



Université Joseph Fourier
Université de Montréal
Thèse en cotutelle

**Etude de la production associée ZH/WH , $H \rightarrow \gamma\gamma$
avec le détecteur ATLAS**

par
Bertrand Brelier

Département de physique

Thèse présentée
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

CERN-THESIS-2009-016
09/12/2008



09 décembre, 2008

© Bertrand Brelier, 2008.

Université Joseph Fourier
Université de Montréal
Thèse en cotutelle

Cette thèse intitulée:

**Etude de la production associée ZH/WH , $H \rightarrow \gamma\gamma$
avec le détecteur ATLAS**

présentée par:

Bertrand Brelier

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy
président-rapporteur

Georges Azuelos
directeur de recherche

Fairouz Malek
directeur de recherche

Louis Fayard
membre du jury

Viktor Zacek
membre du jury

Michael Klasen
examineur externe

Kenneth Ragan
examineur externe

Thèse acceptée le 09 décembre 2008

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT EN COTUTELLE
spécialité : PHYSIQUE DES PARTICULES

présentée par

Bertrand BRELIER

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Etude de la production associée ZH/WH, $H \rightarrow \gamma\gamma$
avec le détecteur ATLAS

Soutenue le 09 décembre 2008 devant le jury composé de :

M.	Georges	AZUELOS	Directeur de thèse
M.	Louis	FAYARD	Rapporteur
M.	Michael	KLASEN	Président de jury
M.	Claude	LEROY	Examineur
Mme.	Fairouz	MALEK	Directeur de thèse
M.	Kenneth	RAGAN	Rapporteur
M.	Viktor	ZACEK	Examineur

RÉSUMÉ

Le Modèle Standard de la physique des particules postule l'existence d'un champ doublet scalaire de Higgs, qui après brisure de symétrie électro-faible, donne lieu à la présence d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs. Les recherches directes par les expériences LEP imposent une masse de ce boson, s'il existe, supérieure à 114.5 GeV. Les mesures électro-faibles de précision, quant à elles, contraignent la masse du boson de Higgs, dans le Modèle Standard, à être inférieure à 154 GeV (à 95 % de niveau de confiance [2]). Dans ce domaine de masse, la désintégration du boson de Higgs en deux photons est un des canaux les plus importants pour la recherche de ce boson, car il bénéficie de la bonne résolution du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS et d'un niveau de bruit fond contrôlable. Ce processus souffre cependant d'un faible taux d'embranchement. C'est pourquoi l'ensemble des canaux de production doit être considéré. Ici, nous évaluons la possibilité d'étudier la production associée avec un boson Z ou W. Elle a une faible section efficace mais bénéficie d'un bon rapport signal sur bruit de fond et offre donc le potentiel d'être utilisé pour augmenter la signifiante statistique d'une possible découverte. Les processus de production associée permettront également la mesure des couplages du boson de Higgs aux bosons de l'interaction faible.

Nous avons étudié les canaux de désintégrations leptoniques et hadroniques des bosons faibles et nous avons développé différentes analyses suivant la topologie des événements reconstruits. Seuls les événements contenant deux photons très énergétiques provenant de la désintégration du boson de Higgs sont sélectionnés dans l'ensemble des analyses. La première analyse consiste à rechercher des événements contenant un lepton isolé (électron ou muon) associé à de l'énergie manquante. Cette analyse se focalise sur la reconstruction des événements WH. La seconde analyse requiert une grande impulsion transverse manquante pour la recherche des événements ZH lorsque le boson Z se désintègre en neutrinos. Enfin,

une analyse préliminaire des désintégrations hadroniques se concentre sur les événements contenant deux jets hadroniques.

Deux types de bruit de fond sont considérés dans l'étude. Parmi les bruits de fond irréductibles, nous retrouvons la production de bosons faibles associés à deux photons ou encore la production de quarks lourds (c, b et t) associés à deux photons. Les bruits de fond réductibles tiennent compte de processus dont l'un des constituants a été mal identifié. Parmi ces bruits de fond, on peut avoir, par exemple, une sous-estimation de l'énergie d'un jet hadronique apportant artificiellement de l'énergie manquante.

Nous avons choisi de séparer les événements suivant leur topologie car, en combinant les analyses, nous obtenons une signifiante statistique plus importante. Etant donné la faible section efficace du signal, les résultats souffrent de grandes incertitudes théoriques, systématiques et statistiques. En effet, les analyses sont sensibles aux queues des distributions qui sont difficiles à évaluer, en particulier dans le cas des bruits de fond réductibles. Après 30 fb^{-1} à 14 TeV, on estime pouvoir voir le signal avec une signifiante égale à 2,9 pour une masse du boson de Higgs égale à 120 GeV.

Mots clés : ATLAS, physique des particules, boson de Higgs, production associée, Modèle Standard

ABSTRACT

In the Standard Model, a doublet scalar Higgs field is predicted leading to the presence of a neutral scalar particle, the Higgs boson. The LEP experiments have set a lower bound on the Higgs mass at 114.5 GeV. The electroweak precision measurements constrain indirectly the SM Higgs boson mass to be below 154 GeV at 95 % of confidence level [2]. In this mass range, the Higgs boson decay into photons is one of the most important channels for the search of this boson at LHC. It benefits from the good resolution of the electromagnetic calorimeter of the ATLAS detector and the background is manageable. This process suffers, however, from a very low branching ratio. That is why each of the production channels has to be considered. Here, we evaluate the possibility to use the associated Higgs production with a Z or W boson. The cross-sections of these processes are low but the signal over background ratio is better than the inclusive analysis. The associated Higgs production can be used to increase the statistical significance of the Higgs boson discovery. The associated production modes can also be used to measure the Higgs couplings to the weak bosons.

We have taken into account the leptonic and hadronic decays of the weak bosons and we have developed analyses depending on the event topology. In each analysis, we require two high momentum photons which should come from the Higgs boson decay. The first analysis looks for events containing one isolated lepton (electron or muon) with missing energy to reconstruct the WH events. The second analysis looks for high missing transverse momentum to select ZH events when the Z boson decays into neutrinos. The last one, very preliminary, analyzes the case where events contains two hadronic jets coming from the hadronic decay of the weak bosons.

Two types of background events are considered in the analyses. Among the ir-

reducible backgrounds, we have, for instance, weak boson production with two photons from SM processes or heavy quarks (c, b and t) with two photons. The reducible background contributions include, for example, processes which underestimate the energy of a hadronic jet, producing artificially missing energy.

We have chosen to separate events depending on their topology because, by combining the different analyses, we have a better statistical significance. Because of the low signal cross-section, the results suffer from high theoretical, systematic and statistical uncertainties. These analyses are sensitive, in particular, to tails of reducible background distribution, which are difficult to evaluate. Nevertheless, we estimate that we can observe the signal with a significance equal to 2.9 for a Higgs mass equal to 120 GeV after 30 fb^{-1} of integrated luminosity.

Keys words : ATLAS, particle physics, Higgs, associated production, Standard Model

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	ii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	vi
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES APPENDICES	xxii
NOTATION	xxiii
REMERCIEMENTS	xxv
CONTRIBUTION PERSONNELLE	xxvii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : LE BOSON DE HIGGS DANS LE MODÈLE STAN- DARD	5
1.1 Particules et Interactions	5
1.2 Interactions et Symétries	6
1.2.1 L'électro-dynamique quantique	7
1.2.2 Théorie électro-faible	8
1.3 Brisure spontanée de symétrie	10
1.4 Brisure de la symétrie $SU(2) \times U(1)$	10
1.5 Masse des Bosons de Jauge	12
1.6 Masse des fermions	14
1.7 Contraintes liées au secteur bosonique	14

1.8	Les limites du Modèle Standard	16
1.9	Le Boson de Higgs	17
1.9.1	Limites expérimentales à la masse du boson de Higgs	17
1.9.2	Limites théoriques à la masse du boson de Higgs	18
1.10	Production du boson de Higgs au LHC	23
1.11	Couplages HWW, HZZ	26
CHAPITRE 2 : LE LHC ET L'EXPÉRIENCE ATLAS		31
2.1	Le LHC	31
2.2	Le détecteur ATLAS	34
2.2.1	Le Toroïde et le Solénoïde	36
2.2.2	Le détecteur interne	36
2.2.3	Le calorimètre	38
2.2.4	Le spectromètre à muons	40
2.3	Les détecteurs « avant »	41
2.4	Déclenchement de l'enregistrement des données	42
2.5	Enregistrement et reconstruction des données	44
CHAPITRE 3 : RECONSTRUCTION DES JETS DANS LE SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT		47
3.1	Introduction	47
3.2	Reconstruction des jets au premier niveau	47
3.3	Reconstruction des jets dans le trigger de haut niveau (HLT)	48
3.3.1	Algorithme de reconstruction des jets au niveau 2	49
3.3.2	Algorithme de reconstruction des jets au niveau « Event Filter »	52
3.4	Utilisation de l'intégralité du calorimètre	53
3.4.1	Modification de l'infrastructure du déclenchement	54
3.4.2	Reconstruction des jets hadroniques	55
3.5	Conclusion	56

CHAPITRE 4 : PHÉNOMÉNOLOGIE DES PROCESSUS WH/ZH,

	$H \rightarrow \gamma\gamma$	58
4.1	Signaux et bruits de fond	60
4.1.1	Les signaux	60
4.1.2	Les bruits de fond	63
4.2	Les générateurs d'événements	70
4.2.1	Le programme PYTHIA	70
4.2.2	Le générateur MADGRAPH	72
4.2.3	Le générateur ALPGEN	73
4.3	Production des événements	73
4.3.1	Simulation du détecteur ATLAS	74
4.3.2	Reconstruction des événements	76

CHAPITRE 5 : ANALYSE DES ÉVÉNEMENTS ZH ET WH, $H \rightarrow$

	$\gamma\gamma$	79
5.1	Outils d'analyse	79
5.2	Reconstruction des photons provenant de la désintégration du boson de Higgs	86
5.3	Identification des leptons	94
5.4	Analyse des événements contenant deux photons, un lepton isolé et de l'énergie transverse manquante.	94
5.5	Analyse des événements contenant deux photons et de l'énergie transverse manquante.	105
5.6	Autre jeu de coupures	111
5.7	Système de déclenchement de l'enregistrement des données	111
5.8	Incertitudes systématiques	112
5.9	Combinaison statistique des deux analyses	115
5.9.1	Méthode par comptage des événements	115
5.9.2	Méthode de vraisemblance	117
5.10	Analyse d'autres masses du boson de Higgs	122

5.11 Désintégration hadronique des bosons Z et W	125
5.12 Conclusion	136
CONCLUSION	138
I.1 Principe du matching	cxlvii
I.2 Matching dans MadGraph	cxlviii
I.3 Validation de l'interface	cxlviii
I.4 Conclusion	cxlix

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Charges électromagnétiques et faibles des fermions de la première famille du MS.	9
1.2	Sections efficaces NLO de la production du boson de Higgs ($m_H = 120 \text{ GeV}.c^{-2}$) au LHC [15].	24
4.1	Sections efficaces au premier ordre des processus utilisés dans l'analyse avec $m_H = 120 \text{ GeV}.c^{-2}$. Les sections efficaces incluent les rapports d'embranchement lorsqu'ils sont précisés dans le processus et également un filtre sur les impulsions des particules au niveau du générateur. La désintégration X signifie que toutes les désintégrations sont autorisées. Dans les désintégrations leptoniques, ℓ signifie électron, muon ou lepton τ	63
5.1	Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse avec lepton après application des coupures. Les section efficaces (*) correspondent à des limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.	103
5.2	Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse avec E_T^{miss} après application des coupures. Les section efficaces (*) correspondent à des limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.	107
5.3	Significances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec la méthode de Poisson (pour 30 fb^{-1}). Les significances sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer. Nous avons utilisé une fenêtre en masse invariante des deux photons comprise entre 118 et $122 \text{ GeV}.c^{-1}$	116

5.4	Paramètres des fonctions PDF utilisées par RooFit pour les analyses $H + E_T^{\text{miss}} + \ell$ et $H + E_T^{\text{miss}}$, les paramètres p_0, p_1 et p_2 correspondent à la Gaussienne pour les signaux et les paramètres p_3 et p_4 correspondent à l'exponentielle pour les bruits de fond.	119
5.5	Signifiances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec 2000 pseudo-expériences (pour 30 fb^{-1}). Les significances sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer.	120
5.6	Signifiances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec la distribution moyenne attendue (pour 30 fb^{-1}) à partir de la méthode de vraisemblance. Les significances sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer.	122
5.7	Signifiances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec 2000 pseudo-expériences (pour 30 fb^{-1}).	122
5.8	Sections efficaces au premier ordre des processus utilisés dans l'analyse avec $m_H = 120 \text{ GeV}.c^{-2}$. Les sections efficaces incluent les rapports d'embranchement lorsqu'ils sont précisés dans le processus. La désintégration X signifie que toutes les désintégrations sont autorisées.	125
5.9	Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse hadronique après application des coupures.	128
5.10	Signifiances statistiques de l'analyse hadronique obtenue avec la formule S/\sqrt{B} et avec 2000 pseudo-expériences produites par RooFit, pour 30 fb^{-1} et 100 fb^{-1}	129
5.11	Valeurs des paramètres utilisés pour corriger les quadri-vecteurs des jets.	131

LISTE DES FIGURES

1	Masse du boson de Higgs obtenue à partir de la minimisation de l'ajustement des données électro-faibles du LEP [3].	2
2	Distribution en masse invariante des deux photons obtenue par une simulation CMS en utilisant une méthode de vraisemblance. (Figure tirée de [6]).	4
1.1	Forme du potentiel $V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$	11
1.2	Limite des recherches directes avec les expériences LEP et Tevatron [9].	19
1.3	Corrections quantiques provenant des boucles de particules de spin 0, 1/2 et 1.	21
1.4	Masse du boson de Higgs autorisée (en vert) en fonction de l'échelle d'énergie Λ_C à partir des arguments de stabilité du vide et de trivivialité [14].	23
1.5	Diagrammes de Feynman de production du boson de Higgs au LHC au premier ordre par a) fusion de gluons, b) fusion de bosons faibles, c) production associée avec une paire de quarks top et d) production associée avec un boson Z/W.	24
1.6	Rapport d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse.	25
1.7	Diagramme de Feynman de désintégration du boson de Higgs en deux photons.	26
1.8	Précision des mesures des couplages du boson de Higgs aux particules du MS en combinant les résultats des expériences ATLAS et CMS après 30 fb^{-1} (Fig. tirée de [16]).	27
1.9	Diagrammes de Feynman avec une boucle de production associée WH.	28
1.10	Diagrammes de Feynman avec une boucle de production associée ZH.	28

