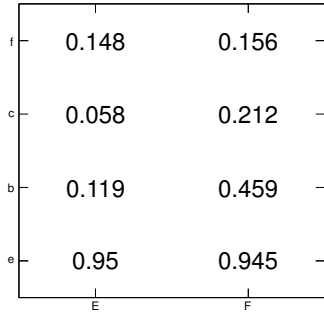
(a) 7-15 GeV barrel



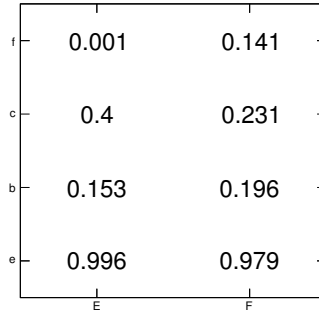
(b) 15-25 GeV barrel



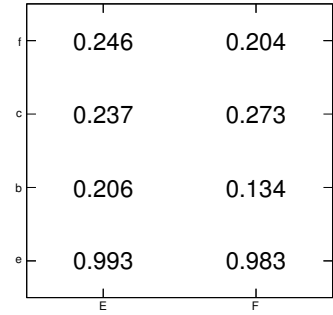
(c) 25+ GeV barrel



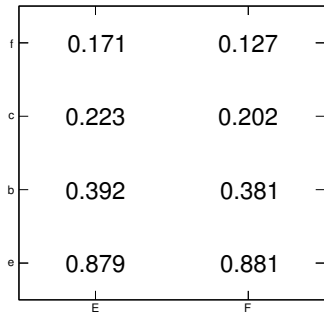
(d) 7-15 GeV crack



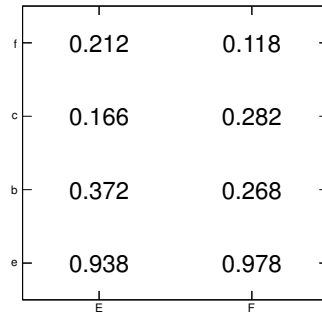
(e) 15-25 GeV crack



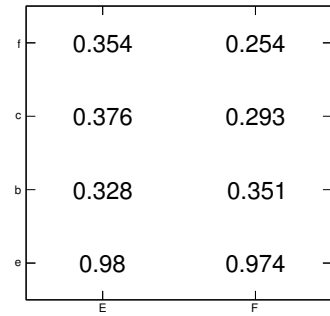
(f) 25+ GeV crack



(g) 7-15 GeV end-cap



(h) 15-25 GeV end-cap



(i) 25+ GeV end-cap

FIGURE 4.7 – Facteurs de transfert de la région de contrôle $Z(\mu\mu) + X$ en bins d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité.

Résultats finaux Après soustraction de la contribution $ZZ^{(*)}$, les nombres d'événements de bruit de fond (non $ZZ^{(*)}$) attendus dans la région de signal sont :

- $Z(ee) + XX$:
 - $3.2 \pm 0.5 \pm 0.5$ événements (2012)
 - $1.4 \pm 0.4 \pm 0.4$ événements (2011)
- $Z(\mu\mu) + XX$:
 - $5.2 \pm 0.4 \pm 0.5$ événements (2012)
 - $1.8 \pm 0.3 \pm 0.4$ événements (2011)

La même analyse a été effectuée dans le cas où les deux électrons secondaires sont de même signe. Le fait de demander le même signe supprime naturellement le bruit de fond $ZZ^{(*)}$. Une telle analyse permet donc de vérifier le nombre d'événements de bruit de fond en absence de la contribution $ZZ^{(*)}$. Les résultats sont les suivants :

- $Z(ee) + X^\pm X^\pm$:
 - $2.4 \pm 0.4 \pm 0.5$ événements (2012)
- $Z(\mu\mu) + X^\pm X^\pm$:
 - $3.5 \pm 0.6 \pm 0.5$ événements (2012)

Région de contrôle $3\ell + X$

L'estimation du bruit de fond $Z + ee$ peut être effectuée avec une évaluation de la composition vraie pour une zone. De cette façon, nous éliminons les incertitudes dues au transfert d'une catégorie à une autre. Une région de contrôle avec trois leptons et un électron est créée. Les quadruplets sont sélectionnés selon l'analyse standard et toutes les coupures sont appliquées sur les trois leptons de plus haut p_T . Le dernier électron, le moins énergétique, a seulement une coupure sur les coups dans le détecteur interne ($n_{\text{Silicium}} > 7$ et $n_{\text{Pixel}} > 0$) et aucune coupure sur l'identification, l'isolation et la signification du paramètre d'impact n'est appliquée. Enfin, la paire secondaire doit avoir des leptons de même signe afin d'exclure les événements $ZZ^{(*)}$.

Comme le problème lié à la composition vraie est simplifié, un ajustement à deux dimensions peut être utilisé pour obtenir les nombres d'événements des différentes composantes. Les variables utilisées sont le n_{BLayer} ³, utilisé pour séparer les hadrons et les

3. n_{BLayer} est le nombre de coups de la couche la plus interne du détecteur à Pixel dans la région du tonneau

conversions, et le rapport TRT. Le rapport TRT est la fraction de coups de haut seuil dans le TRT, ce qui est la signature d'un électron. Les distributions de coups de B-Layer et de ratio de TRT sont montrées pour chaque composante dans le graphique 4.8.

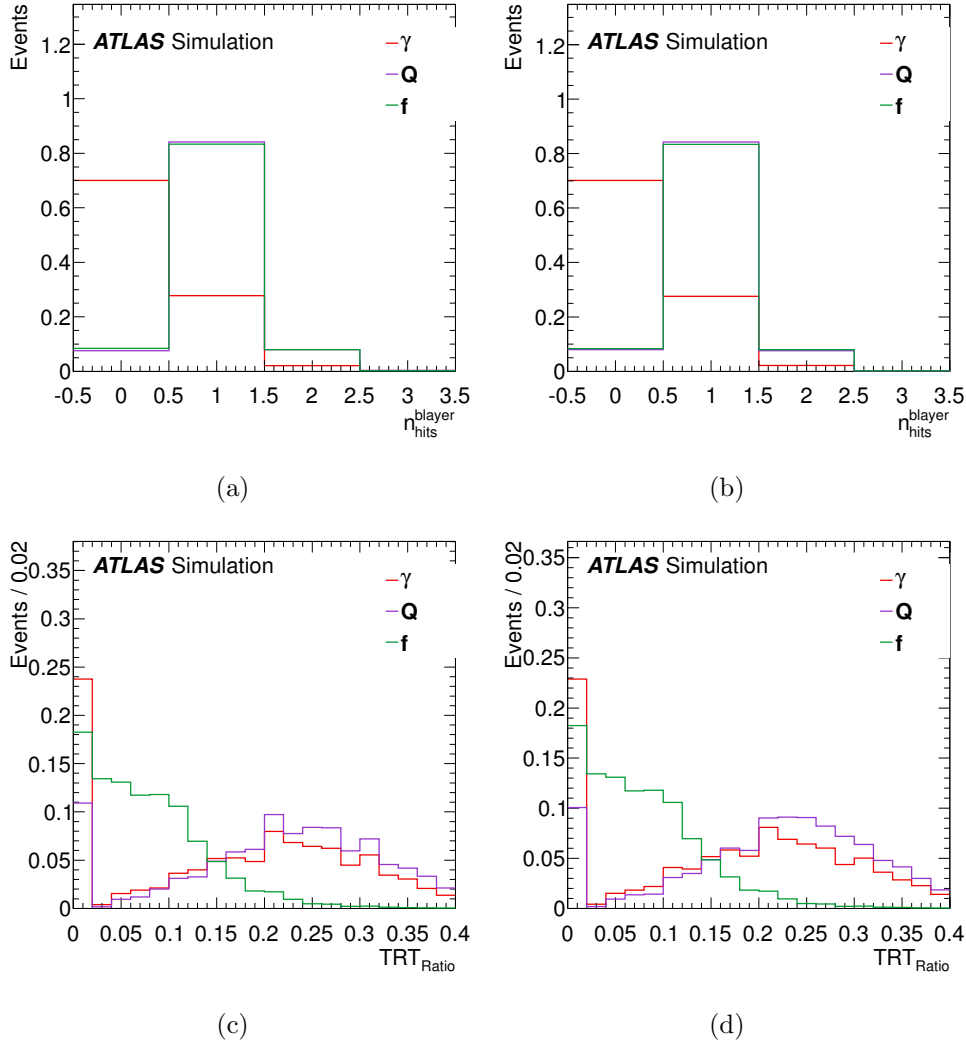


FIGURE 4.8 – Distributions de $n_{B-Layer}$ et TRT_{Ratio} pour différentes sources de bruit de fond provenant des MC Alpgen ($Z + \text{jets}$ et $Zb\bar{b}$). Ces distributions sont prises à partir de la région de contrôle $Z + X$. Dans (a) et (b) il y a les distributions de $n_{B-Layer}$ pour les cas $2\mu 2e$ et $4e$ et pour toute la zone de η . Dans (c) et (d) il y a les distributions de TRT_{Ratio} pour les cas $2\mu 2e$ et $4e$.

Dans ces distributions, nous avons une autre convention sur les noms de bruit de fond : γ représente les conversions, f représente les hadrons et Q représente les quarks lourds. Ces distributions sont utilisées comme modèle pour chaque composante afin de déterminer les contributions de chacune dans la région de contrôle. Ces modèles sont obtenus à partir

des échantillons $Z + X$ afin d'avoir une meilleure statistique. Ici le Z satisfait toutes les coupures de l'analyse standard et l'électron additionnel satisfait les mêmes coupures que l'électron X de la région de contrôle $3\ell + X$. Pour prendre en compte l'effet de la différence du spectre en p_T , le p_T de l'électron X de la région de contrôle $Z + X$ est repondéré à celui de la région $3\ell + X$.

Les modèles sont ajustés par les données dans la région de contrôle $3\ell + X$. Cependant une coupure sur R_η est appliquée pour diminuer la composante en hadron (f). La validité de cette méthode est étudiée en utilisant les MC. Cette validation est effectuée en remplaçant la variable de rapport pour le TRT permettant de distinguer les électrons des hadrons par : la variable f_1 ou l'écart en η entre l'extrapolation du point d'impact de la trace au niveau du calorimètre et le barycentre du cluster en utilisant le premier compartiment ($\Delta\eta_1$). La différence entre les résultats constitue une partie des erreurs systématiques. Dans les ajustements, la composante b est contrainte de varier de 40% autour de la valeur attendue par les MC. Les résultats sont montrés dans le graphique 4.9.

Le facteur de transfert vers la région de signal est l'efficacité pour l'électron X , de la région de contrôle $Z + X$, de passer le reste de la coupure d'identification et les coupures additionnelles d'isolation et de paramètre d'impact. Ces efficacités sont obtenues par les MC et une erreur systématique de 10% est ajoutée.

Les résultats finaux, pour $2\mu 2e$ et $4e$, sont montrés dans le tableau 4.22.

TABLE 4.22 – Tableau contenant le résultat des ajustements, pour chaque composante, estimé à partir des données. SR est le diminutif de région de signal

4e			
type	ajustement	efficacité	# événements dans SR
f	418.00 $^{+22.20}_{-21.60}$	0.0059 ± 0.0006	2.46 $^{+0.13}_{-0.13}$
Q	6.49 $^{+2.83}_{-2.82}$	0.1808 ± 0.0181	1.17 $^{+0.51}_{-0.51}$
C	61.80 $^{+11.70}_{-11.20}$	0.0093 ± 0.0009	0.57 $^{+0.11}_{-0.10}$
2 μ 2e			
type	ajustement	efficacité	# événements dans SR
f	480.00 $^{+23.40}_{-22.80}$	0.0061 ± 0.0006	2.95 $^{+0.14}_{-0.14}$
Q	5.14 $^{+2.88}_{-2.86}$	0.1873 ± 0.0187	0.96 $^{+0.54}_{-0.54}$
C	44.50 $^{+10.30}_{-9.83}$	0.0091 ± 0.0009	0.41 $^{+0.09}_{-0.09}$

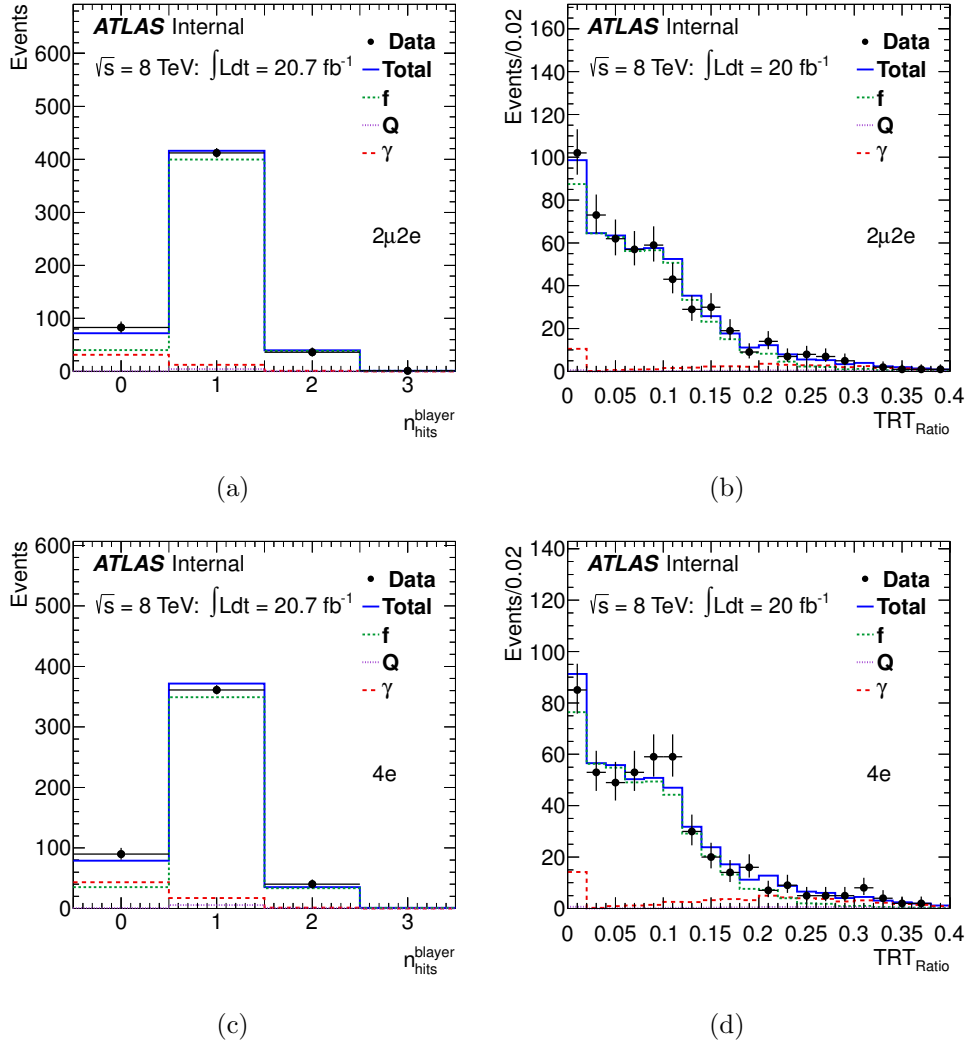


FIGURE 4.9 – Résultat des ajustements de (a) n_{BLayer} et (b) TRT_{ratio} pour les différentes composantes du bruit de fond dans le canal $2e2\mu$. Les mêmes résultats pour le canal $4e$ sont présentés dans (c) et (d). Les notations des différentes composantes de bruit de fond sont : (f) pour les jets légers ressemblants à un électron, (γ) pour les conversions de photons, (Q) pour les électrons provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd.

Les résultats finaux obtenus à partir de cette méthode sont donc :

- $Z(ee) + XX$:
 - $4.21 \pm 0.54 \pm 0.52$ événements (2012)
 - $2.5 \pm 0.3 \pm 0.5$ événements (2011)
- $Z(\mu\mu) + XX$:
 - $4.32 \pm 0.57 \pm 0.52$ événements (2012)
 - $2.8 \pm 0.4 \pm 0.5$ événements (2011)

Comme vérification, nous avons utilisé la même méthode mais avec l'analyse où les leptons ont le même signe (analyse SS). Les résultats obtenues sont :

- $Z(ee) + XX$:
 - $3.5 \pm 0.7 \pm 0.3$ événements (2012)
- $Z(\mu\mu) + XX$:
 - $3.4 \pm 0.7 \pm 0.3$ événements (2012)

Estimation utilisant les événements de même signe

Les principales contributions du bruit de fond $Z + XX$ provient des combinaisons aléatoire de jets, photons, quarks lourds et mauvaises combinaisons d'électrons. Ainsi, nous pouvons mesurer ce bruit de fond en utilisant les événements où les leptons de la paire secondaire ont le même signe (analyse SS). Dans cette méthode nous appliquons toutes les coupures standards et additionnelles de l'analyse quatre leptons sur la paire dominante et secondaire. Cependant nous demandons à ce que la paire dominante soit de signe opposé et à ce que la paire secondaire soit de même signe. Pour les données de l'année 2012, le nombre d'événements qui survivent à l'analyse SS sont :

- $4e$: 5
- $2\mu 2e$: 9
- $2e 2\mu$: 1
- 4μ : 1

4.2.3.3 Bilan du bruit de fond

Les résultats de toutes les méthodes d'estimation du bruit de fond sont donnés dans les tableaux 4.24 pour l'année 2012 et 4.23 pour l'année 2011. Les distributions de m_{12} et m_{34} , pour les événements sélectionnés par l'analyse (2011 et 2012) en relâchant les coupures d'isolation et de paramètre d'impact sur les leptons de la paire secondaire, sont présentées dans le graphique 4.10.

TABLE 4.23 – Bilan de l'estimation du bruit de fond pour les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV. OS (SS) vient de l'anglais Opposite Sign (Same Sign) et signifie que les leptons de la paire secondaire sont de signe opposé (même signe). Le symbole “†” signifie que cette estimation est utilisée pour la normalisation du bruit de fond, les autres méthodes sont des vérifications. La première incertitude est statistique, la seconde vient des systématiques.

Méthode	Estimation
4μ	
m_{12} ajustement : contribution $Z + \text{jets}$	$0.226 \pm 0.074 \pm 0.025$ †
m_{12} ajustement : contribution $t\bar{t}$	$0.028 \pm 0.009 \pm 0.012$ †
$2e2\mu$	
m_{12} ajustement : contribution $Z + \text{jets}$	$0.186 \pm 0.061 \pm 0.021$ †
m_{12} ajustement : contribution $t\bar{t}$	$0.028 \pm 0.009 \pm 0.012$ †
$2\mu 2e$ OS	
$l\bar{l} + e^{\pm}e^{\mp}$ relâchement des coupures	$1.8 \pm 0.3 \pm 0.4$
$2\mu 2e$ SS	
$3l + e$	$2.8 \pm 0.4 \pm 0.5$ †
$4e$ OS	
$l\bar{l} + e^{\pm}e^{\mp}$ relâchement des coupures	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.4$
$4e$ SS	
$3l + e$	$2.5 \pm 0.3 \pm 0.5$ †

TABLE 4.24 – Bilan de l’estimation du bruit de fond pour les données de $\sqrt{s} = 8$ TeV. OS (SS) vient de l’anglais Opposite Sign (Same Sign) et signifie que les leptons de la paire secondaire sont de signe opposé (même signe). Le symbole “†” signifie que cette estimation est utilisée pour la normalisation du bruit de fond, les autres méthodes sont des vérifications. La première incertitude est statistique, la seconde vient des systématiques.

Méthode	Estimation
4μ	
m_{12} ajustement : contribution Z + jets	$2.385 \pm 0.494 \pm 0.598$ †
m_{12} ajustement : contribution $t\bar{t}$	$0.144 \pm 0.026 \pm 0.029$ †
$t\bar{t}$ de $e\mu + \mu\mu$	$0.098 \pm 0.054 \pm 0.004$
$2e2\mu$	
m_{12} ajustement : contribution Z + jets	$2.524 \pm 0.496 \pm 0.633$ †
m_{12} ajustement : contribution $t\bar{t}$	$0.099 \pm 0.021 \pm 0.020$ †
$t\bar{t}$ de $e\mu + \mu\mu$	$0.120 \pm 0.066 \pm 0.005$
$2\mu2e$ OS	
$ll + e^\pm e^\mp$ relâchement des coupures	$5.2 \pm 0.4 \pm 0.5$ †
$ll + e^\pm e^\mp$ inversion des coupures	$3.9 \pm 0.4 \pm 0.6$
$2\mu2e$ SS	
$ll + e^\pm e^\pm$ relâchement des coupures	$3.5 \pm 0.6 \pm 0.5$
$ll + e^\pm e^\pm$ inversion des coupures	$3.3 \pm 0.4 \pm 0.3$
$3l + e$	$4.3 \pm 0.6 \pm 0.5$
$4e$ OS	
$ll + e^\pm e^\mp$ relâchement des coupures	$3.2 \pm 0.5 \pm 0.5$ †
$ll + e^\pm e^\mp$ inversion des coupures	$3.6 \pm 0.5 \pm 0.5$
$4e$ SS	
$ll + e^\pm e^\pm$ relâchement des coupures	$2.4 \pm 0.4 \pm 0.5$
$ll + e^\pm e^\pm$ inversion des coupures	$2.6 \pm 0.3 \pm 0.3$
$3l + e$	$4.2 \pm 0.5 \pm 0.5$

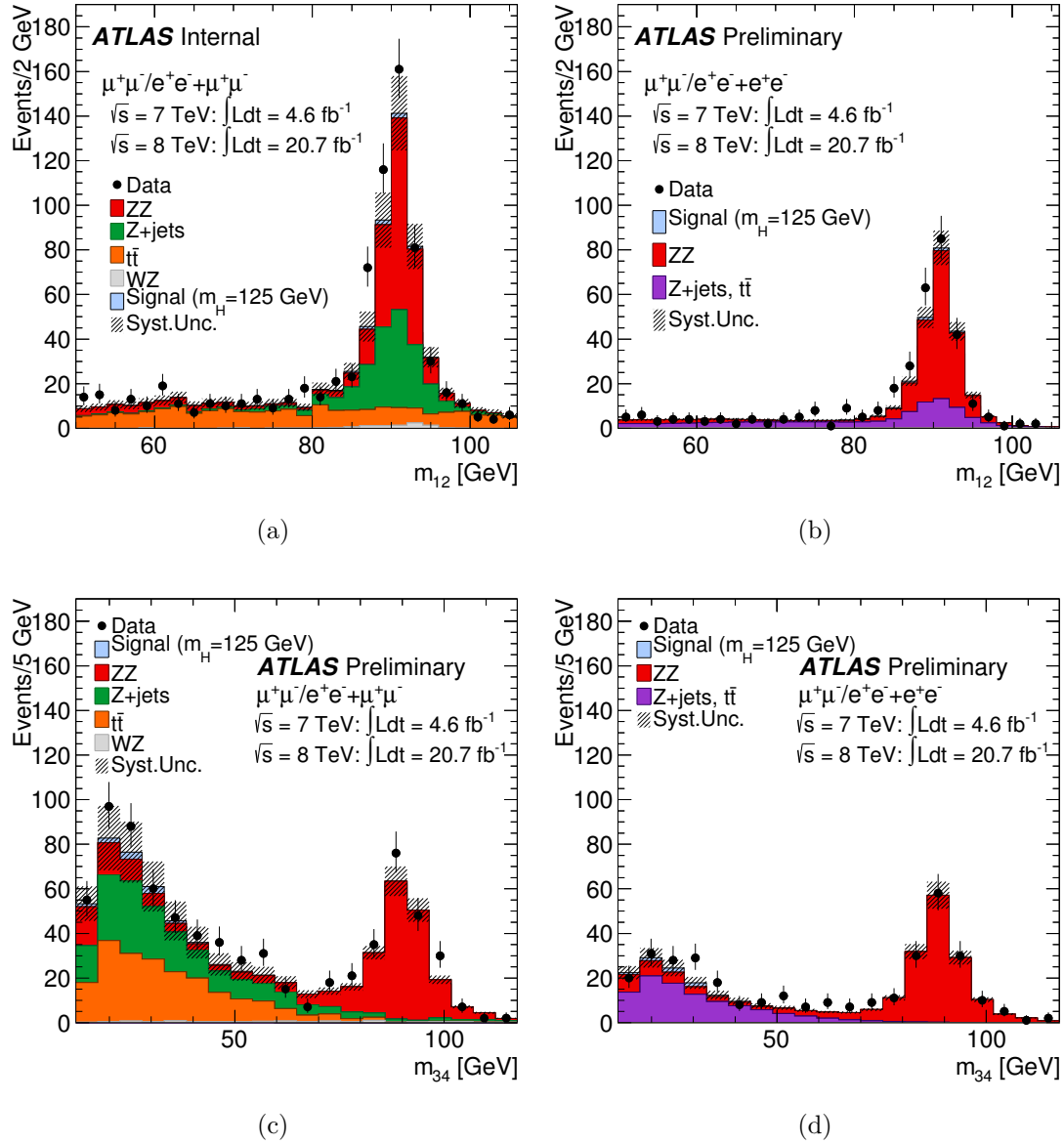


FIGURE 4.10 – Distributions des masses invariantes des paires de leptons dans la région de contrôle pour les données de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. La région de contrôle est définie par un boson Z candidat et une paire secondaire de leptons de même saveur. Les distributions de m_{12} (a) et de m_{34} (c) sont présentées pour les événements $ll(\mu^+\mu^-/e^+e^-) + \mu^+\mu^-$. Les distributions de m_{12} (b) et de m_{34} (d) sont présentées pour les événements $ll(\mu^+\mu^-/e^+e^-) + e^+e^-$. Les coupures cinématiques sont appliquées sur les deux paires tandis que les coupures d'isolation et de signification du paramètre d'impact ne sont appliquées que sur la paire dominante. Les simulations sont normalisées par les estimations de bruit de fond basées sur les données.

4.2.4 Incertitudes systématiques

Plusieurs incertitudes systématiques sont prises en compte dans l'analyse. Nous avons les incertitudes dues à l'identification et la reconstruction des leptons, l'estimation du bruit de fond, la luminosité et les sections efficaces de production du boson de Higgs.

4.2.4.1 Luminosité

L'incertitude normalisée de la luminosité intégrée est de 1.8% et 3.6% pour les données de 7 TeV et 8 TeV respectivement. Elle est déterminée en utilisant la méthode décrite dans la référence [80].

4.2.4.2 Leptons

Les incertitudes de l'efficacité de reconstruction et d'identification des leptons, ainsi que celles de la résolution de l'impulsion transverse et de l'échelle d'énergie sont déterminées en utilisant des échantillons de désintégration de W, Z et j/ψ . L'incertitude sur l'échelle d'énergie de l'impulsion et l'énergie des leptons est de 0.2%, 0.2%, 0.3% et 0.4% pour les canaux 4μ , $2\mu 2e$, $2e 2\mu$ et $4e$ respectivement.

Electrons L'incertitude sur l'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV est de 9.4%, 2.4% et 8.7% dans les canaux $4e$, $2e 2\mu$ et $2\mu 2e$ respectivement. Pour les électrons avec $E_T < 15$ GeV une incertitude supplémentaire de 1% est appliquée.

Muons L'incertitude sur l'efficacité de reconstruction et d'identification des muons pour un boson de Higgs de masse $m_H = 125$ GeV est de 0.8%, 0.4% et 0.4% dans les canaux 4μ , $2\mu 2e$ et $2e 2\mu$ respectivement.

Coupures additionnelles L'efficacité des coupures additionnelles d'isolation et sur le paramètre d'impact sont étudiées en utilisant les données pour des leptons isolés et non-isolés. Les leptons isolés sont obtenus à partir des processus $Z \rightarrow \ell\ell$. Les leptons additionnels reconstruits dans les événements $Z \rightarrow \ell\ell$ constitue l'échantillon des leptons non-isolés. Des vérifications supplémentaires avec des leptons non-isolés provenant des désintégration semi-leptonique des quarks b et c ont été effectuées dans des échantillons 2-jets. Les accords entre donnée et simulation sont bonnes et les incertitudes systématiques sont très petite par rapport aux autres systématiques.

4.2.4.3 Estimation du bruit de fond

L'incertitude du bruit de fond vient principalement de l'incertitude sur les facteurs de transfert des régions de contrôle vers la région de signal et sur le nombre d'événements disponible dans les régions de contrôle. Ces incertitudes ont été étudiées dans la section 4.2.3.

4.2.4.4 Incertitudes théoriques

Ces incertitudes ont été étudiées dans la section 4.2.1 pour le signal et le bruit de fond $ZZ^{(*)}$

4.2.5 Résultat de la sélection des événements

Les critères de sélection présentés dans ce chapitre sont appliqués sur les données 2012 pour une luminosité moyenne de 20.7 fb^{-1} . Au total, 459 événements candidats ont été sélectionnés avec $m_{4\ell} > 100 \text{ GeV}$: 151 événements 4μ , 225 événements $2e2\mu$ et 83 événements $4e$. Dans la même région de masse, nous attendons 397 ± 14 événements provenant des processus de bruit de fond. Dans le tableau 4.25, nous présentons les résultats pour $m_{4\ell} < 160 \text{ GeV}$ et $m_{4\ell} \geq 160 \text{ GeV}$ séparément. Les chiffres pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ sont reportés dans le tableau 4.26. Les nombres d'événements de signal attendus pour différentes valeurs de m_H sont aussi présentés.

Le distribution de la masse invariante $m_{4\ell}$, des événements qui passent la sélection, dans les données de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ sont présentés dans le graphique 4.11. La même distribution pour les données $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ sont présentées dans le graphique 4.12.

4.2.6 Résultats statistiques

4.2.6.1 Notion de statistique

Pour l'analyse de données en physique des hautes énergies, les procédures statistiques sont importantes afin d'exclure ou de découvrir un nouveau phénomène. Cela consiste à déterminer si les données observées sont compatibles ou non avec une hypothèse donnée et de définir un degré d'incompatibilité. L'exclusion d'une certaine hypothèse demande au moins un niveau de confiance (abrégié CL comme Confidence Level en anglais) de 95%. Une découverte a des exigences encore plus stricts. La signification minimum pour annoncer une découverte par excès de signal est, par convention, de 5σ . Cela signifie que

TABLE 4.25 – Le nombre d'événements observé ainsi que l'estimation du bruit de fond, séparé en "basse masse" ($m_{4\ell} < 160$ GeV) et "haute masse" ($m_{4\ell} \geq 160$ GeV), sont présentés pour les données de $\sqrt{s} = 8$ TeV. Les nombres d'événements de signal attendus sont aussi montrés pour différentes masses de boson de Higgs. Les erreurs systématiques sont données pour les estimations de signal et bruit de fond. Ici, les événements respectent tous la condition $m_{4\ell} > 100$ GeV.

	4μ		$2e2\mu/2\mu2e$		$4e$	
	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse	Basse masse	Haute masse
Luminosité	20.7 fb ⁻¹		20.7 fb ⁻¹		20.7 fb ⁻¹	
$ZZ^{(*)}$	12.34±0.55	91.53±6.65	14.63±0.90	141.83±10.82	5.41±0.53	55.21±4.43
$Z, Zb\bar{b},$ et $t\bar{t}$	1.92±0.63	0.47±0.15	6.14±1.50	1.49±0.36	2.52±0.63	0.61±0.15
Bruit de fond total	14.26±0.84	92.00±6.65	20.77±1.75	143.32±10.83	7.93±0.82	55.82±4.43
Donnée	27	93	28	169	13	55
$m_H = 123$ GeV	4.40±0.59		5.40±0.77		2.24±0.35	
$m_H = 125$ GeV	5.80±0.74		7.03±0.95		2.89±0.42	
$m_H = 127$ GeV	6.66±0.89		8.41±1.19		3.38±0.52	
$m_H = 130$ GeV	8.68±1.10		11.44±1.54		4.50±0.65	
$m_H = 400$ GeV	13.45±1.71		22.87±3.10		9.66±1.44	
$m_H = 600$ GeV	2.72±0.33		4.91±0.64		2.12±0.30	

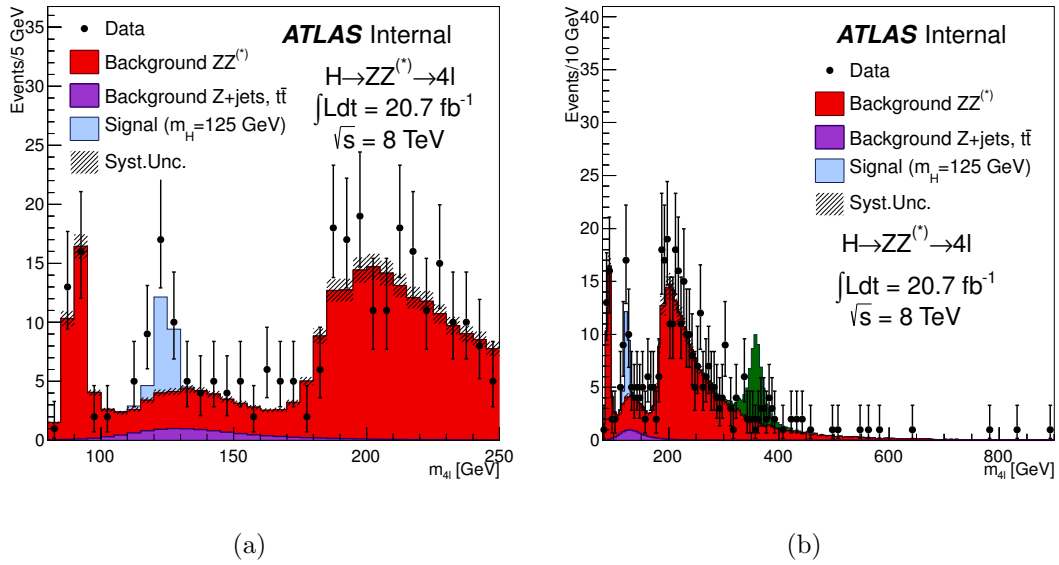


FIGURE 4.11 – Distribution de la masse invariante $m_{4\ell}$ des événements sélectionnés dans les données de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. La distribution est comparée au bruit de fond attendu. En (a) l’analyse a été effectuée dans la région de basse masse et en (b) l’analyse a été effectuée dans toute la région du spectre de masse. La contribution du bruit de fond réductible est présentée séparément. Les barres d’erreur représentent des intervalles à 68.3 % de niveau de confiance. Le signal attendu pour différentes valeurs de m_H est aussi présenté. A basse masse, la résolution de la masse reconstruite du Higgs est dominée par les performances expérimentales. Tandis qu’à haute masse elle est dominée par la largeur naturelle du boson de Higgs.

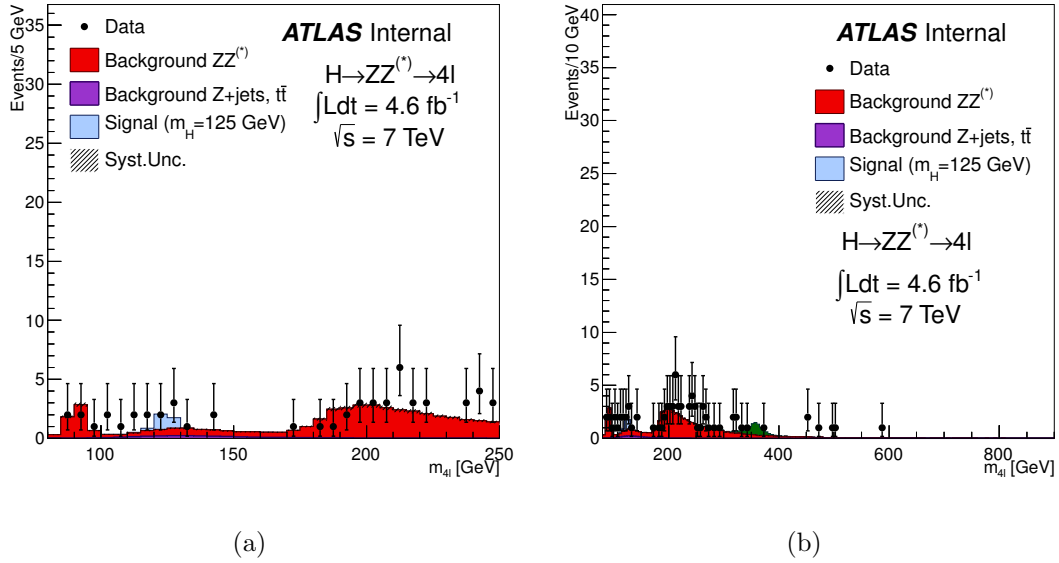


FIGURE 4.12 – Distribution de la masse invariante $m_{4\ell}$ des événements sélectionnés dans les données de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. La distribution est comparée au bruit de fond attendu. En (a) l’analyse a été effectuée dans la région de basse masse et en (b) l’analyse a été effectuée dans toute la région du spectre de masse. La contribution du bruit de fond réductible est présentée séparément. Les barres d’erreur représentent des intervalles à 68.3 % de niveau de confiance. Le signal attendu pour différentes valeurs de m_H est aussi présenté. A basse masse, la résolution de la masse reconstruite du Higgs est dominée par les performances expérimentales. Tandis qu’à haute masse elle est dominée par la largeur naturelle du boson de Higgs.

TABLE 4.26 – Le nombre d’événements observé ainsi que l’estimation du bruit de fond, séparé en “basse masse” ($m_{4\ell} < 160$ GeV) et “haute masse” ($m_{4\ell} \geq 160$ GeV), sont présentés pour les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les nombres d’événements de signal attendus sont aussi montrés pour différentes masses de boson de Higgs. Les erreurs systématiques sont données pour les estimations de signal et bruit de fond. Ici, les événements respectent tous la condition $m_{4\ell} > 100$ GeV.

	4μ		$2e2\mu/2\mu2e$		$4e$	
	basse masse	haute masse	basse masse	haute masse	basse masse	haute masse
Luminosité	4.6 fb ⁻¹		4.6 fb ⁻¹		4.6 fb ⁻¹	
$ZZ^{(*)}$	2.19±0.10	16.64±1.20	2.48±0.15	26.27±1.99	0.79±0.08	9.24±0.74
$Z, Zb\bar{b}, \text{ et } t\bar{t}$	0.20±0.06	0.05±0.02	2.37±0.52	0.58±0.13	1.97±0.47	0.48±0.11
Bruit de fond total	2.39±0.12	16.69±1.20	4.86±0.57	26.85±2.00	2.76±0.48	9.72±0.75
Donnée	8	23	5	23	2	13
$m_H = 125$ GeV	1.05±0.13		1.13±0.15		0.39±0.05	
$m_H = 400$ GeV	2.11±0.28		3.61±0.50		1.44±0.21	
$m_H = 600$ GeV	0.40±0.05		0.71±0.10		0.31±0.05	

parmi trois millions d’expériences de bruit de fond, une seulement pourrait fluctuer et ressembler à ce même excès de signal.

Comme procédures statistiques, nous utilisons l’approche Fréquentiste. L’approche Bayésienne est utilisée comme vérification pour mettre en place les limites d’exclusions. L’approche fréquentiste commence en définissant un test statistique, t_μ , dont le but est de quantifier l’accord entre les données observées et les prédictions. Il est habituel de regarder le paramètre de “force du signal”. Ce paramètre s’écrit $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$, où σ_{SM} est la section efficace de production du Modèle Standard. La force du signal est définie telle que $\mu = 0$ correspond au modèle de bruit de fond seulement et $\mu = 1$ correspond au signal du Modèle Standard. Dans notre cas, le test statistique est utilisé pour discriminer les événements de bruit de fond et les événements de signal.

4.2.6.2 Résultats

Le test statistique est évalué en utilisant un ajustement de maximum de vraisemblance du modèle de signal et de bruit de fond vers les données. Pour limites supérieures, nous utilisons la prescription CL_s avec une approche fréquentiste [81][82]. Le graphique 4.13

montrent les limites supérieures, attendues et observées, avec 95% de CL sur la section efficace en fonction de la masse du boson de Higgs m_H pour la combinaison des données de 2011 et 2012. Avec la combinaison des données, la zone d'exclusion attendue s'étend

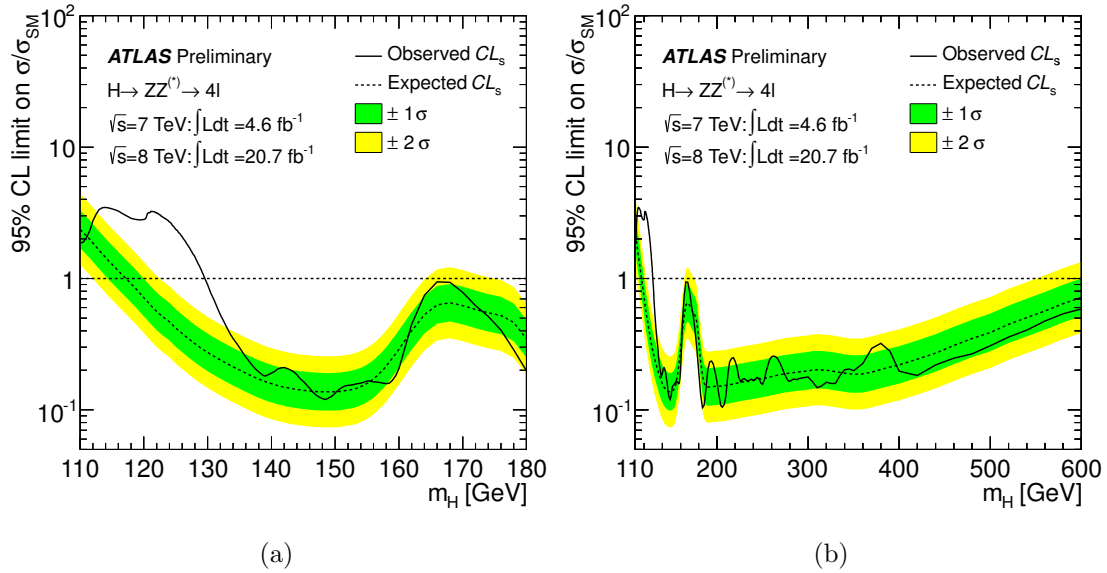


FIGURE 4.13 – Limite supérieure avec 95% de CL sur la section efficace de production d'un boson Higgs du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Dans ces graphiques nous avons combiné les données de 2011 et de 2012. La ligne en pointillés représente les valeurs attendues, tandis que la ligne complète représente les valeurs observées. La région (a) de basse masse et (b) toute la région de masse sont présentées. Les bandes verte et jaune sont, respectivement, les limites attendues avec une fluctuation de $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$.

de 118 GeV à 600 GeV. Cependant, dans la région de basse masse, une plus faible zone d'exclusion est observée à cause d'un excès important d'événements : la zone d'exclusion commence à partir de 129.4 GeV.