1.11	Contour de découverte du boson de Higgs en photons après 100 fb^{-1} en fonction des paramètres $(m_A, \tan \beta)$ du MSSM en combinant les analyses inclusives et de production associée. (figure tirée de [17]) .	30
1.12	Augmentation de la section efficace $pp \rightarrow W^+H$ au LHC pour $m_H = 115 \text{ GeV}$ (ligne pleine), $m_H = 150 \text{ GeV}$ (tirets) et $m_H = 120 \text{ GeV}$ (points). Figure tirée de [18].	30
2.1	Chaîne d'accélérateurs au CERN [21]	32
2.2	Lignes de champ magnétique dans le LHC [21]	33
2.3	Schéma du détecteur ATLAS	35
2.4	Schémas du détecteur interne	36
2.5	Schéma du calorimètre	39
2.6	Schéma du spectromètre à muons	41
2.7	Schéma du trigger de l'expérience ATLAS	42
2.8	Modèle d'organisation de l'infrastructure informatique d'ATLAS.	46
3.1	Schéma de l'algorithme de jet au premier niveau, montrant une fenêtre de 4×4 éléments de jet, avec la contribution du calorimètre, électromagnétique et hadronique, pour les deux couches en profondeur. La partie sombre montre le cluster où se trouve le maximum local en énergie transverse. (Figure tirée de [24]).	49
3.2	Schéma représentant la séquence d'algorithmes utilisés dans le HLT. Les algorithmes entourés par un ovale représente les « Feature Extraction algorithms » et les algorithmes entourés par un losange représentent les « Hypothesis algorithms ».	50
3.3	Schéma résumant le résultat des algorithmes du second niveau du déclenchement. Les données autour de la position en (η, ϕ) trouvées par le premier niveau sont lues. Plusieurs itérations sont nécessaires pour trouver la position du jet au second niveau à partir des clusters. (Figure tirée de [24]).	51

3.4	Temps d'exécution par ROI des différentes étapes de la préparation des données au niveau EF (a) et de la reconstruction des jets au niveau EF (b). (Figure tirée de [24]).	54
3.5	Temps nécessaire pour accéder à l'ensemble des cellules du calorimètre après une optimisation des algorithmes.	56
3.6	Rapport entre l'énergie des jets reconstruits en utilisant le calorimètre entier dans le trigger et l'énergie reconstruite offline en fonction de la pseudo-rapacité des jets.	57
4.1	Résolution de reconstruction des jets hadroniques en fonction de leur pseudo-rapacité (Figure tirée de [23]).	59
4.2	Diagramme de Feynman des signaux WH et ZH.	61
4.3	Facteur K de la production WH en considérant les corrections QCD à l'ordre NNLO et les corrections électro-faible à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ [10].	62
4.4	Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles $Z\gamma\gamma$ et $W^\pm\gamma\gamma$	64
4.5	Diagrammes de Feynman de production de photons dans les événements $t\bar{t}$	65
4.6	Diagramme de Feynman des bruits de fond irréductibles $b\bar{b}\gamma\gamma$ et $c\bar{c}\gamma\gamma$	66
4.7	Distribution en écart Δ_R entre la direction du lepton et la direction du méson B pour les événements $b\bar{b}\gamma\gamma$. Une coupure d'isolation $\Delta_R > 0.4$ élimine cette contribution.	66
4.8	Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $W^\pm\gamma \rightarrow e\nu_e\gamma$	67
4.9	Diagrammes de Feynman du bruit de fond irréductible $(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$	68
4.10	Distributions en énergie manquante produite par les bruits de fond réductibles. Les distributions sont normalisées à l'unité pour faciliter leur comparaison.	69
4.11	Diagrammes de Feynman de production de deux photons au LHC.	70

5.1	Efficacité des photons en fonction de l'impulsion transverse à gauche et de la pseudo-rapacité à droite pour la méthode de coupures. Les photons proviennent d'un échantillon du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [45].	82
5.2	Efficacité des photons en fonction de l'impulsion transverse à gauche et de la pseudo-rapacité à droite pour la méthode de vraisemblance [45]. Les photons proviennent d'un échantillon du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [45].	83
5.3	Efficacité de reconstruction des photons en fonction de l'impulsion transverse du photon généré.	88
5.4	Efficacité de reconstruction des deux photons en fonction de la pseudo-rapacité du photon généré.	88
5.5	Résolution de l'impulsion transverse des photons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de l'impulsion transverse des photons, à gauche pour le premier photon et à droite pour le second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse.	89
5.6	Schéma du détecteur montrant la jonction des sous-détecteurs en fonction de la pseudo-rapacité.	90
5.7	Résolution de l'impulsion transverse des photons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de la pseudo-rapacité des photons, à gauche pour le premier photon et à droite pour le second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse.	91
5.8	Résolution de l'impulsion transverse des photons reconstruits dans une gamme de pseudo-rapacité : $0.125 < \eta < 0.250$	91
5.9	Distributions en impulsion transverse du premier photon reconstruit à gauche et du second photon reconstruit à droite par ordre décroissant d'impulsion transverse pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Seule une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV.	92

5.10	Distributions en pseudo-rapacité du premier photon reconstruit à gauche et du second photon reconstruit à droite par ordre décroissant d'impulsion transverse pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Seule une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV.	93
5.11	Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'impulsion transverse de l'électron généré à gauche et de sa pseudo-rapacité à droite pour les événements $WH \rightarrow e\nu_e\gamma\gamma$	96
5.12	Résolution de l'impulsion transverse des électrons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de l'impulsion transverse de l'électron généré à gauche et de sa pseudo-rapacité à droite pour les événements $WH \rightarrow e\nu_e\gamma\gamma$	96
5.13	Efficacité de reconstruction des muons en fonction de l'impulsion transverse du muon généré à gauche et de sa pseudo-rapacité à droite pour les événements $WH \rightarrow \mu\nu_\mu\gamma\gamma$	97
5.14	Résolution de l'impulsion transverse des muons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de l'impulsion transverse du muon généré à gauche et de sa pseudo-rapacité à droite pour les événements $WH \rightarrow \mu\nu_\mu\gamma\gamma$	97
5.15	Distributions en impulsion transverse de l'électron reconstruit à gauche et du muon reconstruit à droite pour les signaux $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV ainsi que les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2.	100

- 5.16 Distributions en impulsion transverse manquante pour les signaux $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow l\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$, $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 ainsi que les coupures sur les leptons. 101
- 5.17 Distributions en masse invariante de l'électron et chacun des photons reconstruits pour les signaux $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 ainsi que les coupures sur les leptons. 102
- 5.18 Distribution en énergie transverse manquante des événements $(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse. 103
- 5.19 Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse sélectionnant les événements contenant des leptons isolés. 104
- 5.20 Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse sélectionnant les événements contenant des leptons isolés. Une coupure sur l'activité hadronique de l'événement est ajoutée pour réduire la contribution $t\bar{t}H$ 104
- 5.21 Conversion des photons des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ et $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ pour chacun des deux photons : 0 signifie que le photon est non-converti, 1 signifie que le photon est converti et associé à une trace et 2 que le photon est converti et associé à deux traces. 106

- 5.22 Distributions en impulsion transverse manquante pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2. 108
- 5.23 Distributions en activité hadronique (somme scalaire de l'impulsion transverse des particules ne participant pas à l'analyse) pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV ainsi que les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 et la coupure sur l'impulsion transverse manquante, les événements de l'analyse leptonique ont été retirés. 109
- 5.24 Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} excepté la coupure sur l'activité hadronique de l'événement. 110
- 5.25 Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} 110
- 5.26 Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse, à gauche pour l'analyse avec lepton et à droite pour l'analyse avec énergie transverse manquante. 111

5.27	Efficacité du déclenchement de l'enregistrement des données des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} , en fonction de l'impulsion transverse du premier et second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse à gauche et à droite respectivement.	112
5.28	Nombre estimé de jets par événement « minimum bias » en fonction d'une coupure en impulsion transverse des jets pour une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Résultats préliminaires tirés de [23]).	114
5.29	Probabilité d'avoir un excès d'événements S+B lorsqu'on attend B événements avec la distribution de Poisson (en bleu à gauche). Cette probabilité est transformée en écart type avec la distribution de Gauss (à droite). Les aires en bleu sont égales.	116
5.30	Ajustement de la distribution d'événements par une exponentielle pour les bruits de fond et une gaussienne pour les signaux pour l'analyse Higgs + lepton à gauche et Higgs + E_T^{miss} à droite.	119
5.31	Pseudo-expériences pour l'analyse Higgs + lepton dans l'hypothèse Signal + Bruit de fond à gauche et Bruit de fond seulement à droite. La distribution est ajustée par une exponentielle plus une Gaussienne à gauche et par une exponentielle à droite. La statistique correspond à 30 fb^{-1}	120
5.32	Distribution en signifiante pour l'analyse Higgs + lepton pour 2000 pseudo-expériences dans les hypothèses B (en rouge) et S+B (en bleu). La valeur moyenne de la distribution, ici égale à 2.23, représente la signifiante attendue. Le pic d'événements pour lesquels la signifiante est nulle correspond aux pseudo-expériences pour lesquelles aucun excès d'événements n'apparaît au dessus du niveau du bruit de fond.	121
5.33	Signifiante des analyses de production associée du boson de Higgs en fonction de la masse du boson de Higgs pour 30 fb^{-1} . Les signifiantes ont été estimées avec RooFit.	123

5.34	Distributions en masse invariante des deux photons exprimée en terme de section efficace (fb par GeV) pour les analyses de production associée pour $m_H = 110, 120, 130$ et 140 GeV.	124
5.35	Distribution en impulsion transverse des jets reconstruits avec l'algorithme de cône 7 lorsque le jet a une masse supérieure à 70 GeV. La distribution correspond au signal $ZH \rightarrow jetjet\gamma\gamma$ pour $m_H = 120$ GeV.	127
5.36	Distribution en masse invariante des deux jets après avoir appliqué les coupures de l'analyse hadronique.	129
5.37	Distribution en masse invariante des deux photons après avoir appliqué les coupures de l'analyse hadronique.	130
5.38	Résolution de l'impulsion des jets reconstruits avant et après avoir appliqué les corrections des traces [51].	132
5.39	Distribution en masse invariante des jets avant et après les corrections des traces. Nous avons utilisé les événements $WH \rightarrow jj\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse hadronique.	132
5.40	Distribution en impulsion transverse du jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l'analyse hadronique.	133
5.41	Distribution en impulsion transverse du second jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l'analyse hadronique.	134
5.42	Distribution en pseudo-rapacité du premier jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l'analyse hadronique après avoir appliqué les coupures sur l'impulsion des jets supérieure à 60 et 30 GeV respectivement pour le premier et second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse.	135

5.43	Rapport entre la section efficace nécessaire pour voir le signal de production associée et la section efficace prédite par le MS pour 30 fb ⁻¹ en bleu et 100 fb ⁻¹ en rouge. Les courbes pleines correspondent à une signifiante de 5 σ et les courbes en pointillés correspondent à 3 σ .	140
I.1	Distribution en impulsion transverse du second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse.	cl
I.2	Distribution en pseudo-rapacité du second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse.	cli

LISTE DES APPENDICES

Annexe I :	Matching avec le générateur MadGraph	cxlvii
Annexe II :	Contribution à la production et à l'analyse des événements	cli
Annexe III :	Configuration d'un Tier3 à Grenoble	clv

NOTATION

ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>
b	quark de type b
bdf	bruit de fond
BR	rapport d'embranchement
cm	centimètre
Δ^{++}	boson de Higgs doublement chargé
e	électron
E	énergie
η	pseudorapacité
fb	femtobarn
ϕ	angle polaire dans le détecteur
GeV	gigaélectronvolt
γ	photon
km	kilomètre
l^+	lepton chargé positivement
LEP	<i>Large Electron-Positron collider</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
m	mètre
M	masse
μ	muon
ns	nanoseconde
P	impulsion
q	quark quelconque
Q	charge électrique
s	seconde
σ	section efficace
σ_s	signifiance
t	quark de type t

T	Tesla
T_3	troisième projection de l'isospin faible
TeV	teraélectronvolt
τ	lepton tau
W	particule W
X	ensemble de jets et de neutrinos
Y	hypercharge
Z	Particule Z

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers mes directeurs de thèse, Georges Azuelos et Fairouz Malek pour l'aide qu'ils m'ont apportée durant ce projet. La thèse en cotutelle a demandé une préparation administrative importante, tant pour obtenir les bourses nécessaires à l'accomplissement de la collaboration que pour l'obtention des visas me permettant de poursuivre mes études au Canada. Sans l'acharnement de mes directeurs de thèse, mon dossier n'aurait pas abouti. Ils ont su me conseiller, m'apprendre les techniques de recherche et m'ont permis d'approfondir mes connaissances en physique des particules. Je tiens à souligner leur constante disponibilité pendant les trois années de doctorat.

Je tiens à remercier mes collègues de travail, qui, grâce à leur précieuse aide, m'ont permis de faire avancer mon projet et ont répondu à bon nombre de mes questions. En particulier, Pierre-Antoine Delsart m'a appris tous les rudiments d'Athena, Jonathan Ferland et John Idarraga, pour leur aide en informatique et en physique, Pierre-Hughes Beauchemin pour ses connaissances et son humour et Cibran Santamarina Rios pour m'avoir introduit dans le groupe du Trigger de l'expérience ATLAS. Merci aux membres du groupe ATLAS de Montréal, le professeur Claude Leroy, Merlin Davis, Jihène Bouchami, Andrea Guiteriez et Céline Lebel ainsi qu'au groupe de Grenoble, et, en particulier, Arnaud Lucotte, Fabienne Ledroit, Julien Morel, Julien Labbé, Johan Collot, pour leur bonne humeur quotidienne ainsi que pour tous les services rendus pendant ma thèse. Merci à mes collègues du CERN, du groupe Higgs de l'expérience ATLAS, Louis Fayard, Bruce Mellado, Leonardo Carminati pour tous leurs conseils et le temps qu'il m'ont accordé.

Je tiens à souligner l'aide et le soutien que j'ai reçu de mon premier responsable de stage de recherche, Gilles Quémener qui m'a beaucoup aidé dans mes démarches et qui a toujours été de bon conseil.

Un grand remerciement pour l'ensemble de mes professeurs de physique que j'ai cotoyés tout au long de ma scolarité avec un remerciement tout particulier pour le professeur Claude Grégoire qui a su me communiquer sa passion pour les sciences physiques. Nous avons passé de nombreux mercredis après-midi ensemble avec cinq autres lycéens pour préparer le concours des Olympiades de physique en 1999.

Les aides administratives, Hélène Lamothe (Université de Montréal), France Chas-sary et Anic Vey (LPSC-Grenoble) et Jeannine Leuci (Université de Grenoble) m'ont rendu de grands services et ont su calmer mes impatiences.

Je souhaite remercier très sincèrement ma famille, ma mère, mes trois soeurs et mes grand-parents pour leur soutien ainsi que mes amis : mes amis de l'Université de Bourgogne, Claire, Isabelle, Laetitia, Loïc, Magali, Nicolas, mes amis de l'Université de Grenoble, Dominique, Elodie, Grégory, Nadège, Stéphanie, Yoann, ma meilleure amie Magali qui a réussi à me supporter depuis plus de vingt ans. Un clin d'oeil à mes colocataires (presque 30 durant la thèse) qui ont su respecter mon sommeil indispensable à mon arrivée matinale au laboratoire. Merci à Ha-Loan pour les discussions enflammées dès le petit-déjeuner et à tous nos repas et activités partagés ensemble.

CONTRIBUTION PERSONNELLE

Pendant ma thèse, j'ai été le principal acteur de l'analyse de production associée d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons pour l'expérience ATLAS. Je me suis occupé de la production des événements avec différents générateurs. J'ai écrit les fichiers « jobOptions » qui ont été utilisés pour produire les événements de signaux sur la grille de calcul. J'ai produit localement (à Montréal) les événements de bruit de fond avec le générateur MadGraph, puis j'ai enregistré les fichiers produits sur la grille de calcul afin que chaque utilisateur de la collaboration ATLAS puissent les utiliser.

La simulation complète du détecteur nécessite un grand temps de calcul. Chaque des groupes d'ATLAS a un quota qui, dans le cas du groupe Higgs, n'était pas suffisant pour l'étude de la production associée. J'ai donc utilisé les ressources locales (Tier3 de Grenoble, Cluster à McGill, centre de calcul de Sherbrooke) mises à ma disposition pour augmenter massivement les données de l'analyse. Il a fallu pour cela que j'utilise la même configuration que la grille de calcul afin de s'assurer de l'uniformité de la production, quelle soit produite sur la grille ou localement.

Les fichiers produits ont été analysés avec le programme développé par le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$. J'ai utilisé leur développement pour la reconstruction des photons (reconstruction du vertex de conversion, coupures d'isolation rejetant le bruit de fond de QCD). J'ai développé le programme pour prendre en compte la topologie spécifique de la production associée. J'ai notamment ajouté au programme du groupe de travail la reconstruction de l'énergie transverse manquante, les informations relatives aux électrons et aux muons et j'ai intégré une correction de l'impulsion des jets hadroniques mesurée par le calorimètre à partir des données du trajectographe.

Mes directeurs et moi avons écrit la section concernant la production associée dans

la note CSC du groupe Higgs puisque nous étions les seuls à travailler sur ce sujet.

En plus de ce sujet principal, j'ai participé à la reconstruction des jets dans le trigger d'ATLAS. Cibran Santamarina Rios, un post-doc de l'université McGill, et moi avons travaillé sur l'utilisation du calorimètre complet au niveau du système de déclenchement des données.

J'ai également contribué aux tests sur le Tier3 installé à Grenoble dont j'ai utilisé les ressources pour la production des événements de l'analyse. Enfin, j'étais avec mon directeur de thèse Georges Azuelos, responsable de l'interface MadGraph pour la collaboration ATLAS. Il s'agissait de maintenir l'interface suivant l'évolution du générateur.

INTRODUCTION

L'arrêt du programme LEP (Large Electron Positron collider) a marqué la fin d'une étape importante dans la recherche sur les composants et les lois régissant la structure ultime de la matière. Les quatre détecteurs de ce collisionneur ont fourni une description extrêmement cohérente de l'infiniment petit dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules, dont les prédictions ont été validées à des niveaux de précision remarquables, tout au moins pour ce qui concerne les couplages de la matière aux bosons intermédiaires W et Z. Les expériences LEP et SLC (Stanford Linear Collider) ont permis de prouver la nécessité de la prise en compte des corrections radiatives purement électrofaibles pour reproduire les données. Néanmoins, de nombreuses questions concernant la physique des particules restent sans réponse. Le programme LHC (Large Hadron Collider) permettra de repousser nos connaissances en physique des hautes énergies.

L'un des buts principaux du LHC (Large Hadron Collider), sera le boson de Higgs (s'il existe), dernière particule manquante prédite par le modèle standard. L'observation expérimentale d'un ou plusieurs bosons de Higgs permettra une meilleure compréhension des mécanismes de brisure de symétrie électrofaible.

Dans le cadre du Modèle Standard, un champ doublet scalaire de Higgs est postulé donnant lieu à la présence d'une particule scalaire neutre. La masse du boson de Higgs n'est pas prédite théoriquement mais elle est soumise à des contraintes d'unitarité et de mesures de précision électrofaibles. Les limites directes apportées à la masse du Higgs par les expériences LEP imposent une masse supérieure à 114.5 GeV [1] et une masse inférieure à 154 GeV [2]. On prévoit que le LHC permettra de couvrir le domaine de masse prédit par le Modèle Standard ce qui permettra de valider ou de réfuter ce modèle. La compréhension de l'origine de la brisure de la symétrie électro-faible est sans doute, ce qui a le plus motivé les physiciens à

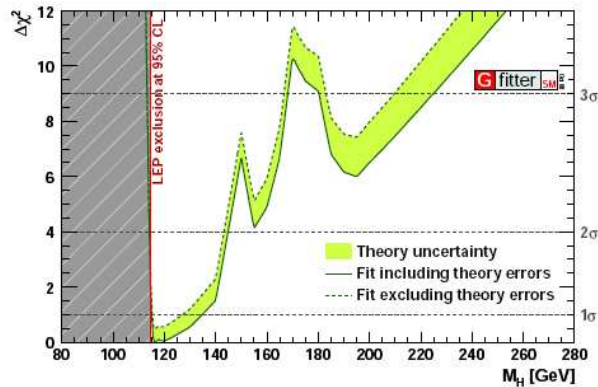


FIG. 1 – Masse du boson de Higgs obtenue à partir de la minimisation de l’ajustement des données électro-faibles du LEP [3].

construire le LHC.

Mesurer un excès d’évènements dans un canal de recherche du boson de Higgs n’est pas suffisant pour prouver son existence : nous devons mesurer d’autres observables telles que le spin et la valeur propre de CP de cette nouvelle résonance. Les couplages du bosons de Higgs aux particules du Modèle Standard devront être déterminés.

Dans la région de basses masses, la plus probable pour la découverte d’un boson de Higgs (Fig. 1), la désintégration en deux photons est un canal privilégié. Ce canal souffre d’un très faible taux d’embranchement mais bénéficie d’une bonne résolution lors de la reconstruction des photons dans le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Plusieurs signaux peuvent être utilisés. Le processus principal, la fusion de gluons, ainsi que la fusion de bosons vecteurs (VBF) seront les processus de recherche, et éventuellement de découverte et de mesure de la masse du boson de Higgs. Mais ces canaux ne permettront pas la mesure directe des couplages du boson de Higgs aux particules du Modèle Standard. Pour cela, nous pouvons utiliser la production associée avec un boson Z ou W^\pm ou encore avec une paire de quarks top. Les sections efficaces des ces processus sont respectivement proportionnelles aux couplages du boson de Higgs à ces particules. La mesure de

ces sections efficaces servira à confirmer la nature de la résonance.

La production associée du boson de Higgs profite d'un meilleur rapport signal sur bruit de fond mais toutefois, un très faible taux d'événements est attendu. Ces analyses permettront néanmoins une augmentation de la signifiante statistique de découverte du boson de Higgs.

Durant ma thèse, je me suis focalisé sur l'analyse des événements de production associée avec un boson faible. J'ai produit les événements de signal et de bruit de fond en simulation complète du détecteur. J'ai écrit le code d'analyse pour sélectionner ces événements et j'ai participé à l'écriture d'une note résumant les activités du groupe de recherche où j'étais le principal acteur de l'étude des signaux de production associée.

Des études antérieures [4] ont montré la faisabilité d'étudier ces signaux avec le détecteur ATLAS en tenant compte des principaux bruits de fond réductibles et irréductibles. Elles concluent qu'une signifiante de 4.7σ pourrait être obtenue pour $m_H = 120$ GeV pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Dans cette étude, seul le canal Higgs + lepton (électron ou muon) a été envisagé. Ces études ont utilisé une simulation rapide du détecteur. Une étude plus récente [5], également en simulation rapide, suggère la recherche de la production associée dans le canal $\gamma\gamma + E_T^{miss}$. La simulation complète utilisée ici, apporte une meilleure compréhension des bruits de fond et signaux et permettra une comparaison plus fiable avec les données expérimentales. La collaboration CMS a récemment mené une analyse Higgs + lepton en simulation complète du détecteur [6] en développant des analyses multivariées. Le résultat de cette analyse montre que le signal de production associée d'un boson de Higgs en deux photons pourra être observé avec une signifiante égale à 2 après 30 fb^{-1} ou 4 après 100 fb^{-1} (Fig. 2). CMS a aussi étudié le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, mais sans tenir compte de tous les bruits de fond réductibles. Ils estiment qu'une signifiante de ~ 3 peut être obtenue près 100 fb^{-1}

Le travail présenté ici à été effectué dans le cadre des notes CSC (Computing

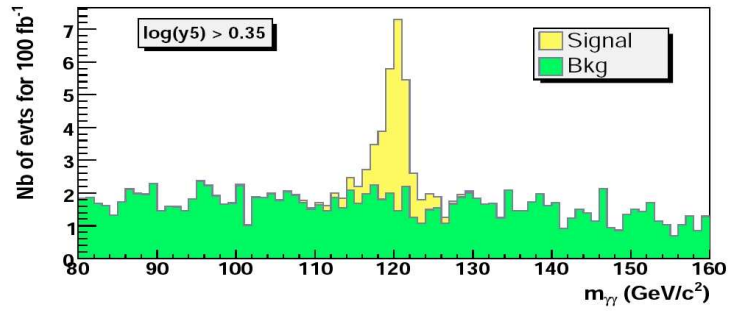


FIG. 2 – Distribution en masse invariante des deux photons obtenue par une simulation CMS en utilisant une méthode de vraisemblance. (Figure tirée de [6]).

System Commissioning) au sein de la collaboration $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les notes CSC ont résumé la physique qu'il va être possible de tester avec les premières années de faisceau avec le détecteur ATLAS. Pour cela, de très grandes quantités de données en simulation complète du détecteur ont été produites. Nous avons développé le software d'analyse qui pourra être utilisé avec les premières données.

CHAPITRE 1

LE BOSON DE HIGGS DANS LE MODÈLE STANDARD

Le Modèle Standard de la physique des particules (en abrégé MS) est la théorie actuelle qui décrit de façon cohérente les particules et forces fondamentales de la nature, hormis la gravitation. Il est en excellent accord avec les mesures électro-faibles de précision, au LEP, mais il prédit l'existence d'une particule, le boson de Higgs, qui n'a toujours pas été découvert. Ce chapitre explique l'importance de ce boson dans le MS et l'intérêt de sa recherche au LHC.

1.1 Particules et Interactions

Selon le MS, les particules fermioniques qui composent la matière sont au nombre de douze, classées en trois familles, et sont complétées par douze anti-particules correspondantes. Chaque famille comprend deux quarks et deux leptons. La première de ces familles, dont les constituants sont les plus légers, forme la matière qui nous entoure.

Ces différentes particules peuvent interagir en échangeant des particules de spin entier (« bosons de jauge »). Ces bosons permettent de véhiculer des interactions telles que les forces forte, faible et électro-magnétique. L'interaction gravitationnelle, beaucoup plus faible, n'est pas incluse dans le MS, cette interaction est mieux décrite dans le cadre de la relativité générale.

L'interaction électromagnétique responsable de phénomènes tels que la lumière ou encore les forces électrique ou magnétique est véhiculée par le photon, boson se couplant à la charge électrique. Cette interaction a une portée infinie car le photon n'a pas de masse. La théorie qui décrit cette interaction est l'électro-dynamique quantique (QED).

La force faible, responsable de la radioactivité β , est véhiculée par trois bosons, le Z^0 , le W^+ et le W^- se couplant à l'isospin faible. Ces bosons ont une grande

masse ($91 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ et $81 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ respectivement pour les bosons Z^0 et W^\pm) ce qui limite la portée et explique la faiblesse de cette interaction.

La force forte responsable notamment de la cohésion des nucléons dans les noyaux atomiques est véhiculée par huit gluons se couplant à un nombre quantique appelé la couleur. La théorie qui décrit cette interaction est la chromodynamique quantique ou QCD (quantum chromodynamics). Dans cette théorie, chaque quark porte une charge de couleur bleue, rouge ou verte. Malgré le fait que le gluon n'ait pas de masse, la portée de cette interaction n'est pas infinie. Contrairement au photon qui ne porte pas de charge électrique, le gluon porte une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Par exemple, un gluon (bleu, anti-vert) peut interagir avec un autre gluon (rouge, anti-bleu) pour former un gluon (rouge, anti-vert). Cette caractéristique a pour conséquence une portée limitée de l'interaction, de l'ordre de la taille d'un hadron ($\sim 1 \text{ fm}$).

1.2 Interactions et Symétries

A chacune des interactions présentées dans le paragraphe précédent est associée une symétrie dans la théorie des groupes.