La signification d'un excès est donnée par la probabilité p_0 , où le 0 correspond à la valeur de μ , ce qui implique le modèle purement bruit de fond. C'est donc la probabilité que le bruit de fond fluctue de façon au moins extrême que ce qui est observé dans les données. Ainsi, si p_0 est très faible alors il est très peu probable que la fluctuation locale soit due à du bruit de fond : cela est donc du signal. Dans le graphique 4.14 le p_0 local est présenté en fonction de m_H pour la combinaison des données de $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV. Le p_0 local est obtenu en utilisant l'approximation asymptotique de la référence [82].

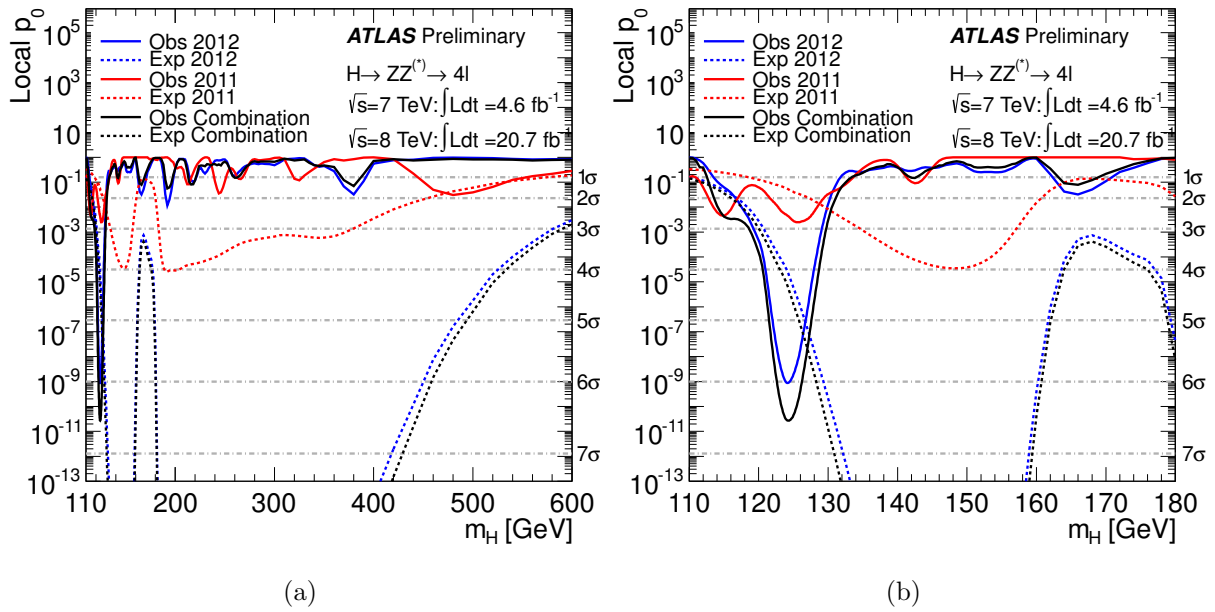


FIGURE 4.14 – Graphique représentant le p_0 local en fonction de la masse du higgs m_H pour les données 2011 (courbe rouge), 2012 (courbe bleue) et leur combinaison (courbe noire). Les courbes hachurées représentent la médiane du p_0 local attendu dans l’hypothèse de signal, pour les différentes valeurs de m_H . Les lignes hachurées et horizontales sont les valeurs de p_0 pour une signification locale de 1σ , 2σ ... jusqu’à 7σ . Nous regardons dans toute la région de masse (a) et dans la région de boson de Higgs à basse masse (b).

Le graphique 4.15 montre la vraisemblance profilée en fonction de m_H pour la combinaison des données de 2011 et 2012. La valeur de la masse ajustée à partir de la vraisemblance profilée est $m_H = 124.3^{+0.6}_{-0.5}(\text{stat})^{+0.5}_{-0.3}(\text{syst})$ GeV, où l'incertitude systématique est dominée par les incertitudes sur l'échelle de l'énergie et de l'impulsion.

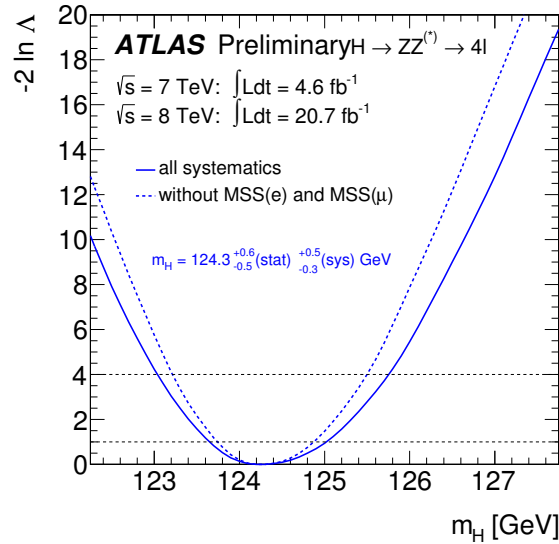


FIGURE 4.15 – Vraisemblance profilée en fonction de m_H pour la combinaison des données de 2011 et 2012. La vraisemblance profilée est montrée avec (courbe pleine) les systématiques sur l'échelle de masse des électrons ($MSS(e)$) et des muons ($MSS(\mu)$) et sans (courbe hachurée). L'incertitude avec 68% CL est déterminée par le point où la courbe de la vraisemblance profilée coupe 1.

La force globale du signal μ agit comme un facteur d'échelle sur le nombre total d'événements prédis par le Modèle Standard pour chaque processus de signal du boson de Higgs. Dans le graphique 4.16(a), μ est présenté en fonction de m_H pour la combinaison des données de 2011 et 2012. Dans graphique 4.16(b), un boson de Higgs du Modèle Standard de $m_H = 125$ GeV est injecté dans le bruit de fond simulé. Les bandes représentent l'intervalle du test statistique $-2 \ln \lambda(\mu) < 1$, où λ est le rapport de vraisemblance profilée et représente une variation d'approximativement $\pm 1\sigma$

Le graphique 4.17 représente le meilleur ajustement de μ et de m_H et les contours du rapport de vraisemblance profilée. Les contours correspondent, dans la limite asymptotique, à 68% et à 95% de niveau de confiance. La valeur de la force du signal a son meilleur ajustement pour $m_H = 124.3^{+0.6}_{-0.5}(\text{stat})^{+0.5}_{-0.3}(\text{syst})$ GeV est de $1.7^{+0.5}_{-0.4}$.

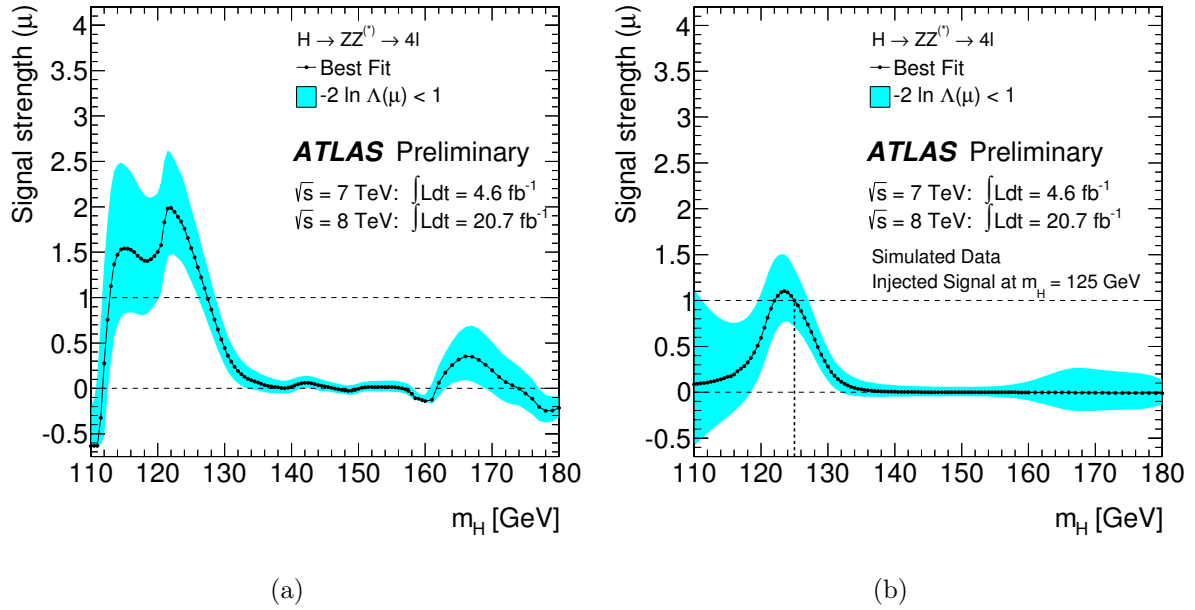


FIGURE 4.16 – (a) La force du signal $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$ en fonction de m_H pour les données de 2011 et 2012 combinées. (b) La force du signal μ en fonction de m_H quand un signal de Higgs avec $m_H = 125 \text{ GeV}$ est injecté dans le bruit de fond simulé.

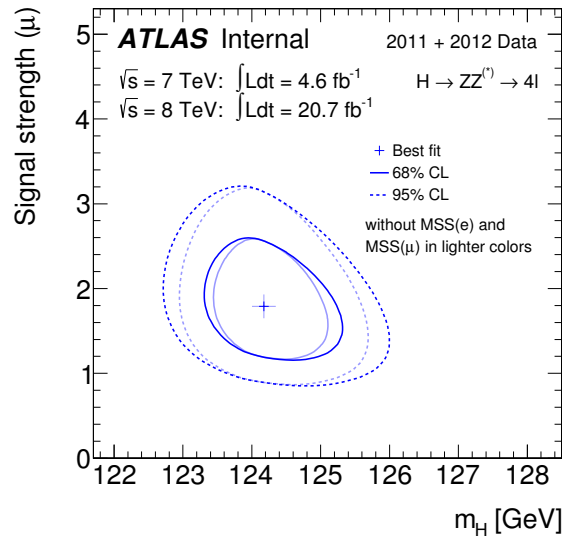


FIGURE 4.17 – Meilleur ajustement de μ et m_H ainsi que les contours de vraisemblance dans le plan (μ, m_H) . Ces contours, dans la limite asymptotique, correspondent à 68% et 95% de CL. La courbe sombre (plus claire) est avec (sans) MSS(e) et MSS(μ).

4.3 Conclusion

La recherche du boson de Higgs du Modèle standard dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ a été présentée dans ce chapitre. Cette recherche a été basée sur les données de 2011 à $\sqrt{s} =$

7 TeV et 4.8 fb^{-1} et sur les données de 2012 à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ et 20.7 fb^{-1} . Un excès par rapport au bruit de fond est visible avec le plus petit p_0 de 2.7×10^{-11} (soit 6.6 déviations standards) pour $m_H = 124.3 \text{ GeV}$. La masse ajustée est $m_H = 124.3_{-0.5}^{+0.6}(\text{stat.})_{-0.3}^{+0.5}(\text{syst.}) \text{ GeV}$ et la force du signal ($\sigma/\sigma_{\text{SM}}$) pour une particule de type boson de Higgs du Modèle Standard est de $1.7_{-0.4}^{+0.5}$.

La nouvelle particule découverte, se trouve dans une région en masse qui n'exclut pas certains modèles au-delà du Modèle Standard. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés au modèle à deux doublets de Higgs. Dans le prochain chapitre nous aborderons l'analyse préliminaire d'ATLAS dans ce domaine.

Chapitre 5

Modèle à deux doublets de Higgs

5.1 Introduction

Dans le Modèle Standard nous prenons un doublet de $SU(2)$ comme structure scalaire car c'est la plus triviale. L'argument principal pour justifier les structures scalaires est de se placer dans une théorie de jauge $SU(2) \times U(1)$ et d'utiliser le paramètre ρ . Prenons n multiplets scalaires Φ_i avec respectivement pour isospin et hypercharge faible I_i, Y_i et pour vev v_i . Alors nous [83] pouvons définir le paramètre ρ tel que ,

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n [I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2]v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}Y_i^2 v_i} . \quad (5.1)$$

Nous savons, expérimentalement [84], que ρ est proche de 1. Cela implique d'après l'équation (5.1) que nous devons avoir soit un singulet de $SU(2)$ avec $Y = 0$ soit un doublet de $SU(2)$ avec $Y = \pm 1$. Nous pouvons noter qu'il existe d'autres modèles avec des multiplets de plus grands ordres vérifiant la condition $\rho = 1$, cependant ces modèles sont bien trop complexes. Cela nous conduit à l'extension la plus simple du Modèle Standard qui s'obtient en ajoutant des singulets ou des doublets scalaires de $SU(2)$.

Tout au long de cette thèse nous allons nous intéresser exclusivement sur l'une des extensions les plus simples du Modèle Standard qui est le Modèle à deux doublets de Higgs [85] (noté 2HDM comme l'abréviation de 2-Higgs-Doublet Model en anglais). Nous pouvons citer trois arguments théoriques qui nous poussent à utiliser un tel modèle.

1. Dans le modèle supersymétrique [86], les scalaires appartiennent à des multiplets chiraux. Or le Lagrangien ne permet pas à des multiplets de différentes chiralités de se coupler entre eux. C'est à dire, un seul doublet de Higgs ne peut pas donner simultanément une masse aux quarks de charge $+\frac{2}{3}$ et aux quarks de charge $-\frac{1}{3}$.

Pour résoudre ce problème, il faut ajouter un doublet de Higgs. Ainsi le modèle minimal supersymétrique (MSSM) contient deux doublets de Higgs.

2. Le deuxième argument provient du modèle des axions[87]. Les axions sont des particules hypothétiques, stables, neutres et de très faibles masses et qui proviennent de la conséquence de la solution de Quinn-Peccei[88] à la violation de la symétrie CP de la chromodynamique quantique. En effet, nous pouvons supprimer cette violation de CP si le Lagrangien contient une symétrie globale $U(1)$. Afin d'imposer cette symétrie il faut obligatoirement deux doublets de Higgs. Des versions du modèle de Quinn-Peccei à haute énergie et qui n'ont qu'un seul doublet sont possibles, mais leur théorie effective à basse énergie a tout de même besoin de deux doublets de Higgs.
3. Le Modèle Standard ne permet pas de générer une asymétrie de baryons, dans l'univers, de taille suffisante [89]. Le modèle à deux doublets de Higgs permet de résoudre ce problème grâce à flexibilité du spectre en masse et grâce à l'existence d'une source supplémentaire de violation de la symétrie CP. De nombreux travaux sur la baryogénèse dans le modèle à deux doublets de Higgs peuvent être cités, [90][91][92][93][94][95][96] et [97].

Le modèle à deux doublets de Higgs est donc une extension extrêmement intéressante du Modèle Standard, qui permettrait de lever certains mystères de la physique des particules. Tandis que certains physiciens continuent à chercher les caractéristiques du boson de Higgs, d'autres commencent à mettre en place des outils et à explorer les modèles au-delà du Modèle Standard et plus particulièrement le Modèle à deux doublets de Higgs. Avant de présenter l'état actuel des avancées expérimentales d'ATLAS sur ce modèle, j'aimerais présenter sommairement la phénoménologie de celui-ci et les conséquences qui nous permettent d'en chercher des preuves.

5.2 Secteur du boson Higgs dans le 2HDM

Nous venons de voir que le Modèle Standard est une théorie minimale dans le secteur du boson de Higgs car il n'est composé que d'un seul doublet de Higgs. La particule qui

en résulte est un boson de Higgs neutre dont la masse est un paramètre libre du modèle. Regardons maintenant le modèle à deux doublets de Higgs.

Introduisons un nouveau doublet de Higgs qui est copié sur celui du modèle standard (équation 2.32). Nous avons donc deux doublets de champs scalaires complexes,

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

avec pour hypercharge $Y_1 = Y_2 = +1$. Chaque champs scalaire complexe est formé de deux champs scalaires réels. Il y a donc huit champs scalaires réels. Le Lagrangien le plus général avec la symétrie de jauge du modèle standard $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et qui contient les Higgs peut être écrit en trois parties : une partie cinématique \mathcal{L}_{Cin} , une partie des couplages de Yukawa \mathcal{L}_Y et enfin une dernière partie qui est le potentiel des deux doublets de Higgs $V(\phi_1, \phi_2)$,

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mathcal{L}_{Cin} + \mathcal{L}_Y - V(\phi_1, \phi_2). \quad (5.3)$$

Avec,

$$\mathcal{L}_{Cin} = \sum_{i=1}^2 (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i), \quad (5.4)$$

où D_μ est la dérivée covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (5.5)$$

et σ_i les matrices de Pauli.

Le potentiel de Higgs est (nous utilisons les notations de Gunion et Haber[98]),

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) &= \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2 - v_2^2)^2 \\ &+ \lambda_3 \left[(\phi_1^\dagger \phi_1 - v_1^2) + (\phi_2^\dagger \phi_2 - v_2^2) \right]^2 \\ &+ \lambda_4 \left[(\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) - (\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) \right] \\ &+ \lambda_5 \left[\text{Re}(\phi_1^\dagger \phi_2) - v_1 v_2 \cos \xi \right]^2 \\ &+ \lambda_6 \left[\text{Im}(\phi_1^\dagger \phi_2) - v_1 v_2 \sin \xi \right]^2 \end{aligned} \quad (5.6)$$

où les λ_i sont des paramètres réels, car le Lagrangien doit être hermétique. Ce potentiel est le plus général contenant la symétrie discrète $\phi_1 \rightarrow \phi_2$, symétrie violée seulement au deuxième ordre. Nous imposons cette symétrie afin d'éviter que les changement de saveur par courant neutre (FCNC) soient trop forts.

Nous avons un minimum du potentiel pour les valeurs,

$$\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Ce minimum brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et préserve la symétrie $U(1)_{EM}$ afin de donner une masse aux bosons W et Z tout en conservant le photon de masse nulle. Si $\sin \xi \neq 0$ il y a violation de CP dans le secteur du Higgs. Notons que si nous imposons¹ $\lambda_5 = \lambda_6$ alors les deux derniers termes de l'équation (5.6) peuvent être réécrits en termes proportionnels à

$$|\phi_1^\dagger \phi_2 - v_1 v_2 e^{i\xi}|^2. \quad (5.8)$$

Ici, la phase ξ peut disparaître en redéfinissant le champs ϕ_2 , tel que $\phi_2 \rightarrow e^{i\xi} \phi_2$, et sans affecter les autres termes du potentiel. Par la suite, seul le cas $\xi = 0$ sera considéré. En effet, dans ce cas, il n'y a pas violation de CP.