La symétrie de jauge est un principe qui s'applique à la mécanique quantique des trois forces fondamentales non-gravitationnelles (électromagnétique, forte, faible). Elle correspond à l'invariance d'un système physique sous l'action locale d'un groupe de symétrie appelé groupe de jauge. Cela signifie qu'il est possible d'effectuer une transformation donnée par un élément du groupe de symétrie de façon indépendante en chaque point de l'espace-temps sans affecter le résultat des observations.

Les interactions électromagnétique et faible sont représentées par le groupe $U(1)_Y \times SU(2)_L$. La symétrie $U(1)_Y$ possède un générateur, la symétrie $SU(2)_L$ en possède trois. Chacune de ces symétries est associée à une constante de couplage différente.

1.2.1 L'électro-dynamique quantique

Le lagrangien de l'électromagnétisme est invariant sous la transformation $A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$ (les équations de Maxwell sont invariantes sous cette transformation de jauge). La fonction $\alpha(x)$ dépend de la position ; la transformation est donc locale.

Voyons comment l'électro-magnétisme découle naturellement de l'invariance sous une symétrie locale. Nous rappelons le lagrangien de Dirac (pour un électron, par exemple, de masse m), où ψ sont des spineurs de Dirac :

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.1)$$

Le lagrangien de Dirac n'est pas invariant sous la transformation locale $\psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$ du groupe U(1) :

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_D &= \mathcal{L}(\psi'(x)) - \mathcal{L}(\psi(x)) \\ &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' - \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \\ &= e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi - \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) - \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \\ &= -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) \\ &\neq 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Pour que le lagrangien de Dirac soit invariant sous cette transformation, il suffit d'ajouter un champ A_μ (que l'on reconnait comme le champ électro-magnétique) interagissant avec l'électron par un potentiel électromagnétique $-ej^\mu A_\mu$ où le courant $j^\mu \equiv \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ et A_μ se transforme selon : $A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$. Le lagrangien ne contient pas de terme de masse ($\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$), car un tel terme violerait la symétrie de jauge. Le photon est donc sans masse.

Une symétrie de jauge locale implique donc l'existence d'un boson de jauge sans masse.

Le théorème de Noether exprime l'équivalence qui existe entre les lois de conservation et l'invariance des lois physiques : *À toute transformation infinitésimale*

qui laisse invariante l'intégrale d'action correspond une grandeur qui se conserve. Le lagrangien décrivant les interactions électromagnétiques est invariant sous une transformation locale comme $\psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$, où ψ sont des spineurs de Dirac, ce qui implique que la charge électrique est une quantité conservée.

Le lagrangien de QED est la somme du lagrangien de Dirac avec interaction et du lagrangien du champ électromagnétique $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où la dérivée covariante est définie par :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (1.4)$$

1.2.2 Théorie électro-faible

La théorie électrofaible est construite sur le même principe que l'électrodynamique quantique (QED). Elle se base cependant sur une invariance de symétrie de jauge locale d'un groupe différent, le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Similairement à la charge électrique pour la QED, l'isospin faible associé au groupe $SU(2)_L$ correspond à la charge de l'interaction faible.

L'isospin faible des fermions de chiralité gauche est $I^W = 1/2$. La troisième composante d'isospin faible I_3^W peut donc prendre les valeurs $\pm 1/2$. L'isospin des fermions de chiralité droite a une valeur nulle car ces fermions n'interagissent pas par interaction faible. Les fermions de chiralité gauche sont donc des doublets du groupe $SU(2)_L$ alors que les fermions de chiralité droite sont des singulets.

Aussi, on introduit l'hypercharge faible, notée Y^W . Ce nombre quantique, associé au groupe $U(1)_Y$, permet de relier la charge électrique et l'isospin faible par la relation de Gell-Mann- Nishijima :

$$Q_{em} = I_{3W} + \frac{1}{2}Y_W \quad (1.5)$$

Étant donné que le groupe $U(1)_Y$ possède un générateur et le groupe $SU(2)_L$ en possède trois, on s'attend à ce que la théorie électrofaible implique quatre bosons de jauge, B pour $U(1)_Y$ et W^+ , W^0 et W^- pour $SU(2)_L$.

	Q_{em}	I_{3W}	Y_W
ν_{eL}	0	1/2	-1
e_L^-	-1	-1/2	-1
e_R^-	-1	0	-2
u_L	2/3	1/2	1/3
u_R	2/3	0	4/3
d_L	-1/3	-1/2	1/3
d_R	-1/3	0	-2/3

TAB. 1.1 – Charges électromagnétiques et faibles des fermions de la première famille du MS.

D'une manière similaire à la QED, nous pouvons construire le lagrangien de la théorie électro-faible :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \mathcal{D}\psi_L + i\bar{\psi}_R \mathcal{D}\psi_R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G^{i\mu\nu} \quad (1.6)$$

où le terme $F_{\mu\nu}$ associé au groupe $U(1)$ s'écrit :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.7)$$

et le terme $G_{\mu\nu}^i$ associé au groupe $SU(2)$ s'écrit :

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.8)$$

La dérivée covariante pour cette théorie s'écrit :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^i T^i + ig' \frac{Y_W}{2} B_\mu \quad (1.9)$$

avec g et g' les constantes de couplages associées respectivement au groupe $SU(2)_L$ et $U(1)$. T^i sont les générateurs de $SU(2)$ (matrices de Pauli).

Le lagrangien ne contient pas de terme de masse (de la forme $\frac{1}{2}m^2 W^{a\mu} W_\mu^a$) car

ces termes ne respectent pas l'invariance de jauge (voir section 1.2.1). Cela constitue un problème majeur, car nous savons que les bosons vecteurs de l'interaction faible sont massifs. Pour que de tels termes subsistent, il faut briser la symétrie de jauge.

Afin d'expliquer cette brisure de symétrie, on a recours à un mécanisme de brisure de symétrie spontanée. On parle de brisure de symétrie spontanée quand les équations du mouvement qui gouvernent l'évolution d'un système sont invariantes sous une transformation, mais qu'une solution particulière ne l'est pas.

1.3 Brisure spontanée de symétrie

Considérons une théorie scalaire en ϕ^4 avec le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^2 - \lambda \phi^4 \quad (1.10)$$

On impose que le coefficient de « self-coupling » $\lambda > 0$, sans quoi le potentiel n'aurait pas de minimum. Si $\mu^2 > 0$, le minimum du potentiel est à $\phi = 0$ et le lagrangien possède la symétrie discrète $\phi \rightarrow -\phi$. Changeons maintenant le signe du terme de masse :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) + \mu^2 \phi^2 - \lambda \phi^4 \quad (1.11)$$

Le lagrangien conserve la symétrie discrète $\phi \rightarrow -\phi$ mais le potentiel $V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4$ prend la forme du « chapeau mexicain » (Fig. 1.1). L'état fondamental se trouve à un des minima, $|\phi| = \mu/\sqrt{2\lambda}$, ce qui brise la symétrie $\phi \rightarrow -\phi$ autour de cet état fondamental.

1.4 Brisure de la symétrie $SU(2) \times U(1)$

Le mécanisme de Higgs, proposé dans les années 60 par Englert, Brout et Higgs, a été incorporé à la théorie basée sur la symétrie du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour former la théorie électrofaible. Il permet, en ajoutant un champ scalaire, de provoquer la brisure de symétrie pour les basses énergies et ainsi générer une masse pour

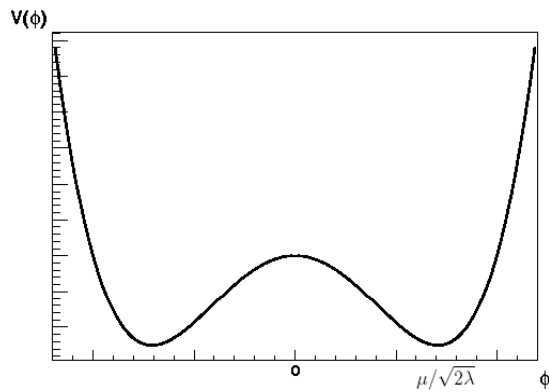


FIG. 1.1 – Forme du potentiel $V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$

les bosons W^\pm et Z^0 , et cela, tout en gardant l'invariance de jauge du lagrangien. Le concept du mécanisme de Higgs repose sur l'introduction d'un nouveau champ, le champ de Higgs, qui n'est ni un champ de matière, ni un champ de jauge. Comme nous voulons que ce champ interagisse avec les particules qui ont des interactions électrofaibles, il doit avoir un isospin faible et une hypercharge non nuls. Le choix naturel est donc un doublet de champs scalaires (un singulet n'a pas d'isospin faible) appartenant à $SU(2)_L$. Ces champs scalaires doivent être complexes. L'un d'entre eux doit être chargé électriquement et l'autre neutre. Il a donc la forme suivante :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Pour ce champ, il faut aussi ajouter un terme au lagrangien électrofaible. En utilisant la même dérivée introduite plus tôt afin de respecter l'invariance de jauge, ce lagrangien a la forme suivante :

$$\mathcal{L} = |\mathcal{D}_\mu\phi|^2 - V(\phi) \quad (1.13)$$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, nous pouvons briser la symétrie en ajoutant un potentiel de la forme :

$$V(\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.14)$$

Le paramètre λ doit être positif afin que le potentiel soit borné inférieurement. L'état fondamental d'un champ, qui correspond à l'état de vide, est défini comme étant la valeur du champ qui correspond au minimum du potentiel $V(\phi)$. Si μ^2 est positif, le potentiel est minimal pour une valeur non-nulle du champ $|\phi|^2 = \mu^2/2\lambda \equiv \frac{v^2}{2}$ (Fig. 1.1). La valeur v qui minimise le potentiel est appelée la valeur du vide (ou VEV, vacuum expectation value). On a donc un ensemble de solutions possibles qui respectent la symétrie de jauge. Le choix du minimum en particulier est arbitraire, mais aussitôt que le choix est fait, la symétrie est brisée.

Après avoir brisé la symétrie, le photon doit conserver sa masse nulle afin de conserver l'électro-magnétisme. Nous choisissons une base pour l'état du vide (H étant une perturbation par rapport à l'état du vide) telle que :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

1.5 Masse des Bosons de Jauge

A partir de l'état que nous avons choisi, nous pouvons calculer le terme $\mathcal{D}_\mu\phi$ pour le champ de Higgs en utilisant la dérivée covariante (eq. 1.9) :

$$\mathcal{D}_\mu\phi = \left[\partial_\mu + \frac{ig}{2} (\overrightarrow{W}_\mu \cdot \overrightarrow{\tau}) + \frac{ig'}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où $\overrightarrow{\tau}$ sont les matrices de Pauli, g est la constante de couplage associée à l'interaction faible et g' , la constante de couplage de l'électromagnétisme. En développant le lagrangien (eq. 1.13, 1.14 et 1.16), on retrouve des termes correspondant aux termes de masse pour les bosons de jauge s'écrivant $[(\mathcal{D}_\mu\phi)^\dagger(\mathcal{D}^\mu\phi)]_{masse}$:

$$[(\mathcal{D}_\mu\phi)^\dagger(\mathcal{D}^\mu\phi)]_{masse} = \frac{v^2 g^2}{8} [W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2}] + \frac{v^2}{8} [g W_\mu^3 - g' B_\mu] [g W^{\mu 3} - g' B^\mu] \quad (1.17)$$

Nous pouvons identifier les bosons physiques par la transformation :

$$W_\mu^{+2} + W_\mu^{-2} = W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2} \quad (1.18)$$

ce qui donne :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.19)$$

La brisure de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ permet donc de générer la masse des bosons W (coefficient du premier terme de l'équation 1.17) telle que :

$$\frac{M_W^2}{2} = \frac{v^2 g^2}{8} \quad (1.20)$$

Développons le second terme de l'équation (1.17) :

$$\frac{v^2}{8} [gW_\mu^3 - g'B_\mu][gW^{\mu 3} - g'B^\mu] = \frac{v^2}{8} [g^2 W_\mu^3 W^{\mu 3} - gg'(W_\mu^3 B^\mu + B_\mu W^{\mu 3}) + g'^2 B_\mu B^\mu] \quad (1.21)$$

Les seuls termes de masse de l'expression sont :

$$\frac{v^2}{8} [g^2 W_\mu^3 W^{\mu 3} + g'^2 B_\mu B^\mu] \quad (1.22)$$

Afin de conserver l'électromagnétisme, le photon doit avoir une masse nulle. Ce terme de masse d'un boson neutre correspond à la masse du boson Z^0 :

$$\frac{M_{Z^0}^2}{2} = \frac{v^2 (g^2 + g'^2)}{8} \quad (1.23)$$

On peut relier les bosons de jauge (W_μ^3 et B_μ) avec les bosons physiques (Z_μ et A_μ) par un mélange :

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W \\ B_\mu &= -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W \end{aligned} \quad (1.24)$$

ce qui permet de définir l'angle de Weinberg par :

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

A partir des équations (1.20, 1.23 et 1.25), nous pouvons relier la masse des bosons Z^0 et W^\pm avec l'angle de Weinberg :

$$\cos \theta_W = \frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} \quad (1.26)$$

En utilisant les masses expérimentales $M_{Z^0} = 91,19$ GeV et $M_{W^\pm} = 80,40$ GeV [7], nous trouvons $\sin^2 \theta_W \approx 0.22$.

1.6 Masse des fermions

Pour obtenir les masses des fermions, il faut rajouter un terme de Yukawa au lagrangien :

$$\mathcal{L}_Y(\psi, \phi) = -g_Y \phi \overline{\psi}_L \psi_R + h.c. \quad (1.27)$$

Lorsque ϕ obtient une VEV, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée et les fermions acquièrent une masse $m_f = g_Y v / \sqrt{2}$. Les couplages du boson de Higgs aux fermions sont proportionnels à la masse des fermions $g_Y \sim m_f$.

1.7 Contraintes liées au secteur bosonique

Dans le cadre du Modèle Standard avec un seul doublet de champs de Higgs, nous obtenons naturellement dans l'approximation en arbre (en utilisant l'équation 1.26) :

$$\rho = \frac{M_{W^\pm}^2}{M_{Z^0}^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \quad (1.28)$$

Nous pouvons nous poser la question de savoir si la relation $\rho = 1$, confirmée par l'expérience ($\cos^2 \theta_W$ peut être aussi mesuré par la diffusion $\nu_e e$ par exemple), implique nécessairement que le champ de Higgs soit un doublet de $SU(2)_L$ [8].