En développant le potentiel (5.6) autour de son minimum, nous faisons apparaître les termes de masses des bosons,

$$\begin{aligned} V &= (\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2(\phi_1^0 + cc)^2 \\ &+ (\lambda_2 + \lambda_3)v_2^2(\phi_2^0 + cc)^2 \\ &+ \lambda_3 v_1 v_2 (\phi_1^0 + cc)(\phi_2^0 + cc) \\ &+ \frac{1}{4}\lambda_5 [v_1(\phi_2^0 + cc) + v_2(\phi_1^0 + cc)]^2 \\ &+ \frac{1}{4}\lambda_6 [v_1(\phi_2^0 - cc) - v_2(\phi_1^0 - cc)]^2 \\ &+ \lambda_4 [v_1^2 \phi_2^+ \phi_2^- + v_2^2 \phi_1^+ \phi_1^- - v_1 v_2 (\phi_1^+ \phi_2^- + cc)] + \mathcal{O}(\phi^3) \end{aligned} \quad (5.9)$$

où cc est le complexe conjugué. Pour obtenir les différents champs physiques qui découlent du modèle, il faut diagonaliser la matrice des masses. Pour cela nous pouvons nous référer à l'appendice B du papier [99]. Un paramètre clé du modèle est le ratio des valeurs moyennes des deux doublets dans le vide qui est relié à l'angle de mélange β ,

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (5.10)$$

Nous avons donc ces différents champs :

A) secteur des bosons de Higgs chargés

C'est dans le dernier terme, en λ_4 , de l'équation 5.9 que nous voyons les champs scalaires chargés,

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

1. Comme en supersymétrie

où G^\pm sont les bosons de Goldstone de masse nulle. Ils sont absorbés par les bosons W^\pm ce qui leur donnent une masse. Les champs de Higgs chargés sont orthogonaux aux G^\pm et ont pour masse $m_{H^\pm}^2 = \lambda_4(v_1^2 + v_2^2)$

B) secteur des bosons de Higgs neutres

Dans le secteur neutre de l'équation 5.9, les parties réelles et imaginaires sont séparées. Nous pouvons donc définir quatre champs réels neutres : $\psi_{1,2}^0$ qui correspondent aux parties réelles CP-pair et $\chi_{1,2}^0$ qui correspondent aux parties imaginaires CP-impair.

$$\begin{aligned}\psi_{1,2}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{1,2}^0 + \text{cc}) \\ \chi_{1,2}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{1,2}^0 - \text{cc})\end{aligned}\quad (5.12)$$

Dans le secteur pseudo-scalaire, le boson neutre de Goldstone est,

$$G^0 = \chi_1^0 \cos \beta + \chi_2^0 \sin \beta \quad (5.13)$$

Le boson de Goldstone neutre devient la composante longitudinale du boson Z . Le boson de Higgs neutre CP-impair et orthogonale à G^0 est,

$$A^0 = -\chi_1^0 \sin \beta + \chi_2^0 \cos \beta \quad (5.14)$$

avec pour masse $m_{A^0}^2 = \lambda_6(v_1^2 + v_2^2)$.

Dans le secteur scalaire neutre CP-pair, la matrice de masses est,

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 4(\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + \lambda_5 v_2^2 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 & 4(\lambda_1 + \lambda_3)v_2^2 + \lambda_5 v_1^2 \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

Les états propres de masses obtenus en diagonalisant la matrice \mathcal{M} ,

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1^0 \\ \psi_2^0 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

où α est l'angle de mélange obtenu à partir des expressions suivantes,

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (5.17)$$

$$\cos 2\alpha = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (5.18)$$

et les \mathcal{M}_{11} , \mathcal{M}_{12} , \mathcal{M}_{22} définis tels que,

$$\mathcal{M}_{11} = 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 \quad (5.19)$$

$$\mathcal{M}_{12} = (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 \quad (5.20)$$

$$\mathcal{M}_{22} = 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \quad (5.21)$$

Ainsi, les masses des bosons de Higgs neutres CP-pair sont,

$$m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2} \right] \quad (5.22)$$

Comme cela est sous-entendu par la notation choisie, $m_{h^0} \leq m_{H^0}$. Nous désignons h^0 par le Higgs léger et H^0 par le Higgs lourd.

Pour résumer, le modèle à deux doublets de Higgs que nous venons de présenter contient cinq bosons de Higgs : une paire de bosons de Higgs chargés (H^\pm), deux bosons de Higgs neutres CP-pair (H^0, h^0) et un boson de Higgs neutre CP-impair (A^0). Ce modèle contient donc sept degrés de liberté :

- les masses des bosons de Higgs, $m_{H^\pm}, m_{A^0}, m_{h^0}, m_{H^0}$.
- le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets, $\tan\beta$.
- l'angle de mélange des Higgs du secteur scalaire neutre, α .
- le terme de brisure de symétrie m_{12}^2 . C'est le terme proportionnel à $\phi_1^\dagger\phi_2$ dans le potentiel de 2HDM.
 - si $m_{12}^2 = 0$, il y a une symétrie exacte.
 - si $m_{12}^2 = m_A^2 \frac{\tan\beta}{(1+\tan^2\beta)}$ il y a une brisure de symétrie comme dans le modèle MSSM.

Notons que la valeur de $v_1^2 + v_2^2$ est fixée par la masse du W, $m_W^2 = g^2(v_1^2 + v_2^2)/2$. Parfois dans la partie expérimentale, nous omettrons la puissance zéro lorsque nous parlerons des bosons de Higgs neutres CP-pair et CP-impair, soit h, H et A .

5.2.0.3 Modèle de type I

Dans ce modèle, un des doublets de Higgs (ϕ_2) se couple avec tous les autres fermions. Les couplages avec les quarks sont de la forme,

$$\mathcal{L}_Y^{(I)} = - \sum_{i,j=1}^3 \left[D_{ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \phi_2) q_{dR}^{(j)} + U_{ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \tilde{\phi}_2) q_{uR}^{(j)} + \text{h.c.} \right] + \text{leptons}, \quad (5.23)$$

avec,

$$\tilde{\phi} = i\sigma_2\phi^* \quad (5.24)$$

et

$$q^{(1)} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad q^{(2)} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad q^{(3)} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

Ce modèle est très lié au modèle standard mais avec quelques différences :

- une plus petite vev, $v_2 < v_{SM}$ ($v \sim 174$ GeV).
- un plus grand couplage de Yukawa.

5.2.0.4 Modèle de type II

Dans ce modèle, un doublet (ϕ_1) se couple avec les fermions bas de chiralité droite (q_{dR}, l_{dR}) ce qui leur donnent une masse. L'autre doublet (ϕ_2) se couple avec les fermions hauts de chiralité droite (q_{uR}, l_{uR}) ce qui leur donnent une masse. Dans ce cas, le Lagrangien est de la forme,

$$\mathcal{L}_Y^{(II)} = - \sum_{i,j=1}^3 \left[D_{ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \phi_1) q_{dR}^{(j)} + U_{ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \tilde{\phi}_2) q_{uR}^{(j)} + \text{h.c.} \right] + \text{leptons}, \quad (5.26)$$

La matrice de masse sera donc proportionnelle à la vev du Higgs,

$$M_u^{(q,l)} = v_2 U^{(q,l)}, \quad (5.27)$$

$$M_d^{(q,l)} = v_1 D^{(q,l)}. \quad (5.28)$$

Nous retrouvons essentiellement le secteur de Higgs requis dans le modèle MSSM.

5.2.0.5 Modèle de type III

C'est le modèle le plus général sans FCNC. Les interactions de Yukawa dans ce modèle sont,

$$\mathcal{L}_Y^{(III)} = - \sum_{i,j=1}^3 \left[D_{1,ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \phi_1) q_{dR}^{(j)} + D_{2,ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \phi_2) q_{dR}^{(j)} \right. \quad (5.29)$$

$$\left. + U_{1,ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \tilde{\phi}_1) q_{uR}^{(j)} + U_{2,ij}^q (\bar{q}_L^{(i)} \tilde{\phi}_2) q_{uR}^{(j)} + \text{h.c.} \right] \quad (5.30)$$

$$+ (\text{termes en } \bar{l} H l) . \quad (5.31)$$

5.3 Analyse sur ATLAS

Dans notre analyse sur la recherche du 2HDM, nous avons réduit notre espace de paramètre grâce à quelques hypothèses :

Couplages	Type I	Type II	Type III
κ_V	$\sin(\beta - \alpha)$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\sin(\beta - \alpha)$
κ_u	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$
κ_d	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$	$-\sin(\alpha)/\cos(\beta)$	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$
κ_l	$\cos(\alpha)/\sin(\beta)$	$-\sin(\alpha)/\cos(\beta)$	$-\sin(\alpha)/\cos(\beta)$

TABLE 5.1 – Couplages du boson de Higgs léger h avec les bosons vecteurs (κ_V), les quarks de type up (κ_u), les quarks de type down (κ_d), et les leptons (κ_l), exprimés sous forme de rapports des prédictions du Modèle Standard dans différents types de modèles 2HDM.[83]

- Le boson de Higgs découvert $m_h = 125$ GeV est le higgs CP-pair légers.
- Les bosons de Higgs lourds sont dégénérés, c'est à dire $m_H = m_A = m_{H^\pm}$ (voir article [100]).

Au final, il reste quatre paramètres à scanner pour définir les zones d'exclusion : m_H , $\tan\beta$, $\sin(\beta - \alpha)$ et m_{12}^2 . Notons que la limite vers le Modèle Standard se fait lorsque $\sin(\beta - \alpha)$ tend vers 1. Dans l'analyse nous avons exploré les modèles de type I et II. Certains des couplages entre ces deux modèles sont identiques. Par exemple le couplage entre le boson H et un boson vecteur V ou le boson H avec un quark de type up (voir tableau 5.1).

Il est nécessaire de prendre quelques précautions afin d'inclure correctement toute l'information du signal que l'on veut tester. Celles-ci sont décrites dans la partie suivante.

5.3.1 État à basse masse

Contrairement aux autres canaux $H \rightarrow ZZ$, le canal en quatre leptons est sensible aux hautes et basses masses. Pour n'importe quel choix de paramètres du modèle 2HDM, des sections efficaces de production et les rapports de branchements spécifiques sont prédits. À partir des informations obtenues par la mesure de la force du signal du boson de Higgs découvert, nous pouvons exclure certains choix de paramètres de 2HDM. L'étape suivante de cette analyse est de sonder, avec la meilleure sensibilité possible, l'existence d'un doublet de higgs. Ceci se fait grâce aux ajustements simultanés des deux régions de signal (haute et basse masse).

La masse du Higgs léger est fixé à 125 GeV. Or nous devons faire attention car les rapports de branchements ZZ peuvent varier de 10 % par GeV autour de 125 GeV. Les résultats de la combinaison des canaux $\gamma\gamma$ et 4ℓ nous donne une masse de Higgs d'environ

125.5 GeV et le canal 4ℓ seul de 124.3 GeV. Cependant le choix de m_h autour de 125 GeV influence faiblement les prédictions et rapports de branchement pour le boson Higgs lourd, pour cela nous avons fixé m_h à 125 GeV.

5.3.2 Largeur naturelle

Dans le Modèle Standard, la largeur naturelle d'un boson de Higgs lourd est large. Cela implique des effets d'interférences non-négligeables avec le bruit de fond continue. Néanmoins, dans la majeure partie de l'espace de phase 2HDM balayé par 4ℓ , la largeur naturelle du boson de Higgs lourd CP-pair devrait être relativement étroite, plus petite que la résolution du détecteur. Les figures montrées dans la section suivante prennent toujours en compte les largeurs du Modèle Standard, mais des échantillons de largeur étroite seront utilisés pour mieux prendre en compte cet effet.

5.3.3 Production du mécanisme $b\bar{b}H$

Comme il n'existe pas d'échantillons simulés du processus $b\bar{b}H$, l'analyse 4ℓ renormalise simplement le processus de fusion de gluons pour ajouter la contribution $b\bar{b}H$. Comme l'analyse 4ℓ n'utilise pas explicitement les jets provenant de quarks lourds ou la cinématique du Higgs, alors cette approximation devrait être plutôt bonne. Soulignons aussi que les processus $b\bar{b}H$ ne sont intéressants que pour le modèle 2HDM de Type I. Il est aussi garanti que, pour chaque point où l'analyse est performante, la section efficace $b\bar{b}H$ représente moins de 10 % de la section efficace ggF.

5.3.4 Résultats sur la limite supérieure

Les graphiques de limites d'exclusions à 95% de niveau de confiance sont obtenus en suivant la procédure standard, c'est à dire en utilisant l'approximation asymptotique de test statistique. L'hypothèse nulle est définie comme le modèle purement bruit de fond et l'hypothèse alternative est construite en utilisant les prédictions signal plus bruit de fond. La procédure, utilisée pour l'instant, renormalise la limite obtenue sous l'hypothèse d'un boson de Higgs lourds du Modèle Standard afin d'obtenir un résultat pour le 2HDM. L'impact de faire ceci plutôt qu'une prédiction directe à partir du modèle 2HDM est négligeable. Cette approximation est valable pour ce canal car la sélection des événements est inclusive et n'utilise pas la cinématique dépendant du mécanisme de production.

Des considérations théoriques nous imposent des contraintes sur l'espace des paramètres. Ces contraintes théoriques sont :

Stabilité : Stabilité du potentiel de Higgs (minimum global).

Unitarité : Unitarité de la matrice de diffusion hh.

Perturbativité : Couplages perturbatifs.

Avec une luminosité intégrée de 4.6 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et de 20.7 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, la région où le canal en quatre leptons est sensible est :

- des valeurs de m_H en dessous de 400 GeV.
- $\tan(\beta)$ allant jusqu'à 20 quand $m_{12}^2 = 0$ ou 2 dans le cas MSSM des valeurs de m_{12}^2 .
- $\sin(\beta - \alpha)$ proche de 1 car 2HDM se rapproche du Modèle Standard.

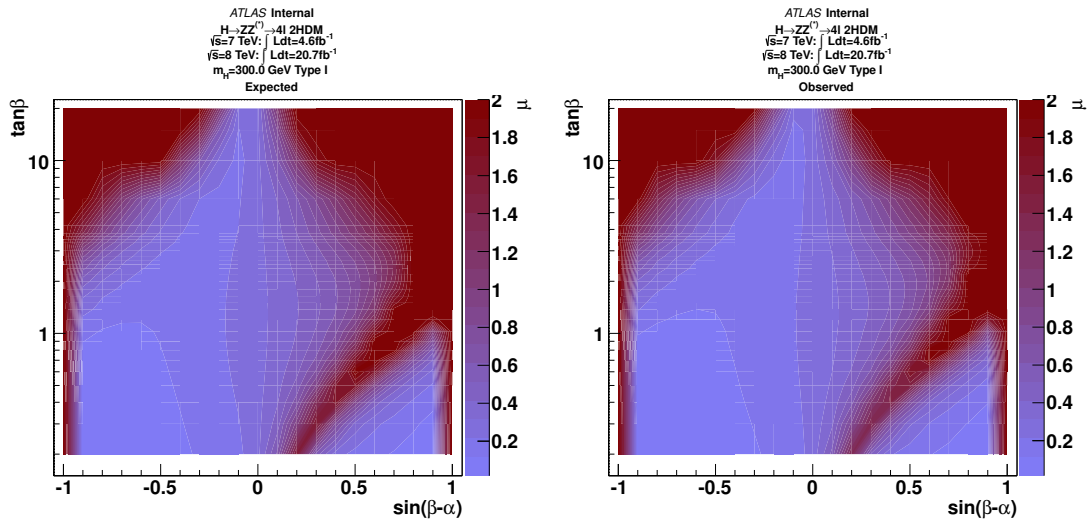
5.3.4.1 Limites de σ/σ_{2HDM} à 95% CL

Le graphique 5.1 montre la limite attendue et observée de μ dans le plan $\sin(\beta - \alpha) - \tan(\beta)$ pour un exemple de $m_H = 300 \text{ GeV}$ et modèle de type I. L'existence d'un boson de Higgs lourd CP-pair est exclue à 95% de CL pour les points $\mu = \sigma/\sigma_{2HDM} < 1$. Les contours observés et attendus sont représentés sur le graphique du dessous. Une grande partie de l'espace des paramètres est exclue. La région $\sin(\beta - \alpha) \rightarrow 1$, n'est pas exclue car il s'agit de la limite vers le Modèle Standard. La région de discontinuité non-exclue pour $\sin(\beta - \alpha)$ 0.1 et 0.7 est due à la section efficace de production qui diverge dans cette zone, ce qui donne de grandes valeurs de μ . Le graphique 5.2 est similaire au graphique 5.1 mais le modèle de type II a été utilisé.

D'autres limites d'exclusions sont montrées dans l'annexe A.

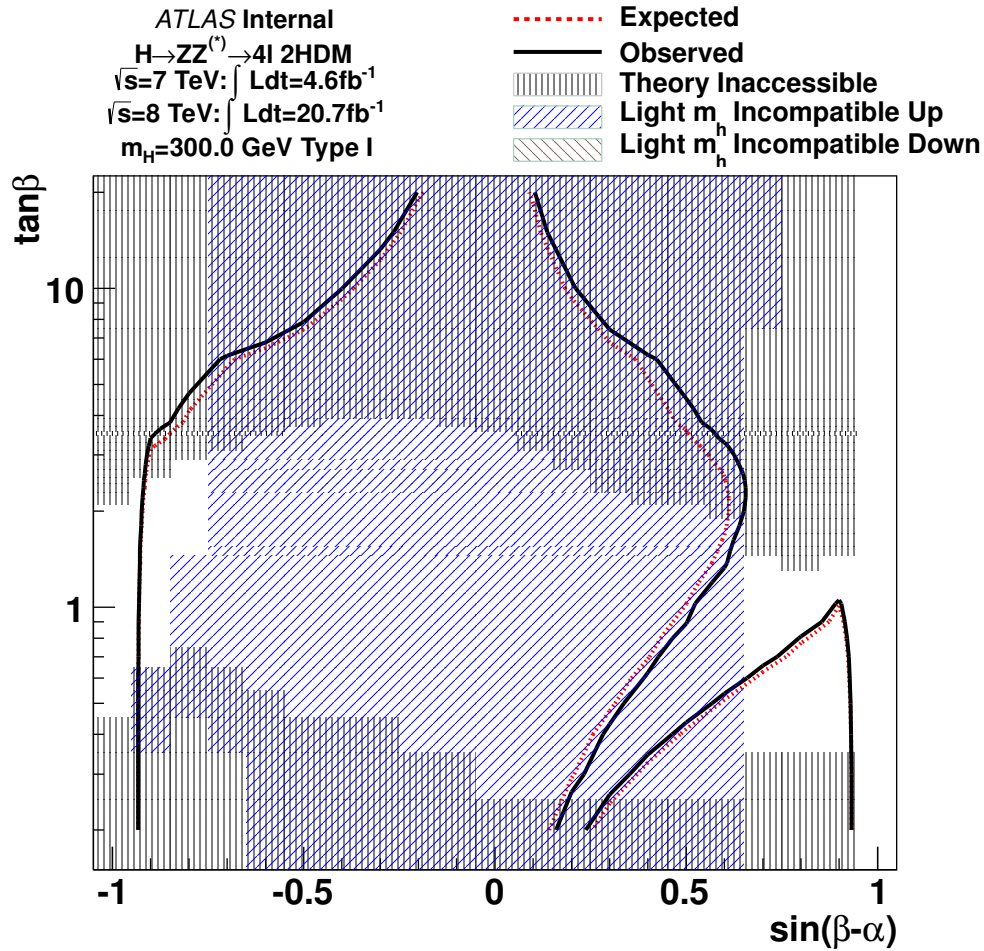
5.4 Conclusion

Les recherches liées au Modèle à deux doublets de Higgs dans ATLAS sont très récentes. Le 2HDM est étudié dans différentes signatures : $H \rightarrow WW$, $H \rightarrow hh \rightarrow bb\gamma\gamma, bb\tau\tau, bbbb$, $A \rightarrow Zh$, etc. Dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, nous avons été les premiers à regarder les limites d'exclusions de ce modèle. Grâce à cette analyse, nous avons commencé à exclure une grande partie de l'espace des paramètres pour les modèles de Type I et de Type II. Aucun signal pour le Higgs lourd n'a été trouvé. Notre travail servira de point de départ lors des futures prises de données, ce qui permettra d'exclure une plus grande zone de l'espace des paramètres.