Le multiplet de Higgs le plus simple est un singulet ($I=0$). La conservation de la charge électrique impose que le champ ϕ soit neutre. La relation 1.5 implique $Y = 0$. Un tel singulet neutre ($I = 0, Y = 0$) ne se couple ni aux bosons ni aux fermions. Il peut toutefois être présent et interagir avec d'autres champs de Higgs.

Considérons un multiplet le plus général d'isospin I et d'hypercharge Y :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi(I, I) \\ \phi(I, I-1) \\ \dots \\ \phi(I, \widehat{I}_3) \\ \dots \\ \dots \\ \phi(I, -I) \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

où la composante $\phi(I, \widehat{I}_3)$ est électriquement neutre ($\widehat{I}_3 = -Y/2$) et peut acquérir une VEV non nulle. Les termes de masse pour les bosons de jauge sont obtenus à partir du terme faisant intervenir les dérivées covariantes (eq. 1.9) où T_i est l'opérateur d'isospin dans la représentation de dimension i .

Les termes de masse du lagrangien s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse} &= |(g\vec{W}_\mu \cdot \vec{T} + g' \frac{Y}{2} B_\mu) \frac{v}{\sqrt{2}} |I, -Y/2\rangle|^2 \\ &= \frac{v^2}{2} \left| \left[\frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ T_+ + W_\mu^- T_-) + (gW_\mu^{(3)} - g'B_\mu) T_3 \right] |I, -Y/2\rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (1.30)$$

Nous pouvons identifier les termes de masse d'une manière similaire aux équations (1.20) et (1.23) à partir de l'équation (1.30) :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{v^2 g^2}{2} \left[I(I+1) - \frac{Y^2}{4} \right] \\ M_Z^2 &= \frac{v^2 g^2}{\cos^2 \theta_W} \frac{Y^2}{4} \end{aligned} \quad (1.31)$$

En généralisant à N multiplets (I_i, Y_i) ayant des VEV différentes v_i , on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \sum_{i=1}^N \frac{v_i^2 g^2}{2} \left[I_i(I_i+1) - \frac{Y_i^2}{4} \right] \\ M_Z^2 &= \sum_{i=1}^N \frac{v_i^2 g^2}{\cos^2 \theta_W} \frac{Y_i^2}{4} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Nous pouvons écrire le paramètre ρ en remplaçant les termes de masse de l'équation (1.28) :

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^N v_i^2 [I_i(I_i + 1) - Y_i^2/4]}{\sum_{i=1}^N v_i^2 Y_i^2/2} \quad (1.33)$$

Pour conserver $\rho = 1$, le plus simple est de prendre des représentations avec des VEV identiques telles que :

$$I_i(I_i + 1) = 3Y_i^2/4 \quad (1.34)$$

Il y a une infinité de possibilités : les singulets ($I=0$, $Y=0$) mais ce champ de Higgs ne se couple pas aux bosons et fermions. Nous pouvons considérer des doublets tels que $\forall i$, $I_i = 1/2$ et $Y_i = \pm 1$. Au-delà, le plus simple est $I=3$ et $Y=4$ mais la structure est très complexe.

Nous pouvons jouer sur les valeurs de VEV des différents multiplets. Si nous considérons un triplet avec $Y=2$, on trouve $\rho=1/2$ mais si nous considérons deux triplets avec $Y=2$ ayant des VEV v_1 et v_2 différentes, on trouve :

$$\rho = \frac{v_1^2 + 2v_2^2}{2v_1^2} \quad (1.35)$$

Pour conserver $\rho = 1$, il faut $v_1^2 = 2v_2^2$.

La relation $\rho = 1$ n'implique pas que les multiplets de Higgs soient obligatoirement des doublets mais avec un doublet ajouté éventuellement de singulets, $\rho = 1$ est obtenu naturellement. Les représentations de dimensions plus élevées imposent des relations entre les valeurs des VEV non justifiées.

1.8 Les limites du Modèle Standard

Le MS permet de décrire les interactions électromagnétique, faible et forte au sein d'une théorie respectant la relativité restreinte et la mécanique quantique.

Cette théorie est basée sur la théorie des groupes $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce n'est cependant pas une unification des trois forces car la constante de couplage est différente pour chacun des groupes.

Le MS a prédit l'existence du boson Z^0 , les couplages de jauge trilineaires, les corrections radiatives, etc, qui ont été confirmés par les données expérimentales. Malgré ces succès, le MS a des lacunes. Les trois forces ne sont pas unifiées, l'interaction gravitationnelle n'est pas incluse, nous ne savons pas pourquoi il y a trois familles de fermions, les couplages de Yukawa sont ad hoc ...

1.9 Le Boson de Higgs

Il est intéressant de considérer les degrés de liberté avant et après avoir introduit la brisure de symétrie. Au départ, nous avons les trois champs de jauge sans masse de $SU(2)_L$ qui ont tous deux degrés de liberté de polarisation (bosons transverses), et le champ non massif de $U(1)_Y$, qui amène également deux degrés de liberté. Le champ scalaire complexe que nous avons introduit a pour sa part quatre degrés de liberté. Cela donne donc au total douze degrés de liberté. Après la brisure spontanée de symétrie, il reste les trois bosons W^\pm et Z^0 qui ont trois degrés de liberté chacun. En effet, les trois bosons ont en quelque sorte « mangé » trois des degrés de liberté du champ scalaire dans le processus qui leur a donné une masse. Le photon non massif conserve ses deux degrés de liberté. Cela donne donc onze degrés de liberté. Il en reste un douzième, noté H qui correspond au boson de Higgs, un boson scalaire (de spin égal à 0), neutre et massif. C'est là une prédiction fondamentale du MS qu'il s'agira de confirmer au LHC.

1.9.1 Limites expérimentales à la masse du boson de Higgs

Les expériences LEP ont permis d'éliminer l'hypothèse d'un boson de Higgs ayant une masse inférieure à $114.4 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ [1]. Les résultats des expériences du TEVATRON (collisionneur proton-antiproton installé à Fermilab près de Chicago) n'ont pas encore permis d'améliorer la gamme d'exclusion dans la recherche directe du boson de Higgs. Les dernières analyses ne montrent aucun excès d'événements

pour un boson de Higgs ayant une masse proche de $160 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$, le rejet de l'hypothèse d'un boson de Higgs de $160 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ nécessite cependant davantage de données [9] (Fig. 1.2). Les derniers résultats (pas encore publiés) montrent que l'hypothèse d'un boson de Higgs ayant une masse de 170 GeV est éliminée à 95 % de niveau de confiance.

Les recherches indirectes basées sur des ajustements des données électro-faibles privilégient un boson de Higgs léger. La précision des observables électro-faibles apporte des tests très restrictifs sur le MS et limite les masses du boson de Higgs autorisées. Les valeurs de certaines observables au pôle du boson Z^0 (comme par exemple la largeur du boson Z^0) peuvent être utilisées pour contraindre le MS. Les expériences LEP ont accumulé de grandes statistiques contenant des bosons Z . Ces données permettent une détermination simultanée des valeurs m_H , m_t , $\sin^2\theta_W$ et la constante de couplage fort $\alpha_s(m_Z)$. L'ajustement global incluant la valeur $m_t = 172.7 \pm 3.0 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ des expériences CDF/D0 permet d'obtenir une limite supérieure égale à $154 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ à 95 % de niveau de confiance [2]. Dans l'ajustement, les erreurs incluent les incertitudes statistiques, systématiques et théoriques.

1.9.2 Limites théoriques à la masse du boson de Higgs

1.9.2.1 Unitarité perturbative

La masse du boson de Higgs autorisée peut être contrainte par des limites théoriques [10]. Certains processus du MS ont des sections efficaces divergentes à haute énergie. Considérons la diffusion élastique $2 \rightarrow 2$ dont la section efficace différentielle est donnée par [11] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{A}|^2 \quad (1.36)$$

L'amplitude peut être décomposée suivant une décomposition spectrale comme :

$$\mathcal{A} = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) a_l \quad (1.37)$$

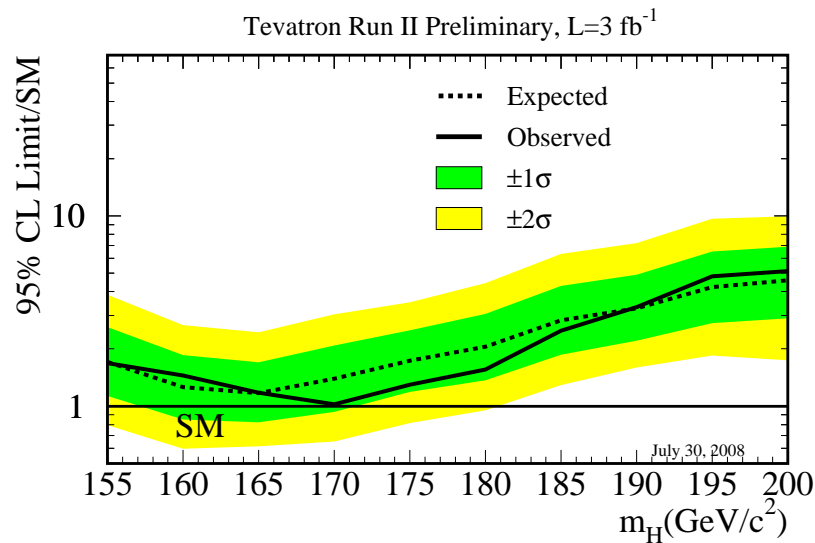


FIG. 1.2 – Limite des recherches directes avec les expériences LEP et Tevatron [9].

où a_l est la fonction d'onde partielle de spin l et P_l , les polynomes de Legendre. La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2 \quad (1.38)$$

En utilisant le théorème optique, on a :

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im} [\mathcal{A}(\theta = 0)] = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2 \quad (1.39)$$

Pour conserver l'unitarité, nous devons satisfaire :

$$|a_l|^2 = \text{Im}(a_l) \quad (1.40)$$

Certains processus du MS violent l'unitarité perturbative. C'est le cas de la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ si $m_H \rightarrow \infty$. Cette diffusion peut faire intervenir un photon ou un boson Z dans le canal t ainsi qu'un couplage quadrilinéaire $WWWW$, mais

également un boson de Higgs. Pour des masses du boson de Higgs élevée, la section efficace diverge. Des calculs perturbatifs au niveau de l'arbre impliquent que la conservation de l'unitarité apporte une limite supérieure à la masse du boson de Higgs estimée à environ 870 GeV. Si nous ajoutons les contraintes venant des diffusions $Z_L Z_L$, HH , $W_L^\pm H$ et $W_L^\pm Z_L$, la limite pour conserver l'unitarité pour tous ces processus est abaissée à 710 GeV. Plus généralement, si $m_H \rightarrow \infty$, on viole l'unitarité à partir de $\sqrt{s} \gtrsim 1.2$ TeV.

Si cette limite est respectée, l'interaction faible reste faible à toutes les énergies et la théorie des perturbations reste valable. Si cette limite est violée, la théorie des perturbations n'est plus valide, l'interaction faible devient plus forte dans une gamme d'énergie autour du TeV. En l'absence d'un boson de Higgs léger, de nouveaux phénomènes concernant l'interaction faible doivent nécessairement apparaître dans une gamme d'énergie proche du TeV [12].

Dans le cadre du MS, la théorie des perturbations est compromise pour une masse m_H importante. C'est notamment le cas lors de la désintégration du boson de Higgs en bosons Z et W. Au premier ordre, la largeur partielle du boson de Higgs est proportionnelle au cube de sa masse $\Gamma_H \propto M_H^3$ [10]. Prenant en compte les diagrammes de Feynman incluant des corrections radiatives à une et deux boucles, la largeur partielle du boson de Higgs en bosons Z et W est donnée par $\Gamma_{tot} \simeq \Gamma_{born} \left[1 + 3\hat{\lambda} + 62\hat{\lambda}^2 + \mathcal{O}(\hat{\lambda}^3) \right]$ où $\hat{\lambda}$ est relié au couplage quartique λ par $\hat{\lambda} = \lambda/(16\pi^2)$. Lorsque le boson de Higgs a une masse élevée ($m_H = 2v^2\lambda$), le terme du second ordre devient aussi important que le premier ordre et les séries perturbatives ne sont plus convergentes. D'autre part, la largeur totale s'écrit $\Gamma(H \rightarrow WW + ZZ) \sim 500 \text{ GeV} (M_H/1 \text{ TeV})^3$. Pour une masse égale à 1.3 TeV, la largeur totale est de l'ordre de grandeur de la masse, le boson de Higgs ne peut plus être considéré comme une résonance. Un calcul à des ordres supérieurs donne une saturation de la largeur pour une masse ~ 900 GeV [13]. Nous pouvons faire un raisonnement similaire pour les désintégrations en leptons. En tenant compte de toutes les désintégrations, nous arrivons à la conclusion que le boson de Higgs doit avoir une masse inférieure à ~ 700 GeV.

1.9.2.2 Limite provenant des corrections quantiques

Si la théorie électro-faible prédit un boson de Higgs ayant une masse inférieure à 700 GeV, elle n'explique cependant pas comment l'échelle de brisure de symétrie électrofaible est maintenue en présence des corrections quantiques. En effet, une masse scalaire reçoit des corrections quantiques provenant de boucles de particules de spin 0, 1/2 et 1 (Fig. 1.3) mais la correction radiative diverge. Nous pouvons la régulariser en coupant l'intégrale à l'échelle Λ . Les corrections radiatives apportent

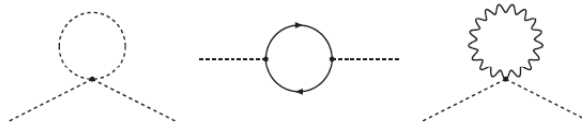


FIG. 1.3 – Corrections quantiques provenant des boucles de particules de spin 0, 1/2 et 1.

des contributions à m_H de l'ordre de $\sim \Lambda$, où l'on voudrait que $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV si le MS doit être valide jusqu'à l'échelle de Planck. Afin d'expliquer que la masse du boson de Higgs soit de l'ordre de $m_H \sim 100$ GeV, nous pouvons renormaliser la théorie de sorte que $m_H = m_H^0 - \Lambda$, où m_H^0 est inconnu. Ces corrections doivent s'annuler avec une extrême précision mais cela ne semble pas naturel.

D'autres scénarios tels que la SuperSymétrie (ou SUSY) semblent être plus convaincants : cette théorie prédit une symétrie entre fermions et bosons. Selon SUSY, chaque particule a un « superpartenaire », une particule de même masse avec un spin différent. Les superpartenaires des fermions sont des scalaires. Le boson de Higgs reçoit des corrections radiatives de ces scalaires avec un signe opposé, ce qui élimine les divergences. Nous n'avons pas observé de super-partenaires ayant les mêmes masses des particules connues. La symétrie doit être brisée et les superpartenaires doivent avoir une masse de l'ordre du TeV, domaine de recherche du LHC.

1.9.2.3 Stabilité du vide

Dans la discussion précédente, seules les contributions provenant du boson de Higgs ont été considérées dans le couplage quartique. Pour être rigoureux, nous devons inclure les contributions des fermions et bosons. Nous ne considérons que la contribution du quark top et des bosons Z et W car le couplage est proportionnel à la masse des particules considérées. Les autres particules de masse beaucoup plus faible, auront un impact négligeable. Lorsque le couplage dû au boson de Higgs lui-même est faible, la contribution dominante provient du quark top amenant le couplage quartique $\lambda(Q^2)$ à une valeur négative. Le vide n'est plus stable car il n'a plus de minimum. L'argument de stabilité apporte une limite inférieure à la masse du boson de Higgs de l'ordre de 70 GeV pour une énergie Λ_C de 1 TeV et de l'ordre de 130 GeV pour une énergie $\Lambda_C \sim 10^{16}$ GeV, Λ_C étant l'échelle d'énergie maximale de validité du MS.

1.9.2.4 Trivialité

Les couplages quartiques du boson de Higgs augmentent avec l'échelle d'énergie. En effet, les effets de boucles dans les propagateurs et vertex d'interaction se font différemment sentir selon l'énergie sondée, ce qui peut entrer dans la redéfinition du couplage. La variation de ces couplages est donnée par l'équation du groupe de renormalisation. Les solutions de cette équation donnent une dépendance logarithmique des couplages quartiques avec l'échelle d'énergie [11] :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3}{2\pi^2}\lambda(v)\ln(Q/v)} \quad (1.41)$$

Quelle que soit la valeur de λ à une échelle d'énergie donnée, pour des énergies faibles (par rapport à l'échelle de brisure électro-faible), le couplage tend vers zéro ($\lim_{Q \rightarrow 0} \lambda(Q) = 0$). La théorie est dite triviale car non-interagissante et la masse $m_H \rightarrow 0$. Au contraire, ces couplages augmentent avec l'énergie et deviennent infinis à une échelle notée pôle de Landau ($Q_L = v e^{2\pi^2/3\lambda(v)}$). Pour que le MS soit valide à toutes les énergies, $\lambda(v)$ doit donc être égal à zéro et la masse du boson de Higgs est nulle ce qui n'est pas satisfaisant. Nous pouvons utiliser l'argument de trivialité pour contraindre l'énergie Λ_C en dessous de laquelle les couplages demeurent finis.

Ce sont des limites basées sur des calculs perturbatifs, mais des calculs sur réseau donnent des limites comparables.

En combinant l'ensemble de ces arguments théoriques, nous obtenons les valeurs de masse du boson de Higgs autorisée par le MS en fonction de l'échelle d'énergie (Fig. 1.4).

Les expériences du LHC ont pour but de vérifier l'existence du boson de Higgs,

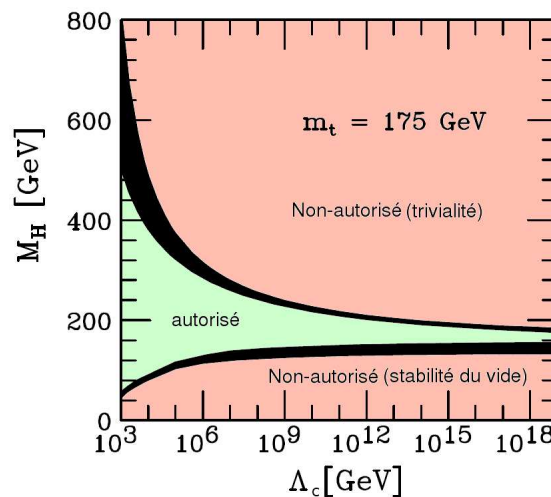


FIG. 1.4 – Masse du boson de Higgs autorisée (en vert) en fonction de l'échelle d'énergie Λ_C à partir des arguments de stabilité du vide et de trivialité [14].

tester la SUSY ou d'autres hypothèses expliquant la masse des particules.

1.10 Production du boson de Higgs au LHC

Le collisionneur LHC (Large Hadron Collider) va fournir des collisions proton-proton à haute énergie. A ces énergies, les collisions se produiront au niveau des partons, les constituants du proton (quarks de valence, quarks de la mer et gluons). Le boson de Higgs se couplant à la masse des particules, les particules les plus massives sont impliquées dans la production du boson de Higgs. La fusion de gluons (canal inclusif) par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top ou de quarks bottom est le mode principal de production du boson de Higgs au LHC (Fig 1.5).

La fusion de bosons faibles (Z^0 , W^\pm) est le second processus produisant un boson de Higgs. Enfin, dans une proportion plus faible, le boson de Higgs peut être produit en association avec une paire de quarks top ou un boson Z^0 et W^\pm .

Les sections efficaces de ces différents processus estimées au second ordre (NLO)

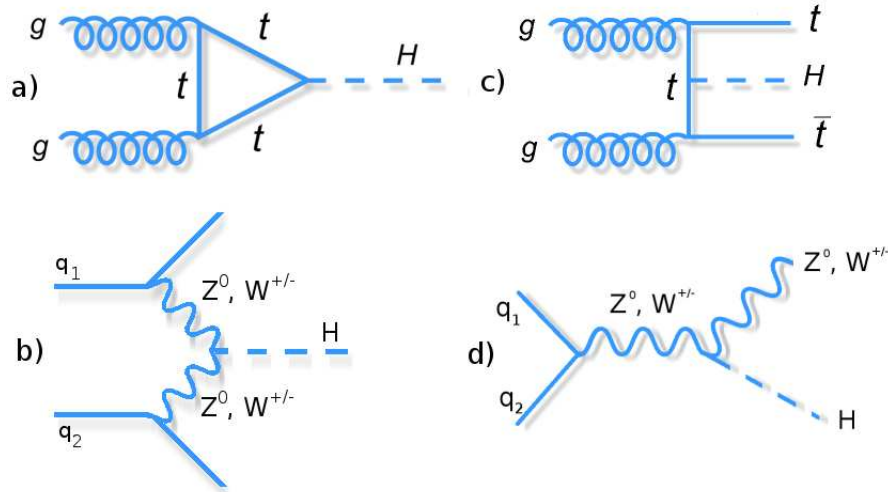


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman de production du boson de Higgs au LHC au premier ordre par a) fusion de gluons, b) fusion de bosons faibles, c) production associée avec une paire de quarks top et d) production associée avec un boson Z/W.

sont données dans la table 1.2 [15].

	gluon-gluon fusion	VBF	$t\bar{t}H$	ZH	WH
σ^{NLO}	37.576 pb	4.246 pb	0.669 pb	0.882 pb	1.641 pb

TAB. 1.2 – Sections efficaces NLO de la production du boson de Higgs ($m_H = 120 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$) au LHC [15].

Le boson de Higgs peut se désintégrer suivant différents canaux en fonction de sa masse. Il se couple à la masse des particules et se désintègre donc principalement en particules de haute masse accessibles cinématiquement. Pour des masses faibles (inférieures à une centaine de GeV), le canal de désintégration en paire de quarks

b est privilégié. D'autres canaux, notamment en bosons Z et W , ne sont accessibles cinématiquement qu'à des masses plus importantes (Fig. 1.6).

Malgré le faible taux d'embranchement du boson de Higgs en deux photons (Fig.

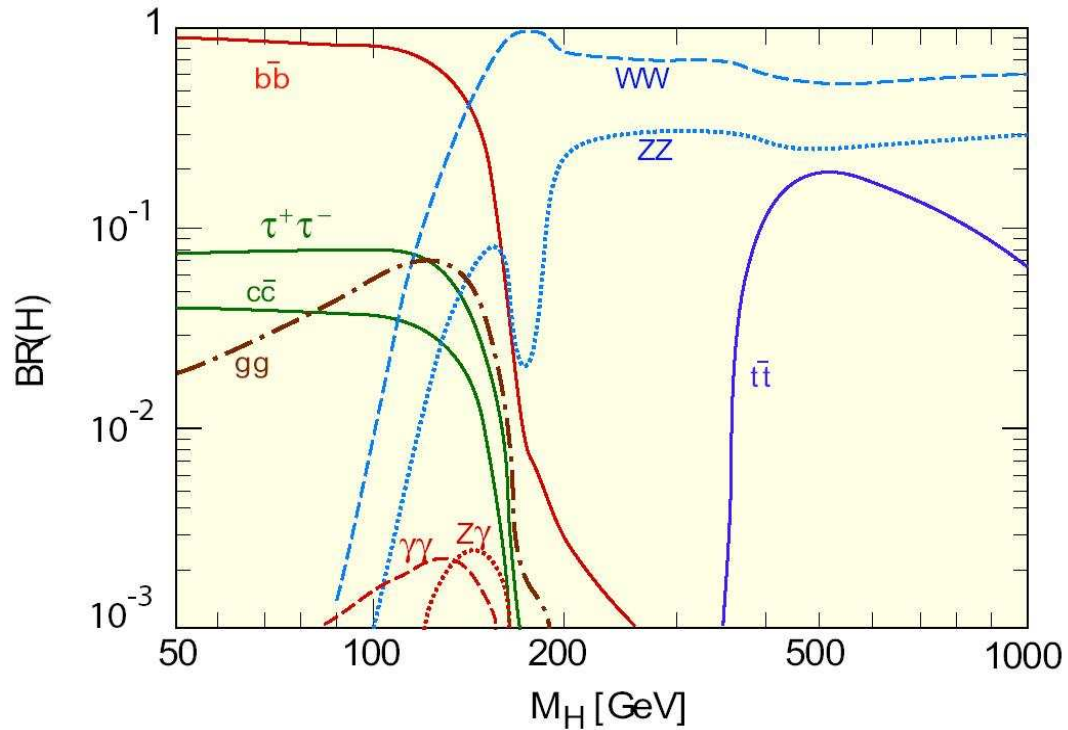


FIG. 1.6 – Rapport d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse.

1.6), ce canal est l'un des plus prometteurs pour la découverte du boson de Higgs de basse masse. Il bénéficie de la bonne résolution du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Le canal en paire de quarks bottom souffre d'une moins bonne résolution en masse. D'autre part, dans cette gamme de masse, les bruits de fond de QCD ont une section efficace trop importante pour rechercher la résonance Higgs dans le spectre de masse invariante de deux quarks bottom dans le canal inclusif. Le boson de Higgs ne se couple pas directement au photon car le photon n'a pas de masse. Etant donné que le photon se couple à la charge électrique et que le boson de Higgs est neutre, la désintégration passe donc par une boucle de particules chargées. Le quark top et le boson W^\pm sont les deux particules chargées les plus massives du

Modèle Standard. La désintégration en photons va donc passer principalement par une boucle de ces particules (Fig. 1.7). Le rapport d'embranchement étant faible,

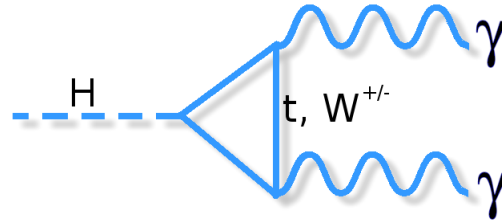


FIG. 1.7 – Diagramme de Feynman de désintégration du boson de Higgs en deux photons.

l'ensemble des processus de production doit être considéré. La production associée peut donc être utilisée pour augmenter la signifiante statistique de découverte du boson de Higgs.

1.11 Couplages HWW, HZZ

Voir un excès d'événements dans un des canaux de découverte du boson de Higgs n'est pas suffisant pour clamer sa découverte : ses valeurs CP ainsi que ses couplages aux particules du Modèle Standard doivent être déterminés. La figure 1.8 montre la précision qu'on peut obtenir sur les couplages après 30 fb^{-1} (pour les deux expériences ATLAS et CMS combinées) [16]. Pour des masses $m_H < 140 \text{ GeV}$, le couplage est déduit des contributions en boucle des bosons de jauge dans $H \rightarrow \gamma\gamma$.

La production associée avec un boson Z et W peut être utilisée pour déterminer les couplages du Higgs aux bosons Z et W. La section efficace (σ) de production peut être reliée aux couplages (g_W et g_Z) par les formules suivantes $\sigma_{WH} = \alpha_{WH} g_W^2$ et $\sigma_{ZH} = \alpha_{ZH} g_Z^2$ où α est un coefficient de proportionnalité déterminé par la théorie. Les coefficients de proportionnalité prennent également en compte les diagrammes de Feynman de production associée qui ne comprennent pas de couplage WH et ZH (Fig. 1.9 et 1.10) même si les diagrammes a,b et c de ces figures représentent les

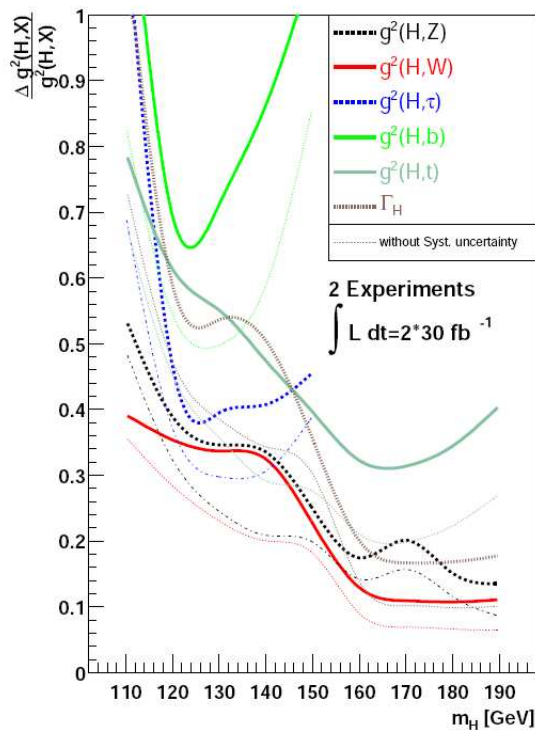


FIG. 1.8 – Précision des mesures des couplages du boson de Higgs aux particules du MS en combinant les résultats des expériences ATLAS et CMS après 30 fb^{-1} (Fig. tirée de [16]).

processus majoritaires. La fusion de bosons est également sensible aux couplages ZH et WH mais ce processus ne permet pas de séparer les contributions de deux bosons de l'interaction faible. Ces couplages interviennent dans la désintégration du Higgs en bosons Z et W mais ces canaux ne sont accessibles qu'à des masses m_H élevées (le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow llll$ peut être intéressant à partir d'une masse $m_H \gtrsim 140 \text{ GeV}$). La désintégration du boson de Higgs en deux photons permet indirectement une mesure des couplages car la désintégration en photons dépend des couplages au boson W et au quark top (Fig. 1.7).