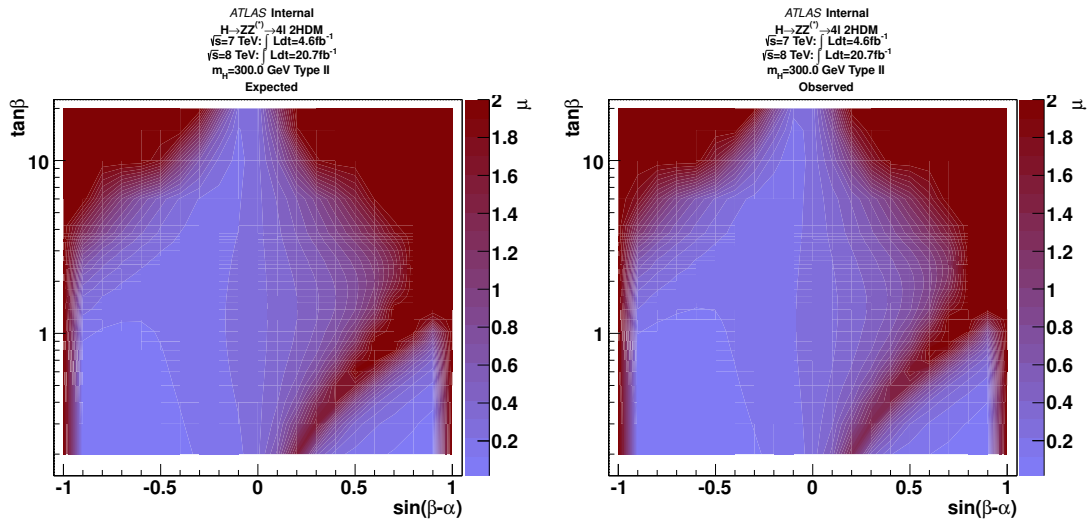
(a) Expected

(b) Observed



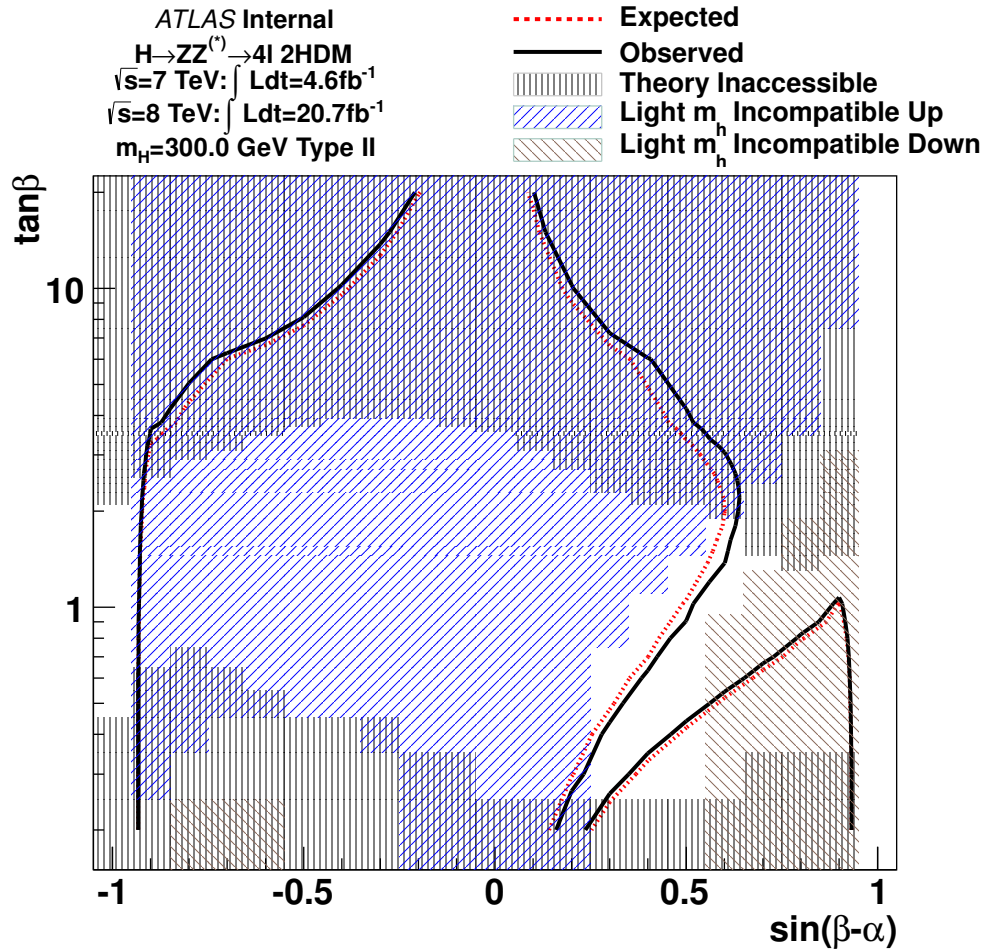
(c) Contours

FIGURE 5.1 – Limite supérieure à 95% CL dans le modèle de Type I pour un exemple avec $m_H = 300$ GeV. Les zones hachurées représentent les points exclus par les états du Higgs légers et inaccessible par la théorie.



(a) Expected

(b) Observed



(c) Contours

FIGURE 5.2 – Limite supérieure à 95% CL dans le modèle de Type II pour un exemple avec $m_H = 300$ GeV. Les zones hachurées représentent les points exclus par les états du Higgs légers et inaccessible par la théorie.

Appendices

Annexe A

Graphiques d'exclusions

A.1 Limites à 95% CL de σ/σ_{2HDM} pour $m_{12}^2 = 0$

Différentes limites d'exclusions de σ/σ_{2HDM} à 95% de niveau de confiance sont représentées à titre d'exemple. Dans cette section, les résultats sont pour $m_{12}^2 = 0$, c'est à dire avec une symétrie parfaite.

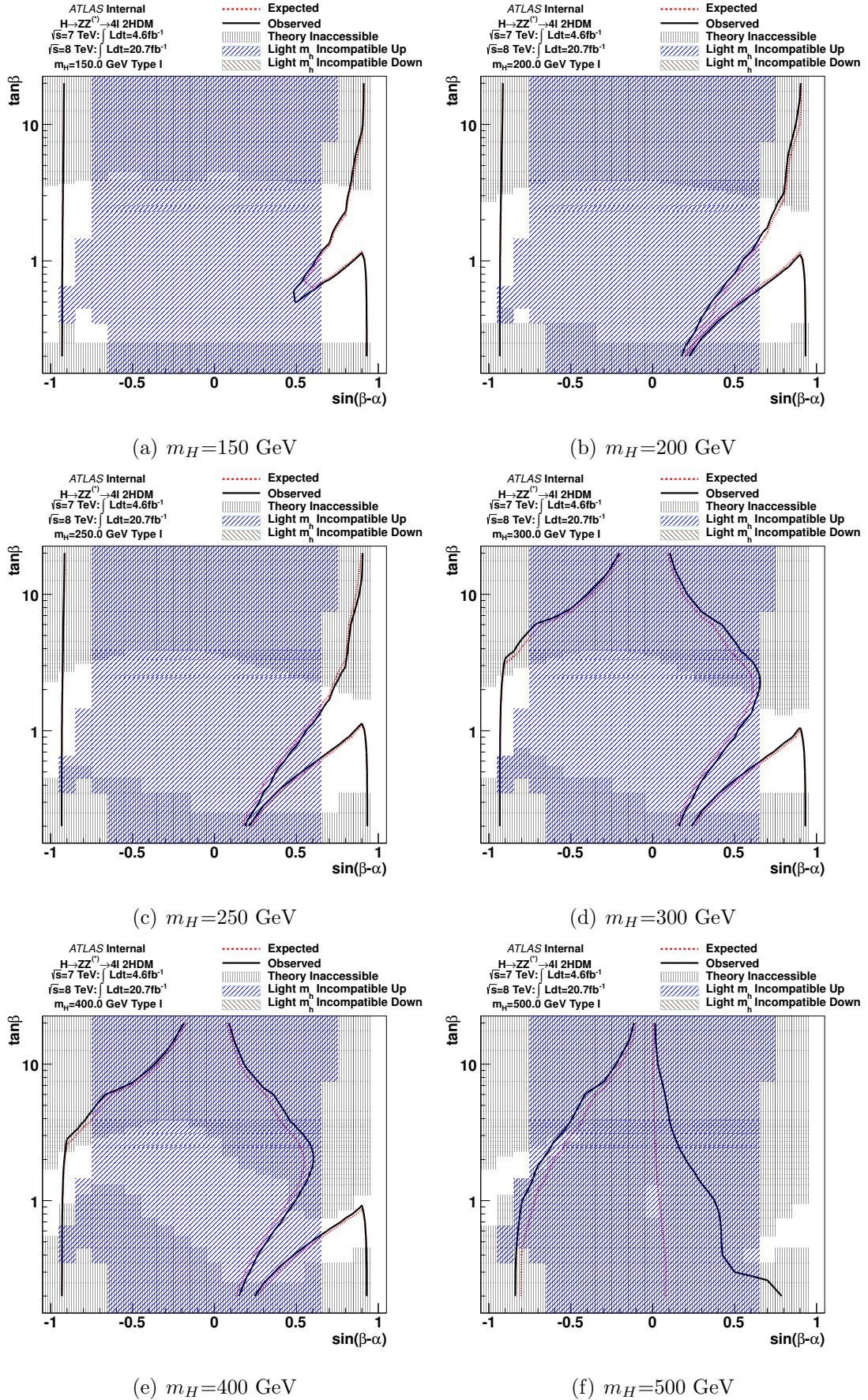


FIGURE A.1 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes masses. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessible par la théorie.

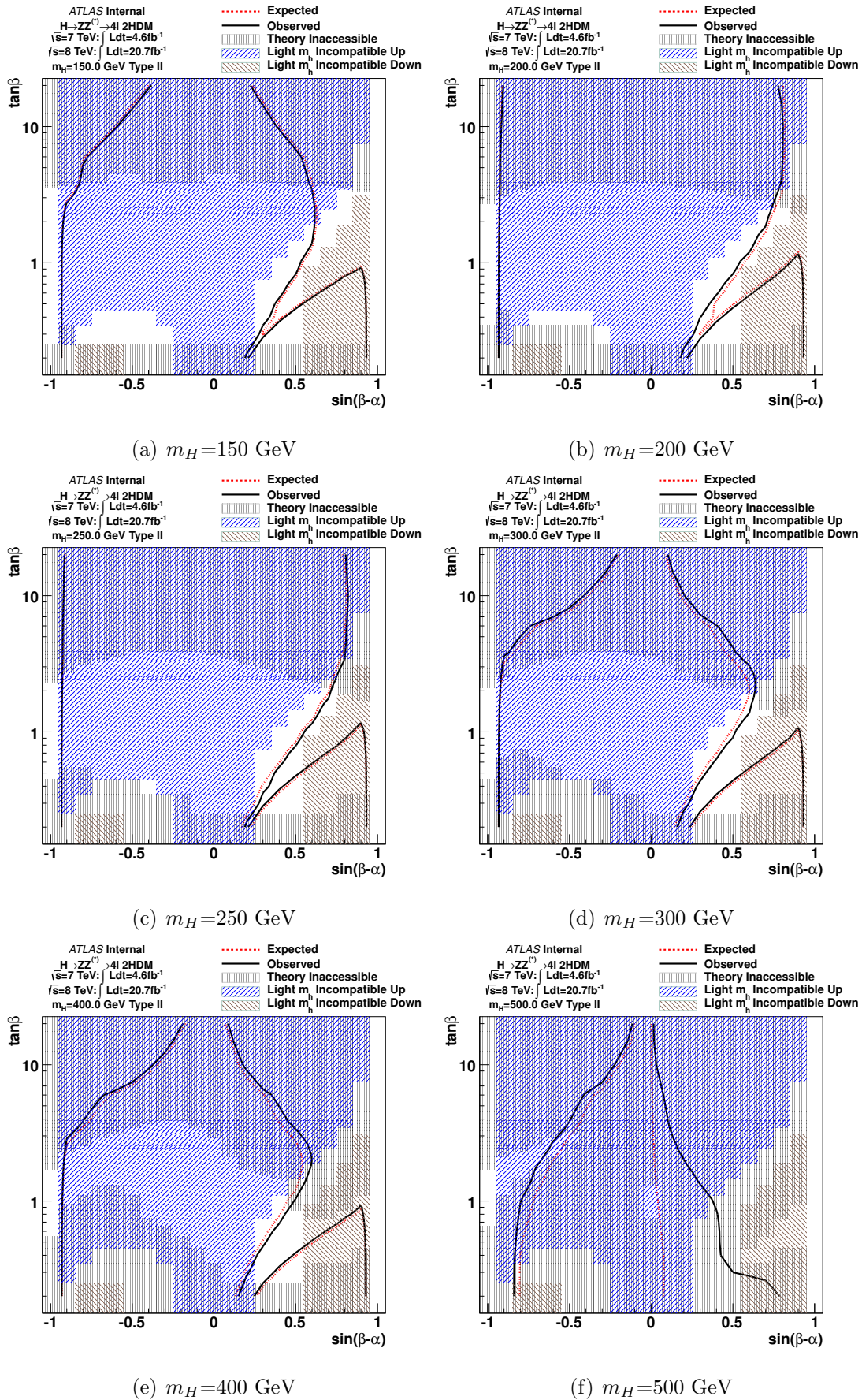
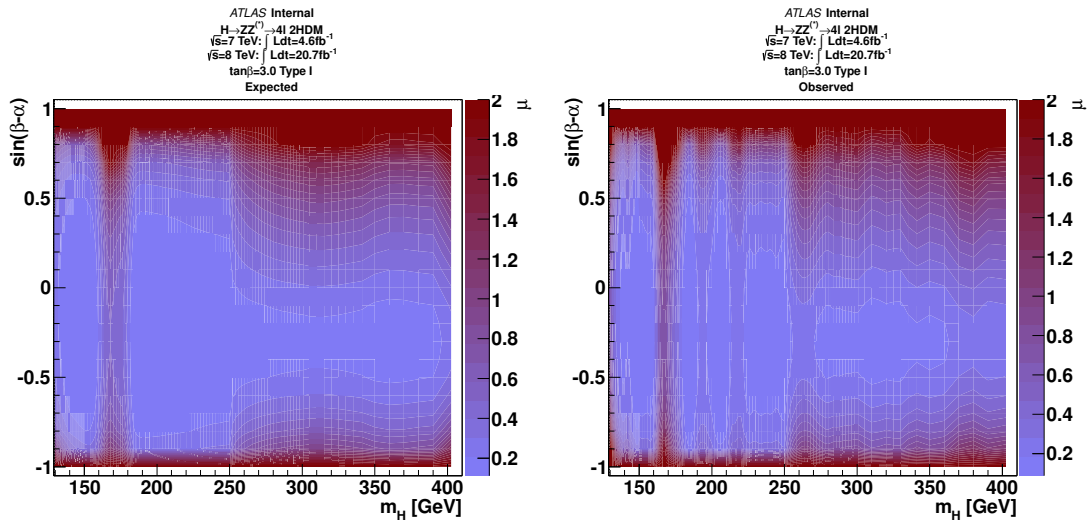
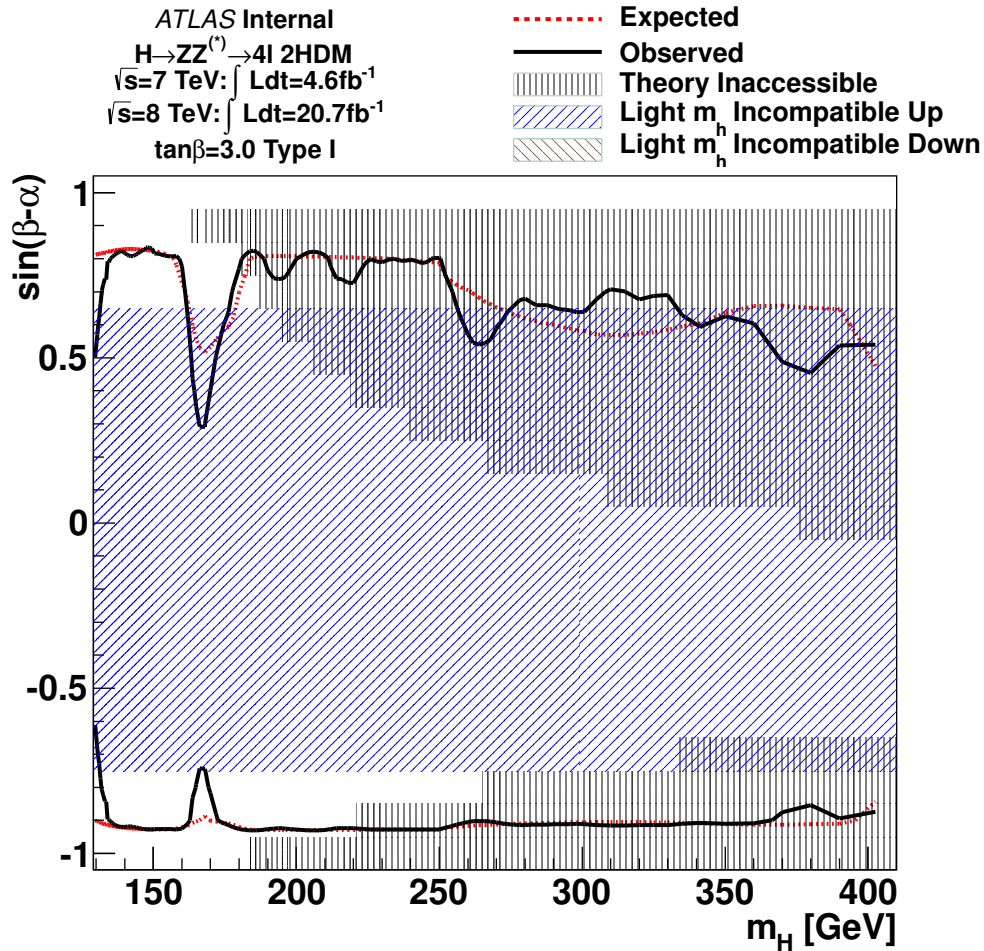


FIGURE A.2 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes masses. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessible par la théorie.



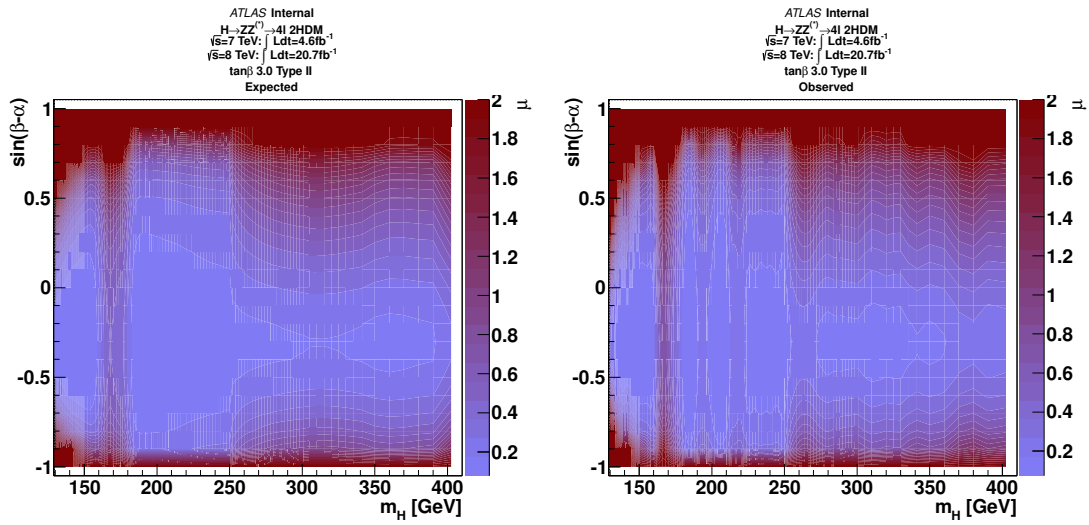
(a) Expected

(b) Observed



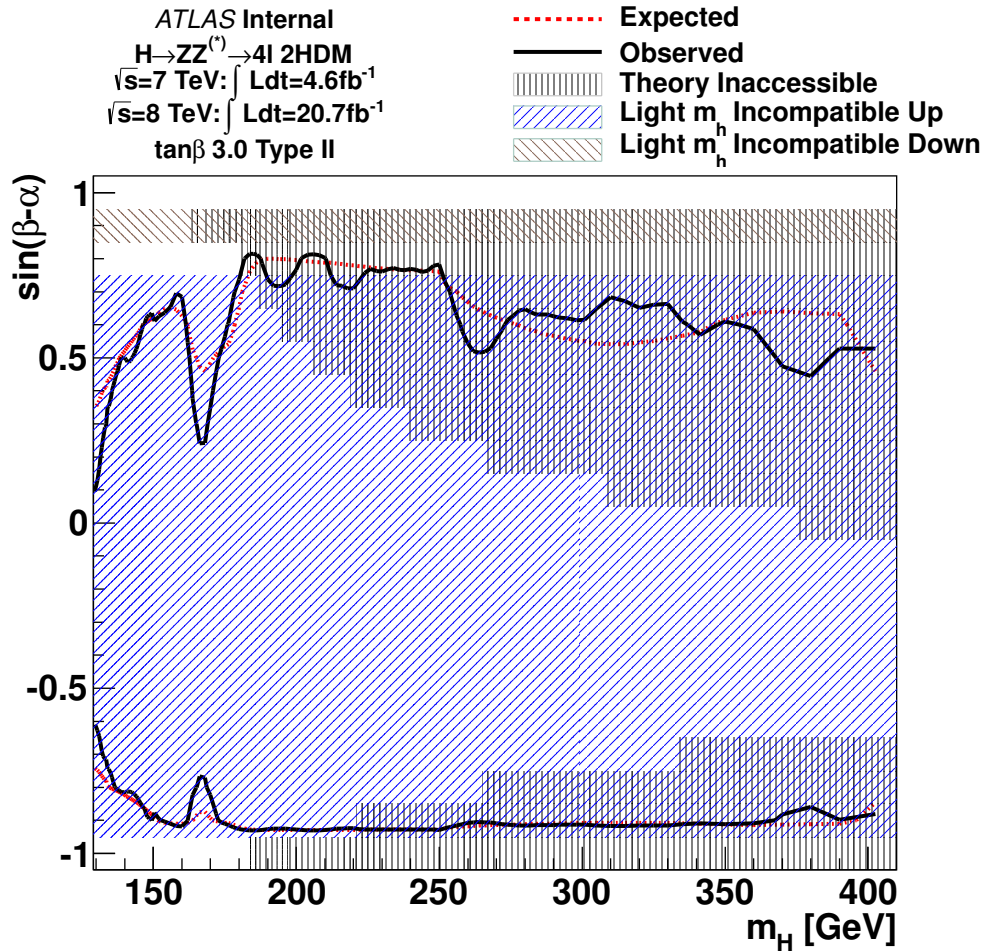
(c) Contours

FIGURE A.3 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour $\tan\beta = 3$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.