Nous pouvons cependant tester les couplages lorsque le boson de Higgs est produit en association avec les bosons Z et W. La production associée ZH et WH lorsque le boson H se désintègre en photons est le canal privilégié dans la mesure des couplages. Les canaux de production associée bénéficient d'un rapport signal

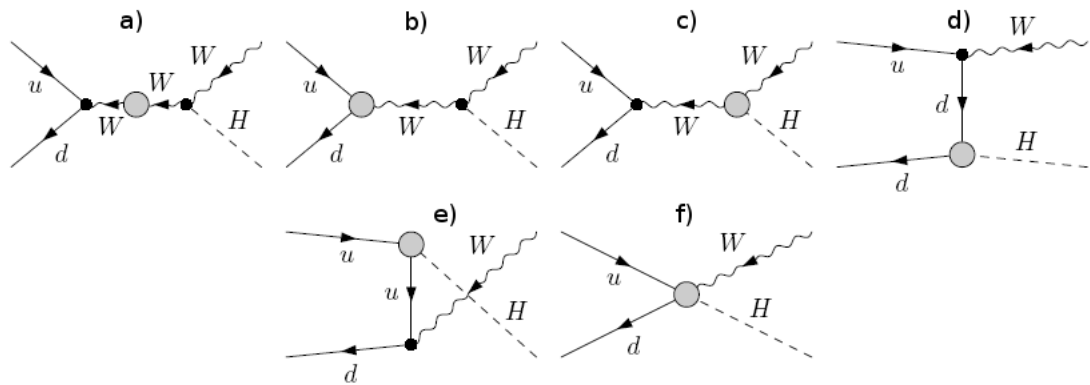


FIG. 1.9 – Diagrammes de Feynman avec une boucle de production associée WH.

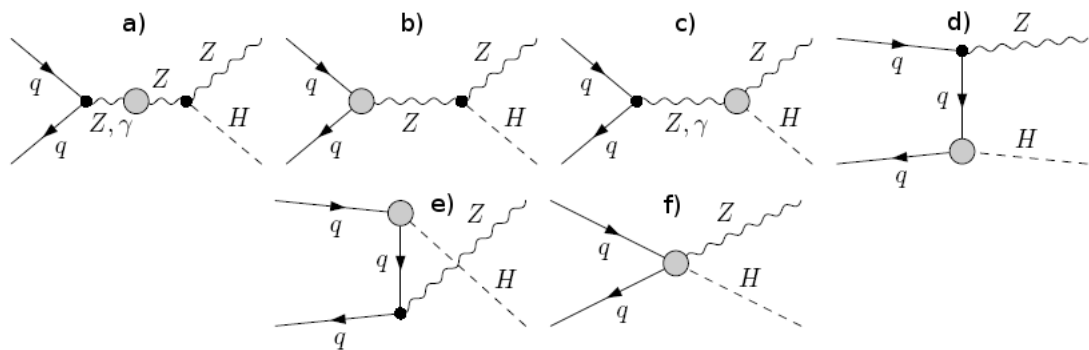


FIG. 1.10 – Diagrammes de Feynman avec une boucle de production associée ZH.

sur bruit de fond plus avantageux que les autres modes de production. En effet, les deux photons provenant du Higgs sont accompagnés par les particules issues des bosons Z et W, les bruits de fond sont donc fortement réduits.

Au delà du Modèle Standard

Après plusieurs années, la production associée pourrait révéler de la physique au-delà du Modèle Standard. Dans le cadre du MSSM (Minimal SuperSymmetric Standard Model), le mécanisme de brisure électro-faible est semblable au MS. Il y a deux doublets de Higgs. Les deux doublets acquièrent chacun un état fon-

damental différent v_1 et v_2 définissant le paramètre $\tan \beta = \frac{v_1}{v_2}$. La mesure de la masse du boson W apporte une contrainte sur les valeurs v_1 et v_2 telles que $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246$ GeV. Trois degrés de liberté sont « mangés » par les masses des bosons faibles, il reste donc cinq bosons de Higgs, dont deux chargés. Les couplages du boson de Higgs le plus léger dépendent de deux paramètres, α et β , α étant l'angle de mélange entre les états de masse et les états d'interaction des bosons H et h et s'écrit :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \times \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \quad (1.42)$$

Pour une valeur M_A supérieure à une centaine de GeV, et pour $\tan \beta$ faible, le boson de Higgs h a les propriétés du boson de Higgs du MS. Pour certaines valeurs des paramètres de la SuperSymétrie, la production associée du Higgs en complément de la production inclusive peut couvrir un plus grand domaine dans l'espace de phase accessible à une luminosité donnée comme le montre la figure 1.11 tirée de [17]. Il faut dire cependant, que pour le domaine de masse étudiée ici ($m_H > 110$ GeV), la valeur de $\tan \beta \gtrsim 2$. L'étude est basée sur les résultats de l'analyse des événements de production associée d'un boson de Higgs du MS [4].

D'autres modèles prédisent l'existence de résonances se désintégrant en paires ZH et WH : certaines résonances de technicouleur [18] dans le canal s viendraient augmenter la section efficace de production associée comme le montre la figure 1.12. Les bosons intermédiaires auraient des énergies plus importantes. Il serait donc plus facile de réduire la contribution des bruits de fond. Les modèles de Little Higgs [19] ainsi que certains modèles de symétrie Gauche-Droite [20] prédisent de nouvelles résonances se désintégrant en ZH et WH.

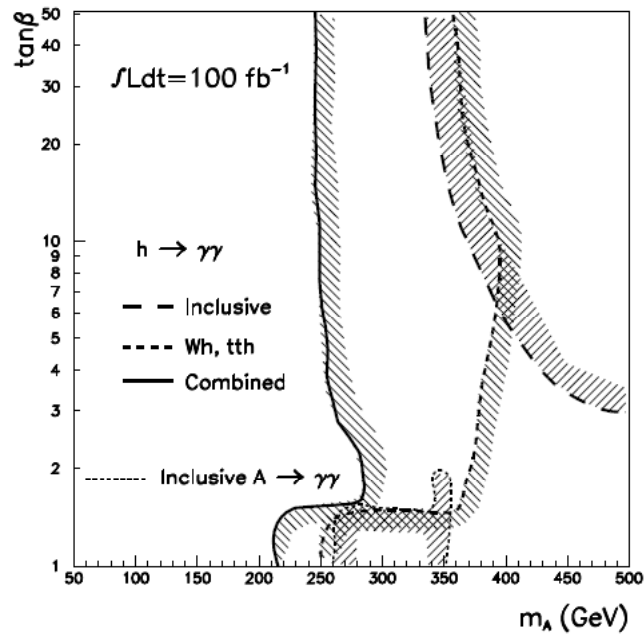


FIG. 1.11 – Contour de découverte du boson de Higgs en photons après 100 fb^{-1} en fonction des paramètres ($m_A, \tan\beta$) du MSSM en combinant les analyses inclusives et de production associée. (figure tirée de [17])

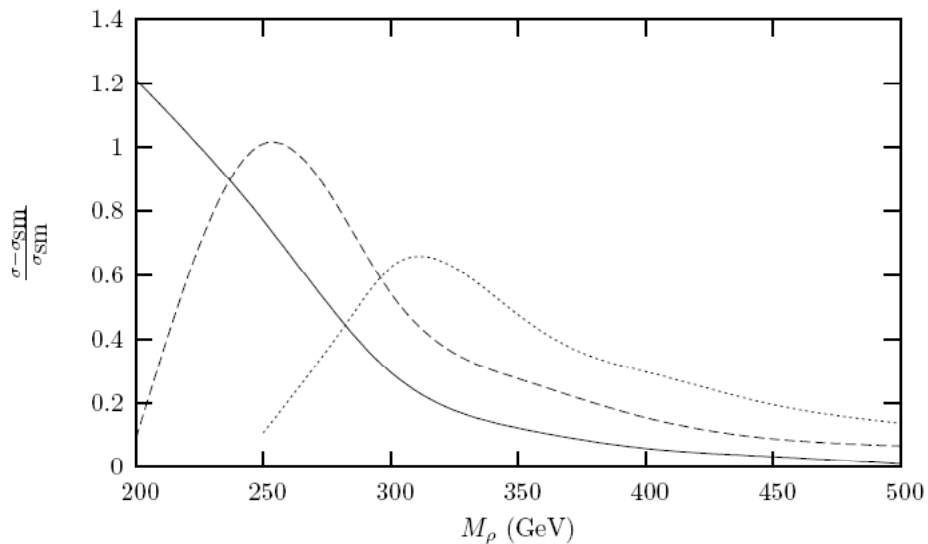


FIG. 1.12 – Augmentation de la section efficace $pp \rightarrow W^+H$ au LHC pour $m_H = 115 \text{ GeV}$ (ligne pleine), $m_H = 150 \text{ GeV}$ (tirets) et $m_H = 120 \text{ GeV}$ (points). Figure tirée de [18].

CHAPITRE 2

LE LHC ET L'EXPÉRIENCE ATLAS

ATLAS (a Toroidal LHC apparatus) est un détecteur de particules installé auprès du LHC, au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) près de Genève.

Ce chapitre donne un aperçu de l'accélérateur et du détecteur, avec une attention particulière sur les éléments qui serviront à la recherche du boson de Higgs en production associée.

2.1 Le LHC

Le collisionneur LHC est installé dans le tunnel du LEP, d'une circonférence de 26,7 km, enterré à une profondeur variant entre 50 et 170 m, au CERN près de Genève. Le LHC est un accélérateur et un collisionneur de protons.

Prévu pour démarrer au quatrième trimestre de l'année 2008, il permettra à terme des collisions de faisceaux de protons à une énergie de 14 TeV, chaque paquet contenant 10^{11} protons à la luminosité nominale ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Le LHC fournira également des faisceaux d'ions lourds (plomb) à une énergie de 5.5 TeV par paire de nucléons. Les faisceaux de protons seront préparés par la chaîne d'accélérateurs et d'anneaux de stockage existants au CERN avant d'être injectés dans le LHC.

Le complexe d'accélérateurs du CERN est une succession de machines d'énergies croissantes, chacune injectant un faisceau dans la suivante qui prend le relais pour amener le faisceau à un niveau d'énergie encore plus élevé. Le complexe d'accélérateurs du CERN est constitué d'accélérateurs linéaires et d'accélérateurs circulaires : PS (Proton Synchrotron), PSB (Proton Synchrotron Booster), SPS (Super Proton Synchrotron) et d'un collisionneur LHC (Large Hadron Collider) auxquels s'ajoutent des anneaux de stockage pour des besoins spécifiques comme LEAR (Low Energy Antiproton Ring) pour la fabrication de faisceau d'anti-protons

de basse énergie. Le SPS fournit des paquets de protons qui circulent dans le LHC

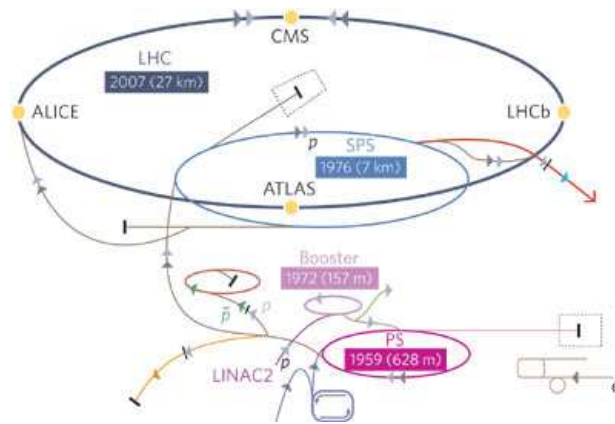


FIG. 2.1 – Chaîne d'accélérateurs au CERN [21]

en sens opposés, dans des tubes distincts placés sous un vide très poussé (ultravide). Ils sont guidés le long de l'anneau de l'accélérateur par un puissant champ magnétique, généré par des électro-aimants supraconducteurs. Ces derniers sont composés de bobines fonctionnant à l'état supraconducteur, c'est-à-dire conduisant l'électricité sans résistance ni perte d'énergie. Pour cela, les aimants doivent être refroidis à -271°C , une température plus froide que celle de l'espace intersidéral. C'est la raison pour laquelle une grande partie de l'accélérateur est reliée à un système de distribution d'hélium liquide qui refroidit les aimants ainsi que d'autres systèmes annexes.

Des milliers d'aimants de types et de tailles différents sont utilisés pour diriger les faisceaux le long de l'accélérateur. Parmi eux, les aimants principaux, dont 1232 aimants dipolaires de 15 m de long utilisés pour courber la trajectoire des faisceaux, et 392 aimants quadripolaires de 5 à 7 m de long qui concentrent les faisceaux.

Afin d'accélérer deux flux de protons dans des sens opposés dans une machine à la fois compacte et nécessitant un minimum d'énergie électrique, il a fallu réaliser un aimant capable de maintenir des faisceaux de protons se déplaçant en sens inverses.

Pour contenir l'action des forces magnétiques internes aux aimants, on utilise des colliers de serrage non magnétiques. Pour confiner le champ magnétique et donc refermer les lignes de champ plus près de la zone utile, on englobe le tout dans un matériau magnétique. On symétrise le tout pour avoir deux champs magnétiques opposés (Fig. 2.2) servant à courber la trajectoire des deux faisceaux.