(a) Expected

(b) Observed



(c) Contours

FIGURE A.4 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour $\tan\beta = 3$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

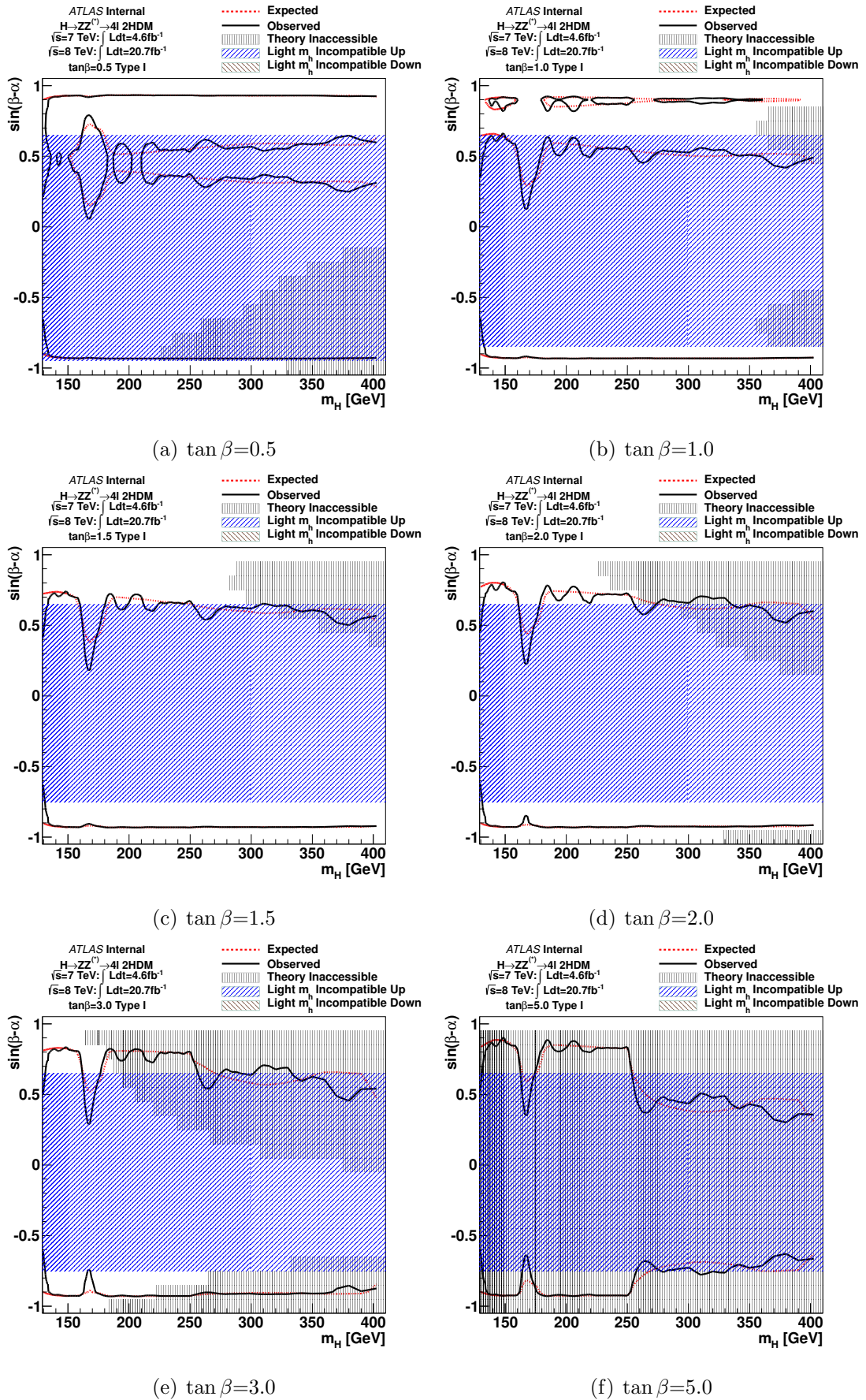


FIGURE A.5 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

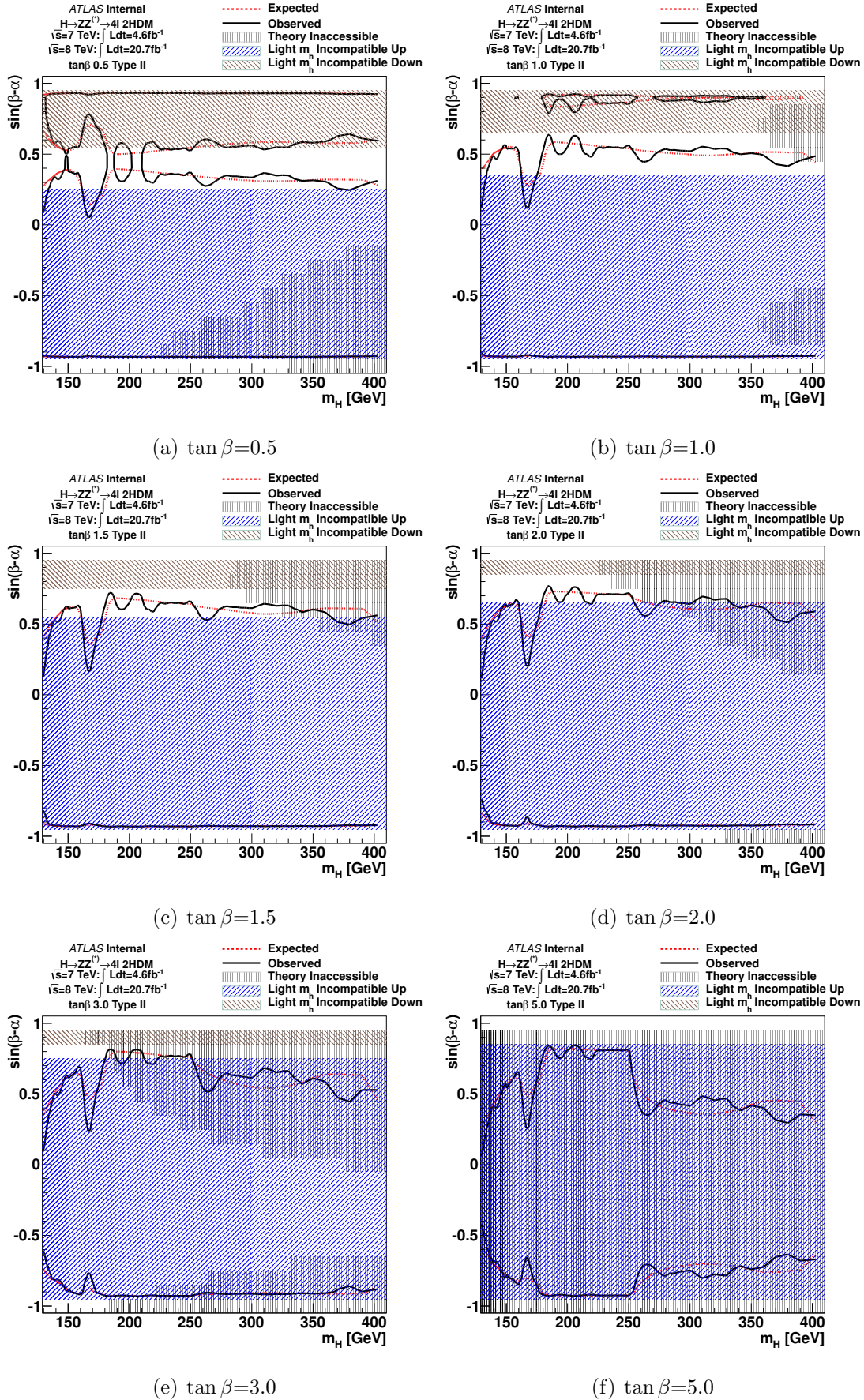
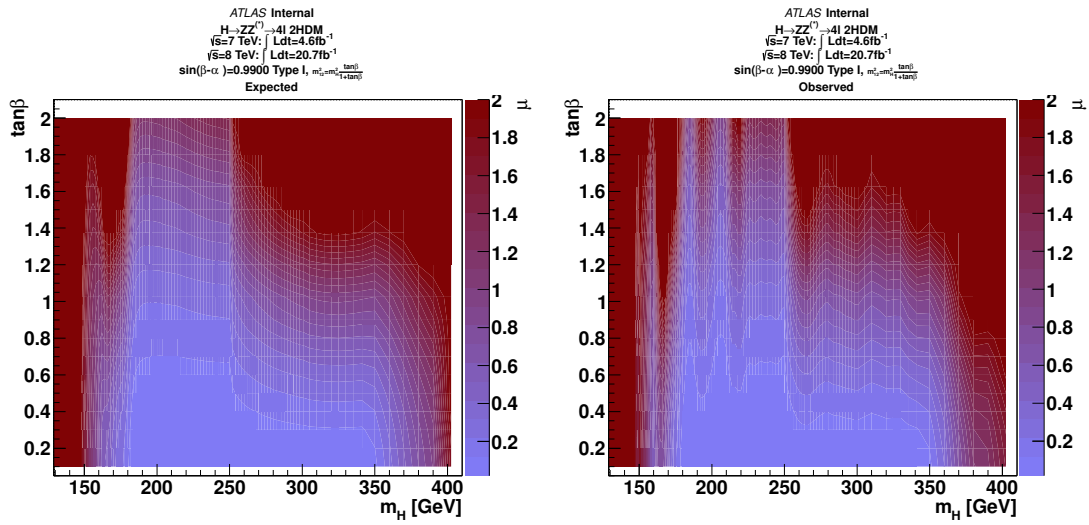


FIGURE A.6 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

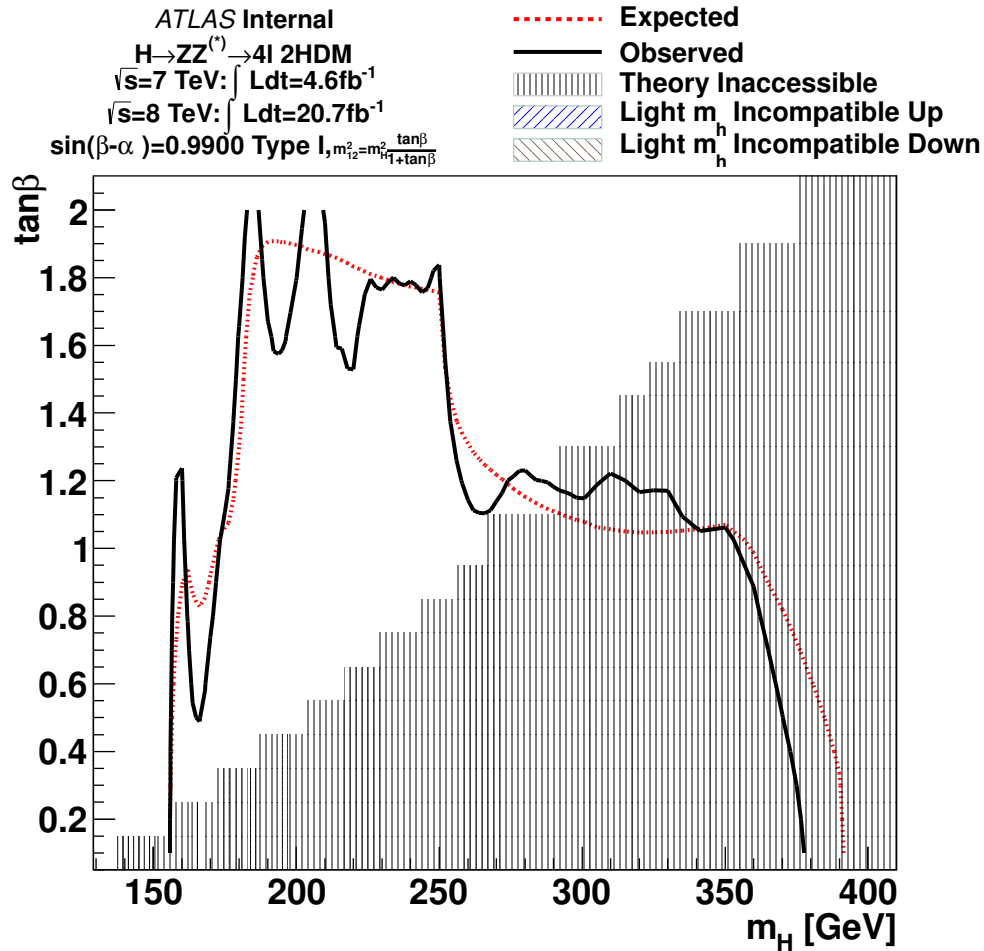
A.2 Limites à 95% CL de σ/σ_{2HDM} pour m_{12}^2 de type MSSM

Différentes limites d'exclusions de σ/σ_{2HDM} à 95% de niveau de confiance sont représentées à titre d'exemple. Dans cette section, les résultats sont pour $m_{12}^2 = m_A^2 \frac{\tan \beta}{(1 + \tan^2 \beta)}$, c'est à dire avec une brisure de symétrie de type MSSM.



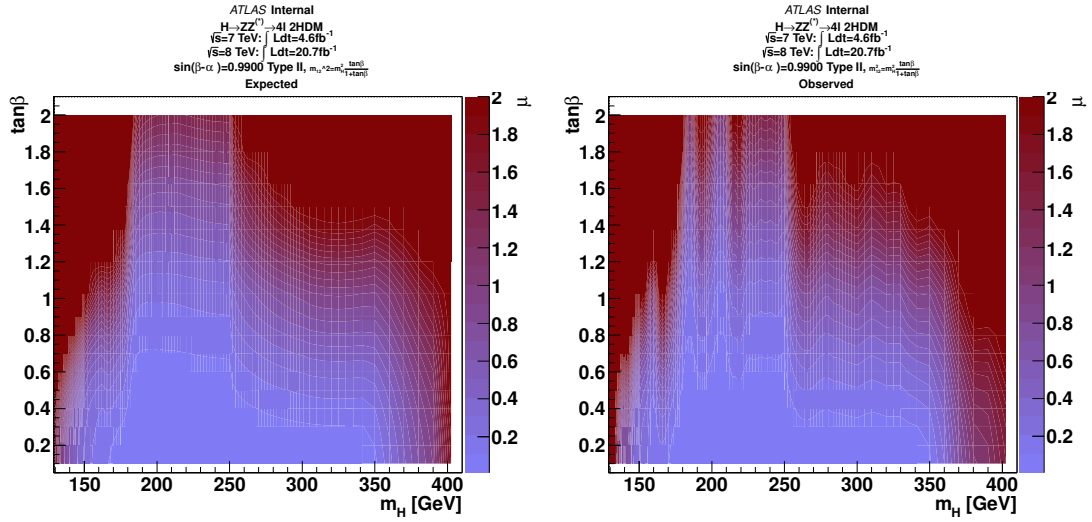
(a) Expected

(b) Observed



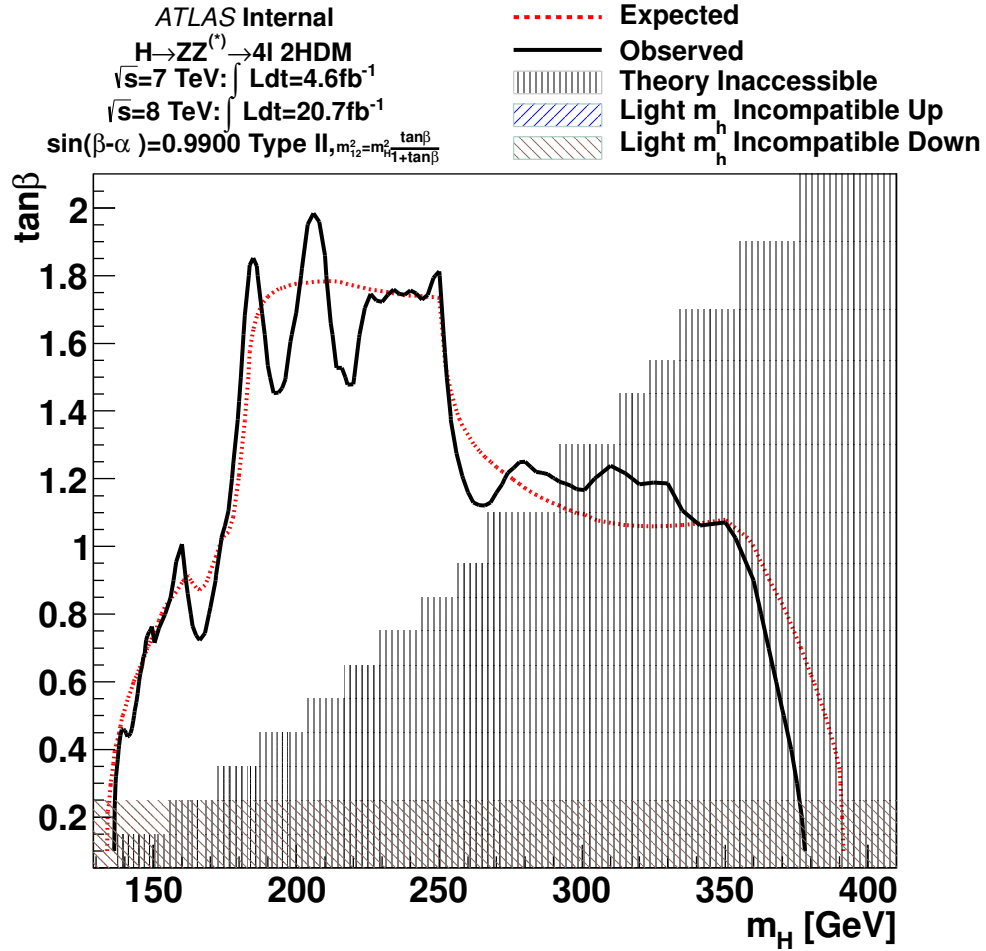
(c) Contours

FIGURE A.7 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour $\sin(\beta-\alpha) = 0.9900$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.



(a) Expected

(b) Observed



(c) Contours

FIGURE A.8 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour $\sin(\beta - \alpha) = 0.9900$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

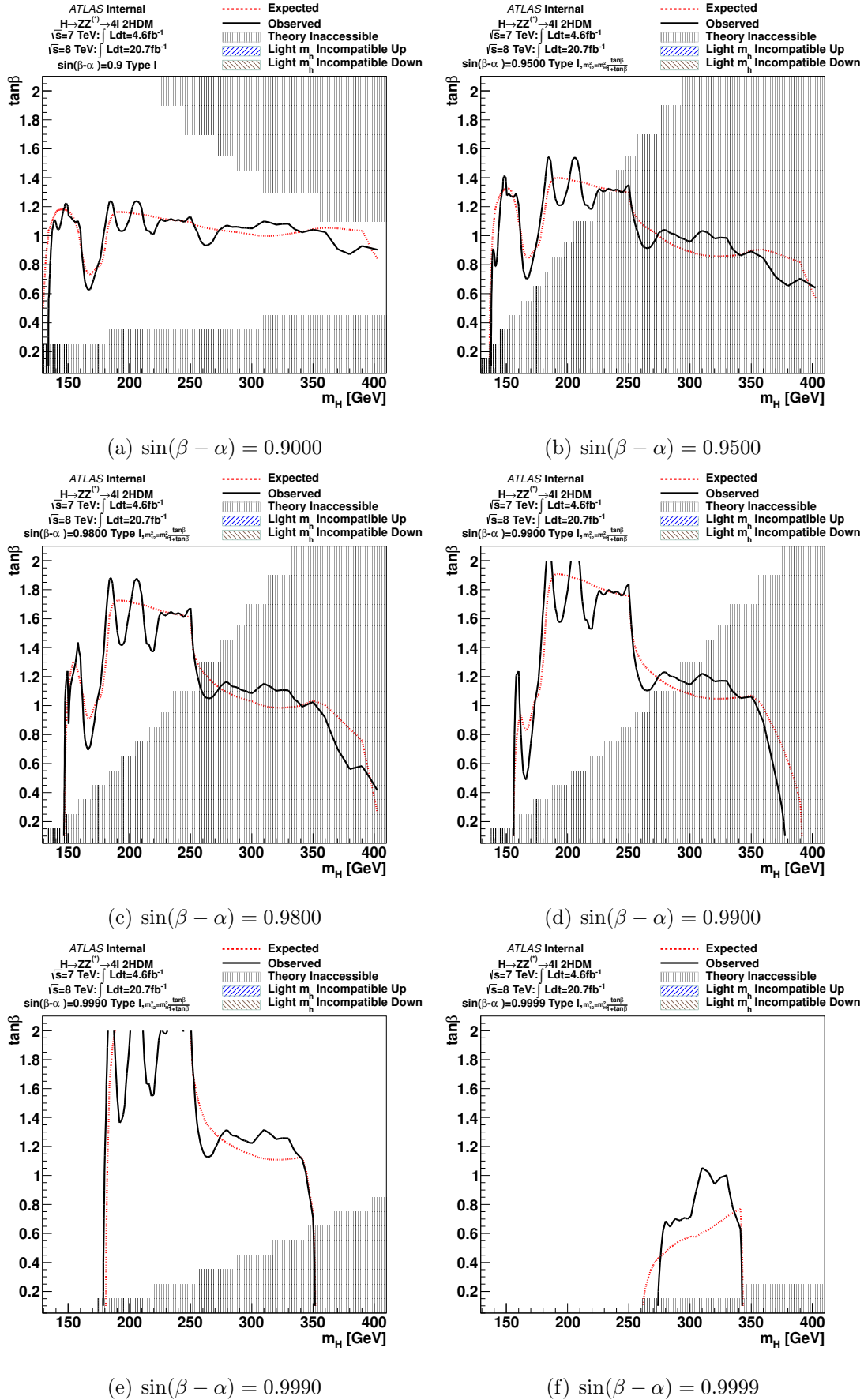


FIGURE A.9 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes valeurs de $\sin(\beta - \alpha)$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

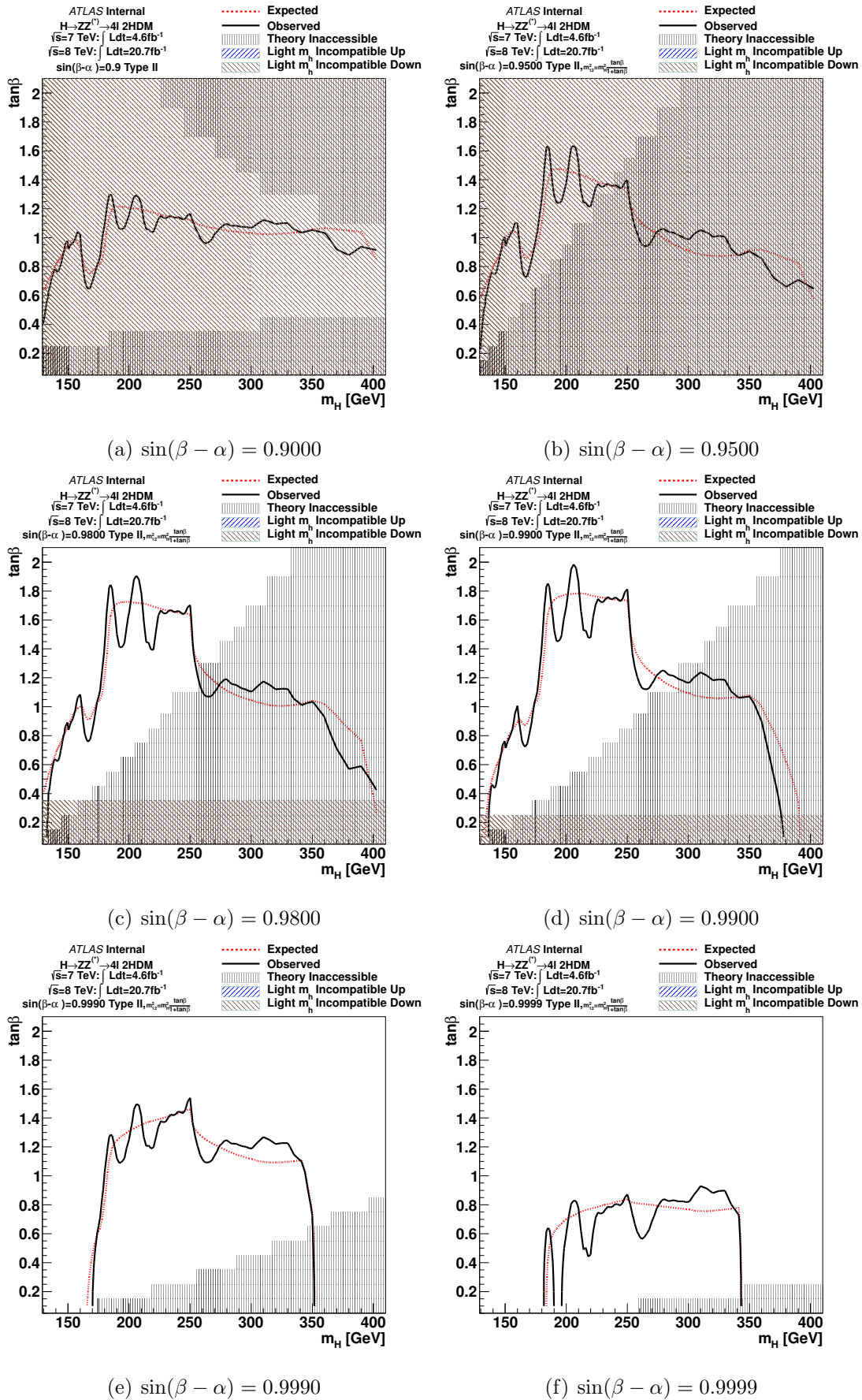


FIGURE A.10 – Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes valeurs de $\sin(\beta - \alpha)$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.

Chapitre 6

conclusion

Durant les trois années de ma thèse, le LHC a fait preuve de performance remarquable. L'énergie est montée de $\sqrt{s} = 900$ GeV à $\sqrt{s} = 8$ TeV et la luminosité a atteint 25fb^{-1} . En juin 2012 le LHC s'est arrêté pour la mise à jour technique. Les expériences ATLAS et CMS ont publiées leurs résultats après l'annonce de la découverte d'un nouveau boson le 4 juillet 2012 au CERN.

Le but de mon travail a été de contribuer à la recherche du boson de Higgs se désintégrant en quatre leptons. Ce canal est très intéressant par sa large région en masse et son signal clair de quatre leptons isolés. L'estimation du bruit de fond est indispensable pour nettoyer la sélection des événements et faire apparaître le signal. La majeure partie de ma thèse a porté sur l'estimation de ce bruit de fond en utilisant les facteurs de transfert. Maintenant qu'un nouveau boson a été découvert et avec le futur redémarrage du LHC, la plus grande partie du travail portera sur la précision des mesures à haute luminosité, vérifier l'accord entre les canaux et mesurer le spin avec une grande précision etc...

La deuxième partie de mon travail a porté sur le 2HDM. Les expérimentateurs s'intéressent de plus en plus à ce modèle qui permettrait de résoudre certaines limites du Modèle Standard. D'autant plus que la découverte d'un boson à 125 GeV n'exclut pas ce modèle. Avec mon analyse, aucun signal n'a été trouvé pour le Higgs lourd mais une grande partie de l'espace des paramètres a pu être exclue.

De façon générale, ma thèse m'a permis de travailler dans une expérience qui est à la pointe de la technologie et de la recherche scientifique. J'ai pu contribuer dans un grand groupe (celui de la recherche du Higgs en quatre leptons) comme dans un petit groupe

(2HDM).

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des leptons [5].	6
2.2	Caractéristiques des quarks [5].	7
2.3	Caractéristiques des particules d’interaction [5].	8
2.4	<i>Classification des particules en doublets et singulets d’isospin.</i>	12
3.1	Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) de différents compartiments du calorimètre électromagnétique.	43
4.1	Sections efficaces de production du boson de Higgs par fusion de gluons, fusion de bosons vecteurs et production associée avec un boson W ou Z dans des collisions proton-proton [18]. Les incertitudes affichées représentent l’ensemble des incertitudes systématiques théoriques. Les sections efficaces par production associées sont faibles pour des valeur de $m_H > 300$ GeV, elles n’apparaissent pas dans ce tableau. La dernière colonne correspond aux rapports de branchements $H \rightarrow 4\ell$ avec des électrons ou des muons comme leptons [18].	60
4.2	Résumé des seuils de déclenchement utilisés sur les données prises en 2011.	63
4.3	Résumé des seuils de déclenchements utilisés sur les données prises en 2012.	63
4.4	Résumé de la sélection des événements. Les deux paires de leptons sont désignées par m_{12} et m_{34} . Les seuils m_{seuil} sur les coupures de m_{34} sont dans le tableau 4.5.	66
4.5	Seuils m_{seuil} des coupures sur m_{34} pour certaines valeurs de $m_{4\ell}$ pour l’analyse 2012 avec les données de 2011 et 2012. Pour les autres valeurs de $m_{4\ell}$ nous utilisons une interpolation linéaire afin de déterminer le seuil.	67
4.6	Efficacité des conditions sur la signification du paramètre d’impact et sur l’isolation pour $t\bar{t}$ et $Z + b\bar{b}$. Ces efficacités sont utilisées pour calculer le facteur de transfert des événements qui passent la sélection $Z + \mu\mu$ avec une paire secondaire composée de muons.	71

4.7	Facteurs de transfert pour $t\bar{t}$ et $Z + b\bar{b}$ des événements qui passent la sélection $Z + \mu\mu$ avec une paire secondaire composée de muons.	71
4.8	Estimation du nombre d'événements des processus $t\bar{t}$ et $Z + b\bar{b}$ dans la région de signal.	72
4.9	Nombre d'événements $e^\pm\mu^\mp + \mu\mu$ attendu et observé dans la région de contrôle.	75
4.10	Nombre d'événements $t\bar{t}$ estimés et attendus dans la région de signal. . . .	75
4.11	Nombre d'événements $Z + X$, avec $Z(ee, \mu\mu)$ et exactement un seul électron supplémentaire X. Le Z passe l'analyse standard et le X passe la coupure ML relâchée. Les données et la simulation sont en accord à $\sim 15\%$ près (analyse 2012 à 21fb^{-1}).	78
4.12	Nombre d'événements $Z + X$, avec $Z(ee, \mu\mu)$ et exactement un seul électron supplémentaire X pour les deux catégories E (vrai électron) et F (faux électron). Le Z passe l'analyse standard et le X passe la coupure ML relâchée. Les données et la simulation sont en accord à $\sim 13\%$ près (analyse 2012 à 21fb^{-1}).	79
4.13	Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X de passer chaque coupure additionnelle.	80
4.14	Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X, catégorisé comme vrai électron E, de passer chaque coupure additionnelle.	80
4.15	Région de contrôle $Z + X$: efficacité pour l'électron X, catégorisé comme faux électron F, de passer chaque coupure additionnel.	80
4.16	Nombre d'événements dans les différentes régions de contrôle pour les données et les MC. Les deux électrons supplémentaires ont un signe opposé. L'extrapolation dans la région de signal (SR) est réalisée en utilisant les efficacités moyennes (sans catégorisation VRAI (E), FAUX (F) sur les électrons supplémentaires) et catégorisées.	84
4.17	Nombre d'événements dans les différentes régions de contrôle pour les données et les MC. Les deux électrons supplémentaires ont le même signe. L'extrapolation dans la région de signal (SR) est réalisée en utilisant les efficacités moyennes (sans catégorisation VRAI (E), FAUX (F) sur les électrons supplémentaires) et catégorisées.	85

- 4.18 Comparaison des événements de bruit de fond attendus dans les régions de signal avec l'identification MultiLepton et avec l'identification Likelihood. Ces nombres d'événements ont été déduits par la méthode d'inversion des coupures. Dans la région de signal 5, nous voyons que le passage de MultiLepton à Likelihood réduit le nombre d'événements de bruit d'environ un facteur 2. 86
- 4.19 Nombres d'événements Donnée/MC pour les différentes catégories dans la région de contrôle $Z(ee) + XX(ee)$. Il y a un bon accord entre les données et les MC. 87
- 4.20 Nombres d'événements Donnée/MC pour les différentes catégories dans la région de contrôle $Z(\mu\mu) + XX(ee)$. Il y a un bon accord entre les données et les MC. 87
- 4.21 Matrice de composition vraie des événements de la région de contrôle. . . . 89
- 4.22 Tableau contenant le résultat des ajustements, pour chaque composante, estimé à partir des données. SR est le diminutif de région de signal 94
- 4.23 Bilan de l'estimation du bruit de fond pour les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV. OS (SS) vient de l'anglais Opposite Sign (Same Sign) et signifie que les leptons de la paire secondaire sont de signe opposé (même signe). Le symbole "†" signifie que cette estimation est utilisée pour la normalisation du bruit de fond, les autres méthodes sont des vérifications. La première incertitude est statistique, la seconde vient des systématiques. 97
- 4.24 Bilan de l'estimation du bruit de fond pour les données de $\sqrt{s} = 8$ TeV. OS (SS) vient de l'anglais Opposite Sign (Same Sign) et signifie que les leptons de la paire secondaire sont de signe opposé (même signe). Le symbole "†" signifie que cette estimation est utilisée pour la normalisation du bruit de fond, les autres méthodes sont des vérifications. La première incertitude est statistique, la seconde vient des systématiques. 98
- 4.25 Le nombre d'événements observé ainsi que l'estimation du bruit de fond, séparé en "basse masse" ($m_{4\ell} < 160$ GeV) et "haute masse" ($m_{4\ell} \geq 160$ GeV), sont présentés pour les données de $\sqrt{s} = 8$ TeV. Les nombres d'événements de signal attendus sont aussi montrés pour différentes masses de boson de Higgs. Les erreurs systématiques sont données pour les estimations de signal et bruit de fond. Ici, les événements respectent tous la condition $m_{4\ell} > 100$ GeV. 102

- 4.26 Le nombre d'événements observé ainsi que l'estimation du bruit de fond, séparé en "basse masse" ($m_{4\ell} < 160$ GeV) et "haute masse" ($m_{4\ell} \geq 160$ GeV), sont présentés pour les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les nombres d'événements de signal attendus sont aussi montrés pour différentes masses de boson de Higgs. Les erreurs systématiques sont données pour les estimations de signal et bruit de fond. Ici, les événements respectent tous la condition $m_{4\ell} > 100$ GeV. 105
- 5.1 Couplages du boson de Higgs léger h avec les bosons vecteurs (κ_V), les quarks de type up (κ_u), les quarks de type down (κ_d), et les leptons (κ_l), exprimés sous forme de rapports des prédictions du Modèle Standard dans différents types de modèles 2HDM.[83] 118

Table des figures

2.1	<i>Cercle montrant les conditions d'unitarité sur les amplitudes de diffusion.</i>	19
2.2	Contrainte de stabilité du vide (limite verte) et de trivialité (limite rouge) de la masse du boson de Higgs, m_H , en fonction de l'échelle d'énergie, Λ , d'apparition de nouvelle physique.	21
2.3	Niveau de confiance de l'hypothèse signal plus bruit de fond d'un boson de Higgs du Modèle Standard recherché au LEP. Les masse inférieure à 114.4 GeV sont exclus à 95% de niveau de confiance.	22
2.4	Limites d'exclusion à 95% de CL du Tevatron sur la section efficace de production du Higgs par rapport à la section efficace du Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Ces valeurs sont les combinaisons des analyses de CDF et D0. Les limites affichées sont obtenues avec des calculs Bayesian. Les bandes représentent les régions de probabilités de 68% et 95% où les limites peuvent fluctuer en l'absence du signal [15].	23
2.5	Le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des mesures de précisions électrofaibles en fonction de m_H . La bande bleue représente les incertitudes théoriques des corrections inconnues de grand ordre.	24
2.6	Principaux processus de production du boson de Higgs dans un collisionneur de hadrons.	26
2.7	Section efficace de production d'un boson de Higgs du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 7$ TeV.	28
2.8	Rapport de branchement en fonction de la masse du boson de higgs [20].	28
2.9	Largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse [20].	29
2.10	Produit de la section efficace de production par le rapport de branchement pour le boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse.[20].	30
3.1	Illustration du complexe du CERN.	33

3.2	Relation entre l'angle polaire θ et la pseudo-rapidity η	36
3.3	Système de coordonnées utilisé pour le détecteur ATLAS.	37
3.4	Vue d'ensemble du détecteur. De l'intérieur vers l'extérieur, on trouve un détecteur interne plongé dans un champ magnétique solénoïdal, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique, et un spectromètre à muons avec un système magnétique.	37
3.5	Le détecteur interne d'ATLAS se compose de trois sous-détecteurs : les pixels, le SCT et le TRT ; divisés chacun en deux parties : le <i>tonneau</i> et les <i>bouchons</i>	39
3.6	Vue en 3D des calorimètres du détecteur ATLAS. Ils se divisent en un calorimètre électromagnétique à argon liquide et un calorimètre hadronique, utilisant deux technologies : les tuiles et l'argon liquide.	41
3.7	Géométrie en accordéon de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS.	42
3.8	Présentation des différents modules du calorimètre à argon liquide dans sa partie centrale. Il est divisé en trois régions avec des granularités croissantes en partant du point d'interaction.	44
3.9	Schéma montrant comment l'assemblage mécanique et la lecture optique des tuiles sont intégrés au module du calorimètre hadronique.	46
3.10	Détail des constituants du spectromètre à muons du détecteur ATLAS.	47
3.11	Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de la pseudo-rapidity pour les données et les simulations de 2011 (traces par défaut) et 2012 (traces avec GSF).	52
3.12	Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'énergie transverse pour les données et les simulations de 2011 (traces par défaut) et 2012 (traces avec GSF).	52
3.13	Efficacité des nouveaux critères d'identification des électrons en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits dans les données et les simulations.	54
3.14	Efficacité des algorithmes de reconstruction de muons en fonction de (a) l'impulsion transverse et (b) la pseudo-rapidity. La légende "All" regroupe les muons SA, ST, CB à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.	56

4.1	Distribution de m_{12} dans la région de contrôle où les coupures d'isolation ne sont pas appliquées sur les deux muons secondaires et où au moins un des deux muons ne passe pas la coupure sur la signficance du paramètre d'impact. Le cas 4μ est représenté en (a) et le cas $2e2\mu$ en (b). Les ajustements utilisés pour $t\bar{t}$ et $Z + \text{jets}$ sont présentés, ainsi que les MC attendus pour pouvoir comparer.	70
4.2	Distribution et efficacité de l'isolation et de la signficance du paramètre d'impact dans la région de contrôle $Z + \mu$	73
4.3	Distribution de la masse invariante de la paire dominante m_{12} dans la région de contrôle définie par un boson Z standard et une paire secondaire de muons pour $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Les conditions d'isolation et de paramètre d'impact ne sont appliquées que sur la paire dominante qui compose le Z. Les MC sont normalisés par les estimations de bruit de fond dérivées des données.	74
4.4	Efficacité pour le processus $Z + X$ dans le binning 2D en η et p_T que l'électron X avec ML relâché passe les trois coupures additionnelles. Les électrons de type VRAI (E) sont en haut et de type FAUX (F) sont en bas.	81
4.5	Efficacité pour le processus $Z + X$ dans le binning 2D en η et p_T que l'électron X avec ML relâché passe les trois coupures additionnelles ET la coupure MultiLepton. Les électrons de type VRAI (E) sont en haut et de type FAUX (F) sont en bas.	82
4.6	Facteurs de transfert de la région de contrôle $Z(ee) + X$ en bins d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité.	90
4.7	Facteurs de transfert de la région de contrôle $Z(\mu\mu) + X$ en bins d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité.	91
4.8	Distributions de $n_{B-Layer}$ et TRT_{Ratio} pour différentes sources de bruit de fond provenant des MC Alpgen ($Z + \text{jets}$ et $Zb\bar{b}$). Ces distributions sont prises à partir de la région de contrôle $Z + X$. Dans (a) et (b) il y a les distribution de n_{BLayer} pour les cas $2\mu 2e$ et $4e$ et pour toute la zone de η . Dans (c) et (d) il y a les distributions de TRT_{Ratio} pour les cas $2\mu 2e$ et $4e$.	93

- 4.9 Résultat des ajustements de (a) n_{BLayer} et (b) TRT_{ratio} pour les différentes composantes du bruit de fond dans le canal $2e2\mu$. Les mêmes résultats pour le canal $4e$ sont présentés dans (c) et (d). Les notations des différentes composantes de bruit de fond sont : (f) pour les jets légers ressemblants à un électron, (γ) pour les conversions de photons, (Q) pour les électrons provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd. 95
- 4.10 Distributions des masses invariantes des paires de leptons dans la région de contrôle pour les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV. La région de contrôle est définie par un boson Z candidat et une paire secondaire de leptons de même saveur. Les distributions de m_{12} (a) et de m_{34} (c) sont présentées pour les événements $\ell\ell(\mu^+\mu^-/e^+e^-) + \mu^+\mu^-$. Les distributions de m_{12} (b) et de m_{34} (d) sont présentées pour les événements $\ell\ell(\mu^+\mu^-/e^+e^-) + e^+e^-$. Les coupures cinématiques sont appliquées sur les deux paires tandis que les coupures d'isolation et de signification du paramètre d'impact ne sont appliquées que sur la paire dominante. Les simulations sont normalisées par les estimations de bruit de fond basées sur les données. 99
- 4.11 Distribution de la masse invariante $m_{4\ell}$ des événements sélectionnés dans les données de $\sqrt{s} = 8$ TeV. La distribution est comparée au bruit de fond attendu. En (a) l'analyse a été effectuée dans la région de basse masse et en (b) l'analyse a été effectuée dans toute la région du spectre de masse. La contribution du bruit de fond réductible est présentée séparément. Les barres d'erreur représentent des intervalles à 68.3 % de niveau de confiance. Le signal attendu pour différentes valeurs de m_H est aussi présenté. A basse masse, la résolution de la masse reconstruite du Higgs est dominée par les performances expérimentales. Tandis qu'à haute masse elle est dominée par la largeur naturelle du boson de Higgs. 103

4.12 Distribution de la masse invariante $m_{4\ell}$ des événements sélectionnés dans les données de $\sqrt{s} = 7$ TeV. La distribution est comparée au bruit de fond attendu. En (a) l'analyse a été effectuée dans la région de basse masse et en (b) l'analyse a été effectuée dans toute la région du spectre de masse. La contribution du bruit de fond réductible est présentée séparément. Les barres d'erreur représentent des intervalles à 68.3 % de niveau de confiance. Le signal attendu pour différentes valeurs de m_H est aussi présenté. A basse masse, la résolution de la masse reconstruite du Higgs est dominée par les performances expérimentales. Tandis qu'à haute masse elle est dominée par la largeur naturelle du boson de Higgs. 104

4.13 Limite supérieure avec 95% de CL sur la section efficace de production d'un boson Higgs du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Dans ces graphiques nous avons combiné les données de 2011 et de 2012. La ligne en pointillés représente les valeurs attendues, tandis que la ligne complète représente les valeurs observées. La région (a) de basse masse et (b) toute la région de masse sont présentées. Les bandes verte et jaune sont, respectivement, les limites attendues avec une fluctuation de $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ 106

4.14 Graphique représentant le p_0 local en fonction de la masse du higgs m_H pour les données 2011 (courbe rouge), 2012 (courbe bleue) et leur combinaison (courbe noire). Les courbes hachurées représentent la médiane du p_0 local attendu dans l'hypothèse de signal, pour les différentes valeurs de m_H . Les lignes hachurées et horizontales sont les valeurs de p_0 pour une signficance locale de $1\sigma, 2\sigma$... jusqu'à 7σ . Nous regardons dans toute la région de masse (a) et dans la région de boson de Higgs à basse masse (b). 107

4.15 Vraisemblance profilée en fonction de m_H pour la combinaison des données de 2011 et 2012. La vraisemblance profilée est montrée avec (courbe pleine) les systématiques sur l'échelle de masse des électrons (MSS(e)) et des muons (MSS(μ)) et sans (courbe hachurée). L'incertitude avec 68% CL est déterminée par le point où la courbe de la vraisemblance profilée coupe 1.108

4.16 (a) La force du signal $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ en fonction de m_H pour les données de 2011 et 2012 combinées. (b) La force du signal μ en fonction de m_H quand un signal de Higgs avec $m_H = 125$ GeV est injecté dans le bruit de fond simulé. 109

4.17	Meilleur ajustement de μ et m_H ainsi que les contours de vraisemblance dans le plan (μ, m_H) . Ces contours, dans la limite asymptotique, correspondent à 68% et 95% de CL. La courbe sombre (plus claire) est avec (sans) MSS(e) et MSS(μ).	109
5.1	Limite supérieure à 95% CL dans le modèle de Type I pour un exemple avec $m_H = 300$ GeV. Les zones hachurées représentent les points exclus par les états du Higgs légers et inaccessible par la théorie.	121
5.2	Limite supérieure à 95% CL dans le modèle de Type II pour un exemple avec $m_H = 300$ GeV. Les zones hachurées représentent les points exclus par les états du Higgs légers et inaccessible par la théorie.	122
A.1	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes masses. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	126
A.2	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes masses. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	127
A.3	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour $\tan\beta = 3$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	128
A.4	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour $\tan\beta = 3$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	129
A.5	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	130
A.6	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	131
A.7	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour $\sin(\beta - \alpha) = 0.9900$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	133

A.8	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour $\sin(\beta - \alpha) = 0.9900$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	134
A.9	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-I et pour différentes valeurs de $\sin(\beta - \alpha)$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	135
A.10	Limites à 95% pour un modèle 2HDM de Type-II et pour différentes valeurs de $\sin(\beta - \alpha)$. Les zones hachurées représentent les régions exclues par le Higgs léger et inaccessibles par la théorie.	136

Bibliographie

- [1] Murray Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys.Rev.*, 125 :1067–1084, 1962.
- [2] G. Zweig. AN SU(3) MODEL FOR STRONG INTERACTION SYMMETRY AND ITS BREAKING. 1964.
- [3] D.J. Gross and Frank Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. *Phys.Rev.*, D8 :3633–3652, 1973.
- [4] H. David Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys.Rev.Lett.*, 30 :1346–1349, 1973.
- [5] J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. E. Groom, C. J. Lin, J. Lys, H. Murayama, C. G. Wohl, W. M. Yao, P. A. Zyla, C. Amsler, M. Antonelli, D. M. Asner, H. Baer, H. R. Band, T. Basaglia, C. W. Bauer, J. J. Beatty, V. I. Belousov, E. Bergren, G. Bernardi, W. Bertl, S. Bethke, H. Bichsel, O. Biebel, E. Blucher, S. Blusk, G. Brooijmans, O. Buchmueller, R. N. Cahn, M. Carena, A. Ceccucci, D. Chakraborty, M. C. Chen, R. S. Chivukula, G. Cowan, G. D’Ambrosio, T. Damour, D. de Florian, A. de Gouvêa, T. DeGrand, P. de Jong, G. Dissertori, B. Dobrescu, M. Doser, M. Drees, D. A. Edwards, S. Eidelman, J. Erler, V. V. Ezhela, W. Fetscher, B. D. Fields, B. Foster, T. K. Gaiser, L. Garren, H. J. Gerber, G. Gerbier, T. Gherghetta, S. Golwala, M. Goodman, C. Grab, A. V. Gritsan, J. F. Grivaz, M. Grünewald, A. Gurtu, T. Gutsche, H. E. Haber, K. Hagiwara, C. Hagmann, C. Hanhart, S. Hashimoto, K. G. Hayes, M. Heffner, B. Heltsley, J. J. Hernández-Rey, K. Hikasa, A. Höcker, J. Holder, A. Holtkamp, J. Huston, J. D. Jackson, K. F. Johnson, T. Junk, D. Karlen, D. Kirkby, S. R. Klein, E. Klempt, R. V. Kowalewski, F. Krauss, M. Kreps, B. Krusche, Yu. V. Kuyanov, Y. Kwon, O. Lahav, J. Laiho, P. Langacker, A. Liddle, Z. Ligeti, T. M. Liss, L. Littenberg, K. S. Lugovsky, S. B. Lugovsky, T. Mannel, A. V. Manohar, W. J. Marciano, A. D. Martin, A. Masoni, J. Matthews, D. Milstead, R. Miquel, K. Mönig, F. Moortgat,

- K. Nakamura, M. Narain, P. Nason, S. Navas, M. Neubert, P. Nevski, Y. Nir, K. A. Olive, L. Pape, J. Parsons, C. Patrignani, J. A. Peacock, S. T. Petcov, A. Piepke, A. Pomarol, G. Punzi, A. Quadt, S. Raby, G. Raffelt, B. N. Ratcliff, P. Richardson, S. Roesler, S. Rolli, A. Romaniouk, L. J. Rosenberg, J. L. Rosner, C. T. Sachrajda, Y. Sakai, G. P. Salam, S. Sarkar, F. Sauli, O. Schneider, K. Scholberg, D. Scott, W. G. Seligman, M. H. Shaevitz, S. R. Sharpe, M. Silari, T. Sjöstrand, P. Skands, J. G. Smith, G. F. Smoot, S. Spanier, H. Spieler, A. Stahl, T. Stanev, S. L. Stone, T. Sumiyoshi, M. J. Syphers, F. Takahashi, M. Tanabashi, J. Terning, M. Titov, N. P. Tkachenko, N. A. Törnqvist, D. Tovey, G. Valencia, K. van Bibber, G. Venanzoni, M. G. Vincter, P. Vogel, A. Vogt, W. Walkowiak, C. W. Walter, D. R. Ward, T. Watari, G. Weiglein, E. J. Weinberg, L. R. Wiencke, L. Wolfenstein, J. Womersley, C. L. Woody, R. L. Workman, A. Yamamoto, G. P. Zeller, O. V. Zenin, J. Zhang, R. Y. Zhu, G. Harper, V. S. Lugovsky, and P. Schaffner. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86 :010001, Jul 2012.
- [6] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [7] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [8] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf.Proc.*, C680519 :367–377, 1968.
- [9] S. Dawson. Introduction to electroweak symmetry breaking. pages 1–83, 1998.
- [10] Guido Altarelli and G. Isidori. Lower limit on the Higgs mass in the standard model : An Update. *Phys.Lett.*, B337 :141–144, 1994.
- [11] J.R. Espinosa and M. Quiros. Improved metastability bounds on the standard model Higgs mass. *Phys.Lett.*, B353 :257–266, 1995.
- [12] Gautam Bhattacharyya. A Pedagogical Review of Electroweak Symmetry Breaking Scenarios. *Rept.Prog.Phys.*, 74 :026201, 2011.
- [13] Thomas Hambye and Kurt Riesselmann. Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited. *Phys.Rev.*, D55 :7255–7262, 1997.
- [14] R. Barate et al. Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Phys.Lett.*, B565 :61–75, 2003.
- [15] Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data. 2012.

- [16] LEP ElectroWeak Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/lepewwg/>.
- [17] Gfitter Collaboration. <http://gfitter.desy.de/>.
- [18] S. Dittmaier et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables. 2011.
- [19] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions. 2012.
- [20] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/crosssections>.
- [21] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *journal of instrumentation*, 3, S08001, 2008.
- [22] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available.
- [23] The CMS collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *J. Instrum.*, 3 :S08004, 2008.
- [24] The ALICE collaboration. The ALICE experiment at CERN LHC. *J. Instrum.*, 3 :S08002, 2008.
- [25] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *J. Instrum.*, 3 :S08005, 2008.
- [26] V. Berardi et al. TOTEM : Technical design report. Total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN. 2004.
- [27] The LHCf collaboration. The LHCf experiment at the CERN LHC. *J. Instrum.*, 3 :S08006, 2008.
- [28] H. Burkhardt and P. Grafstrom. Absolute luminosity from machine parameters. 2007.
- [29] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1. 1997.
- [30] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 2. 1997.
- [31] *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [32] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [33] ATLAS Collaboration. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung. ATLAS-CONF-2012-047, 2012.

- [34] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506 :250–303, 2003.
- [35] ATLAS Collaboration. The ATLAS Simulation Infrastructure. *European Physical Journal C*, 70 :823–874, December 2010.
- [36] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 0904 :002, 2009.
- [37] Paolo Nason and Carlo Oleari. NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 1002 :037, 2010.
- [38] Daniel de Florian, Giancarlo Ferrera, Massimiliano Grazzini, and Damiano Tommasini. Transverse-momentum resummation : Higgs boson production at the Tevatron and the LHC. *JHEP*, 1111 :064, 2011.
- [39] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [40] Piotr Golonka and Zbigniew Was. PHOTOS Monte Carlo : A Precision tool for QED corrections in Z and W decays. *Eur.Phys.J.*, C45 :97–107, 2006.
- [41] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA : Version 2.4. *Comput.Phys.Commun.*, 76 :361–380, 1993.
- [42] P. Golonka, B. Kersevan, T. Pierzchala, E. Richter-Was, Z. Was, et al. The Tauola photos F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages : Release. 2. *Comput.Phys.Commun.*, 174 :818–835, 2006.
- [43] A. Djouadi, M. Spira, and P.M. Zerwas. Production of Higgs bosons in proton colliders : QCD corrections. *Phys.Lett.*, B264 :440–446, 1991.
- [44] S. Dawson. Radiative corrections to Higgs boson production. *Nucl.Phys.*, B359 :283–300, 1991.
- [45] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P.M. Zerwas. Higgs boson production at the LHC. *Nucl.Phys.*, B453 :17–82, 1995.
- [46] Robert V. Harlander and William B. Kilgore. Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders. *Phys.Rev.Lett.*, 88 :201801, 2002.
- [47] Charalampos Anastasiou and Kirill Melnikov. Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD. *Nucl.Phys.*, B646 :220–256, 2002.

- [48] V. Ravindran, J. Smith, and W. L. van Neerven. NNLO corrections to the total cross-section for Higgs boson production in hadron hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B665 :325–366, 2003.
- [49] Stefano Catani, Daniel de Florian, Massimiliano Grazzini, and Paolo Nason. Soft gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders. *JHEP*, 0307 :028, 2003.
- [50] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrossi, and A. Vicini. Two loop light fermion contribution to Higgs production and decays. *Phys.Lett.*, B595 :432–441, 2004.
- [51] Stefano Actis, Giampiero Passarino, Christian Sturm, and Sandro Uccirati. NLO Electroweak Corrections to Higgs Boson Production at Hadron Colliders. *Phys.Lett.*, B670 :12–17, 2008.
- [52] Daniel de Florian and Massimiliano Grazzini. Higgs production at the LHC : updated cross sections at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys.Lett.*, B718 :117–120, 2012.
- [53] Charalampos Anastasiou, Stephan Buehler, Franz Herzog, and Achilleas Lazopoulos. Inclusive Higgs boson cross-section for the LHC at 8 TeV. *JHEP*, 1204 :004, 2012.
- [54] Julien Baglio and Abdelhak Djouadi. Higgs production at the LHC. *JHEP*, 1103 :055, 2011.
- [55] Michiel Botje, Jon Butterworth, Amanda Cooper-Sarkar, Albert de Roeck, Joel Feltesse, et al. The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. 2011.
- [56] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82 :074024, 2010.
- [57] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63 :189–285, 2009.
- [58] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Francesco Cerutti, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, et al. Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology. *Nucl.Phys.*, B849 :296–363, 2011.
- [59] M. Ciccolini, Ansgar Denner, and S. Dittmaier. Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2jets via weak interactions at the LHC. *Phys.Rev.Lett.*, 99 :161803, 2007.
- [60] Mariano Ciccolini, Ansgar Denner, and Stefan Dittmaier. Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC. *Phys.Rev.*, D77 :013002, 2008.

- [61] K. Arnold, M. Bahr, Giuseppe Bozzi, F. Campanario, C. Englert, et al. VBFNLO : A Parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons. *Comput.Phys.Commun.*, 180 :1661–1670, 2009.
- [62] Paolo Bolzoni, Fabio Maltoni, Sven-Olaf Moch, and Marco Zaro. Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD. *Phys.Rev.Lett.*, 105 :011801, 2010.
- [63] T Han and Scott S D Willenbrock. Qcd correction to the $pp \rightarrow wh$ and zh total cross sections. *Phys. Lett. B*, 273(BNL-45990. FERMILAB-PUB-91-70-T) :167–172. 20 p, Mar 1991.
- [64] Oliver Brein, Abdelhak Djouadi, and Robert Harlander. NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders. *Phys.Lett.*, B579 :149–156, 2004.
- [65] M.L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Kramer. Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders. *Phys.Rev.*, D68 :073003, 2003.
- [66] A. Bredenstein, Ansgar Denner, S. Dittmaier, and M.M. Weber. Precise predictions for the Higgs-boson decay $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ leptons. *Phys.Rev.*, D74 :013004, 2006.
- [67] A. Bredenstein, Ansgar Denner, S. Dittmaier, and M.M. Weber. Radiative corrections to the semileptonic and hadronic Higgs-boson decays $H \rightarrow WW / ZZ \rightarrow 4$ fermions. *JHEP*, 0702 :080, 2007.
- [68] Tom Melia, Paolo Nason, Raoul Rontsch, and Giulia Zanderighi. $W+W-$, WZ and ZZ production in the POWHEG BOX. *JHEP*, 1111 :078, 2011.
- [69] T. Binoth, N. Kauer, and P. Mertsch. Gluon-induced QCD corrections to $pp \rightarrow ZZ \rightarrow l \text{ anti-}l \text{ l-prime anti-}l\text{-prime}$. page 142, 2008.
- [70] John M. Campbell and R. Keith Ellis. An Update on vector boson pair production at hadron colliders. *Phys.Rev.*, D60 :113006, 1999.
- [71] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. Vector boson pair production at the LHC. *JHEP*, 1107 :018, 2011.
- [72] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307 :001, 2003.
- [73] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, and Michele Treccani. Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions. *JHEP*, 0701 :013, 2007.

- [74] Kirill Melnikov and Frank Petriello. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha(s)**2)$. *Phys.Rev.*, D74 :114017, 2006.
- [75] Charalampos Anastasiou, Lance J. Dixon, Kirill Melnikov, and Frank Petriello. High precision QCD at hadron colliders : Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO. *Phys.Rev.*, D69 :094008, 2004.
- [76] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production. *JHEP*, 0308 :007, 2003.
- [77] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al. HATHOR : Hadronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR. *Comput.Phys.Commun.*, 182 :1034–1046, 2011.
- [78] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al. HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 0101 :010, 2001.
- [79] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M.H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z.Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [80] Georges Aad et al. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C73 :2518, 2013.
- [81] A L Read. Presentation of search results : the CL_s technique. *J. Phys. G*, 28(10) :2693–2704, 2002.
- [82] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *European Physical Journal C*, 71 :1554, February 2011.
- [83] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher, et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys.Rept.*, 516 :1–102, 2012.
- [84] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012.
- [85] T. D. Lee. A theory of spontaneous t violation. *Phys. Rev. D*, 8 :1226–1239, Aug 1973.
- [86] Howard E. Haber and Gordon L. Kane. The Search for Supersymmetry : Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys.Rept.*, 117 :75–263, 1985.
- [87] Jihn E. Kim. Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology. *Phys.Rept.*, 150 :1–177, 1987.

- [88] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38 :1440–1443, Jun 1977.
- [89] Mark Trodden. Electroweak baryogenesis : A Brief review. 1998.
- [90] Neil Turok and John Zadrozny. Electroweak baryogenesis in the two doublet model. *Nucl.Phys.*, B358 :471–493, 1991.
- [91] Michael Joyce, Tomislav Prokopec, and Neil Turok. Nonlocal electroweak baryogenesis. Part 2 : The Classical regime. *Phys.Rev.*, D53 :2958–2980, 1996.
- [92] Koichi Funakubo, Akira Kakuto, and Kazunori Takenaga. The Effective potential of electroweak theory with two massless Higgs doublets at finite temperature. *Prog.Theor.Phys.*, 91 :341–352, 1994.
- [93] A.T. Davies, C.D. Froggatt, G. Jenkins, and R.G. Moorhouse. Baryogenesis constraints on two Higgs doublet models. *Phys.Lett.*, B336 :464–470, 1994.
- [94] James M. Cline, Kimmo Kainulainen, and Axel P. Vischer. Dynamics of two Higgs doublet CP violation and baryogenesis at the electroweak phase transition. *Phys.Rev.*, D54 :2451–2472, 1996.
- [95] James M. Cline and Pierre-Anthony Lemieux. Electroweak phase transition in two Higgs doublet models. *Phys.Rev.*, D55 :3873–3881, 1997.
- [96] M. Laine and K. Rummukainen. Two Higgs doublet dynamics at the electroweak phase transition : A Nonperturbative study. *Nucl.Phys.*, B597 :23–69, 2001.
- [97] Lars Fromme, Stephan J. Huber, and Michael Seniuch. Baryogenesis in the two-Higgs doublet model. *JHEP*, 0611 :038, 2006.
- [98] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon L. Kane, and Sally Dawson. The Higgs Hunter’s Guide. *Front.Phys.*, 80 :1–448, 2000.
- [99] H.E. Haber, Gordon L. Kane, and T. Sterling. The Fermion Mass Scale and Possible Effects of Higgs Bosons on Experimental Observables. *Nucl.Phys.*, B161 :493, 1979.
- [100] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Ludwig, et al. Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics. *Eur.Phys.J.*, C72 :2003, 2012.