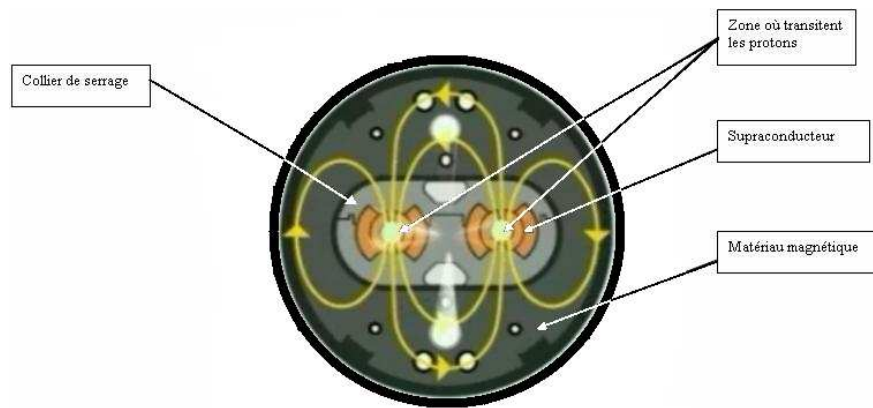


FIG. 2.2 – Lignes de champ magnétique dans le LHC [21]

Quatre expériences (ALICE, ATLAS, CMS, LHCb), utilisant des détecteurs gigantesques, étudieront les collisions des faisceaux du LHC. Elles auront à gérer autant d'informations que l'ensemble du réseau européen de télécommunications.

La luminosité très élevée que fournira le LHC est indispensable dans la recherche de phénomènes rares tels que la production du boson de Higgs. Dans un premier temps, le LHC fournira des collisions à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ avec peu d'événements de pile-up (~ 2.3 par collision) permettant des mesures précises. La section efficace de collisions inélastiques proton-proton étant importante ($\sim 80 \text{ mb}$), à haute luminosité, le LHC produira un milliard d'événements inélastiques par seconde. Ceci représente un défi expérimental dans la mesure où les événements de nouvelle physique seront accompagnés par 23 diffusions inélastiques.

2.2 Le détecteur ATLAS

La production de jets de QCD dominera l'ensemble des processus recherchés ce qui impose une autre difficulté. La recherche de nouveaux processus demande l'identification de signatures expérimentales spécifiques au signal recherché telles que l'impulsion transverse manquante ou les vertex secondaires. Identifier de tels états finaux impose une très bonne identification des particules dans le détecteur. Les conditions expérimentales du LHC imposent l'utilisation d'électronique et d'éléments instrumentaux rapides et très résistants aux radiations. De plus, une très grande granularité dans le détecteur est indispensable pour identifier un tel flux de particules sans superposition d'événements. Les détecteurs doivent couvrir le plus grand angle d'ouverture. L'efficacité de reconstruction ainsi qu'une bonne résolution sur l'impulsion des particules chargées dans le trajectographe est indispensable pour identifier les leptons τ et les jets b dont les vertex secondaires sont proches du point d'interaction. Une très bonne calorimétrie électromagnétique pour l'identification des électrons et photons complétée par un calorimètre hadronique pour la mesure des jets et de l'impulsion transverse manquante sont nécessaires dans bon nombre d'études dont la recherche du boson de Higgs. Les détecteurs à muons peuvent être installés à la périphérie des détecteurs car, aux énergies du LHC, les muons ont une énergie de plusieurs dizaines de GeV et sont par conséquent des particules au minimum d'ionisation et peuvent traverser une grande quantité de matière. Enfin, un système de sélection des événements potentiellement intéressants doit être très performant pour filtrer l'énorme quantité de données sans perdre les rares événements de nouvelle physique.

Le détecteur ATLAS (Fig. 2.3) permet la reconstruction de particules élémentaires (électrons, muons, photons) ainsi que d'objets hadroniques (jets). Différents sous-détecteurs sont utilisés pour la reconstruction de ces particules. La mesure de la charge et de l'impulsion de ces particules requiert l'utilisation de champs magnétiques courbant les particules chargées.

Le système de coordonnées du détecteur ATLAS est défini de sorte que la di-

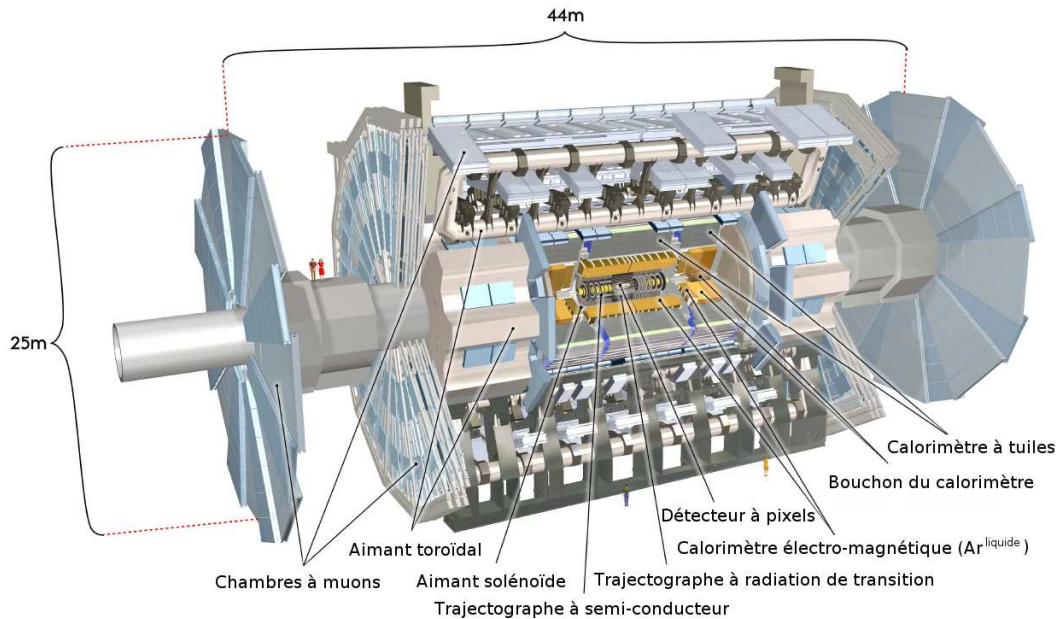


FIG. 2.3 – Schéma du détecteur ATLAS

rection du faisceau correspond à l'axe z , le plan $x - y$ est alors défini comme étant perpendiculaire à l'axe du faisceau. L'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe y vers le haut. L'angle azimutal ϕ est mesuré autour de l'axe du faisceau et l'angle θ à partir de l'axe du faisceau. Pour situer une direction dans le détecteur, nous utilisons la pseudo-rapacité définie par : $\eta \equiv -\ln \tan(\theta/2)$. Ainsi une pseudo-rapacité nulle correspond à un axe perpendiculaire à l'axe du faisceau et une pseudo-rapacité infinie représente l'axe du faisceau. Pour des particules sans masse, la pseudo-rapacité est égale à la rapidité, un invariant de Lorentz. Ainsi, un angle entre deux objets exprimé en pseudo-rapacité peut-être utilisé dans tous les référentiels boostés le long de l'axe z , d'autant plus que ces particules très énergétiques (avec un facteur de Lorentz très élevé) peuvent être assimilées à des objets sans masse.

Chacun des sous-détecteurs du détecteur ATLAS est composé d'éléments dits « centraux » (reconstruisant les particules ayant une faible pseudo-rapacité) ainsi que des bouchons pour des pseudo-rapidités plus importantes. Cette configuration cylindrique permet une grande couverture angulaire dans une taille raisonnable.

Le détecteur ATLAS est composé d'un détecteur interne, d'un calorimètre électromagnétique et hadronique, d'un système d'aimants produisant un fort champ magnétique ainsi que d'un spectromètre à muons.

2.2.1 Le Toroïde et le Solénoïde

Le champ magnétique du détecteur ATLAS permet la mesure de l'impulsion et la charge des particules détectées. Le détecteur ATLAS comprend un assemblage de quatre aimants supra-conducteurs (un aimant solénoïdal et trois aimants toroïdaux). Le système magnétique mesure 22 mètres de diamètre pour une longueur de 26 mètres.

Le solénoïde aligné avec l'axe du faisceau produit un champ magnétique axial de 2 teslas pour le détecteur interne.

Le toroïde central et les deux bouchons produisent un champ magnétique toroïdal de 0.5 T et 1 T pour les détecteurs à muons pour les régions centrale et « end-cap » respectivement.

2.2.2 Le détecteur interne

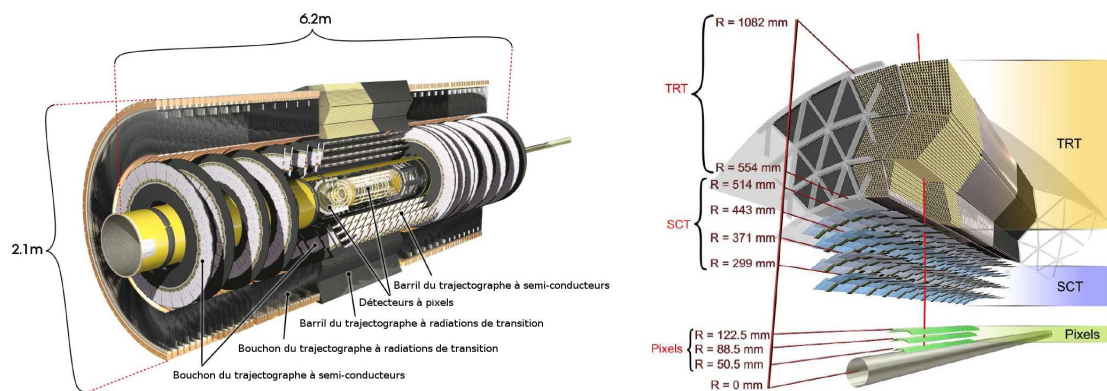


FIG. 2.4 – Schémas du détecteur interne

Le détecteur interne de traces est la partie du détecteur ATLAS la plus proche de l'axe du faisceau. Cette proximité permet d'avoir une bonne résolution sur la

trajectoire des particules et leurs points de création. Le détecteur interne est composé d'un détecteur à pixels, un trajectographe à semi-conducteurs (SCT) et un trajectographe à radiation de transition respectivement en s'éloignant de l'axe du faisceau.

Les détecteurs de traces (pixels et SCT) couvrent les angles d'ouverture $|\eta| < 2.5$. Dans la région centrale, ils sont installés suivant des cylindres concentriques autour de l'axe du faisceau tandis que les bouchons consistent en des disques perpendiculaires à l'axe du faisceau. La granularité maximale est obtenue aux alentours du vertex de collision grâce au détecteur à pixels de silicium. Le détecteur à pixels est composé de trois couches et possède environ 80 millions de canaux de lecture. Chaque trace va traverser huit couches du détecteur SCT : ceci permet d'avoir quatre points dans l'espace de phase (R, η, ϕ) pour la reconstruction de la trace.

Le troisième sous-détecteur du trajectographe est le détecteur à radiations de transition (TRT). Lorsqu'une particule chargée ayant un facteur de Lorentz suffisamment grand passe d'un médium à un autre, avec des indices de réfraction différents, elle émet des rayons X. Le TRT d'ATLAS est constitué d'un radiateur en mousse (polypropylène) de faible densité. Les rayons X de radiation de transition sont détectés par des tubes d'un diamètre de 4 mm, remplis de Xénon. Le photon en traversant le tube va ioniser le gaz et un fil métallique au centre du tube va collecter la charge. Cette technique résiste aux radiations et permet un grand nombre de mesures permettant de reconstruire la trace de la particule incidente. L'indice de réfraction du polypropylène a été choisi de sorte que seules les particules chargées ayant un facteur de Lorentz supérieur à 2000 vont laisser une trace dans le TRT : cela correspond à un électron de 1 GeV ou un pion chargé de 280 GeV. Cette différence de seuil permet de discriminer les électrons des pions dans un flux constitué des deux types de particules. Le TRT permet une bonne identification électron/pion.

Le signal de radiation de transition s'ajoute au signal d'ionisation. Le signal d'ionisation permet de mesurer la trace de toutes les particules chargées traversant le TRT.

Le détecteur interne va être très utile lors de l'identification des photons convertis : les algorithmes de reconstruction utilisent les données combinées des différents sous-éléments du trajectographe. Ce détecteur permet d'obtenir très précisément la courbure des électrons sous l'influence du champ magnétique, l'origine des particules détectées et reconstruire le vertex de désintégration du boson de Higgs ou encore le vertex de conversion d'un photon. Un photon peut se convertir en une paire électron-positron en traversant la matière et la gerbe électromagnétique des photons convertis débute avant le calorimètre électromagnétique. La section efficace du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est faible, nous ne pouvons pas nous permettre de perdre les événements convertis, le détecteur interne joue un rôle très important dans notre étude.

Cependant, le détecteur interne n'est pas suffisant pour identifier et mesurer l'énergie des particules provenant des collisions. Ce détecteur doit être couplé à un calorimètre mesurant l'énergie avec une grande précision.

2.2.3 Le calorimètre

Les calorimètres du détecteur ATLAS couvrent un angle d'ouverture $|\eta| < 4.9$ et utilisent différentes techniques pour mesurer l'énergie des objets électromagnétiques et hadroniques produits par les collisions. Le détecteur ATLAS utilise deux calorimètres, un calorimètre électromagnétique cylindrique contenu dans un calorimètre hadronique. Ces calorimètres entourent le détecteur interne. Lorsqu'un objet hadronique ou électromagnétique traverse de la matière, il crée une gerbe hadronique et/ou électromagnétique.

Les calorimètres doivent contenir l'ensemble de la gerbe et donc doivent avoir une épaisseur supérieure à plusieurs fois la longueur de radiation. L'épaisseur du calorimètre électromagnétique correspond à 22 fois la longueur de radiation et l'épaisseur du calorimètre hadronique correspond à 10 fois la longueur d'interaction. Cette épaisseur permet d'avoir une bonne résolution sur la mesure de l'énergie de ces objets et permet d'avoir une bonne mesure de l'énergie transverse manquante

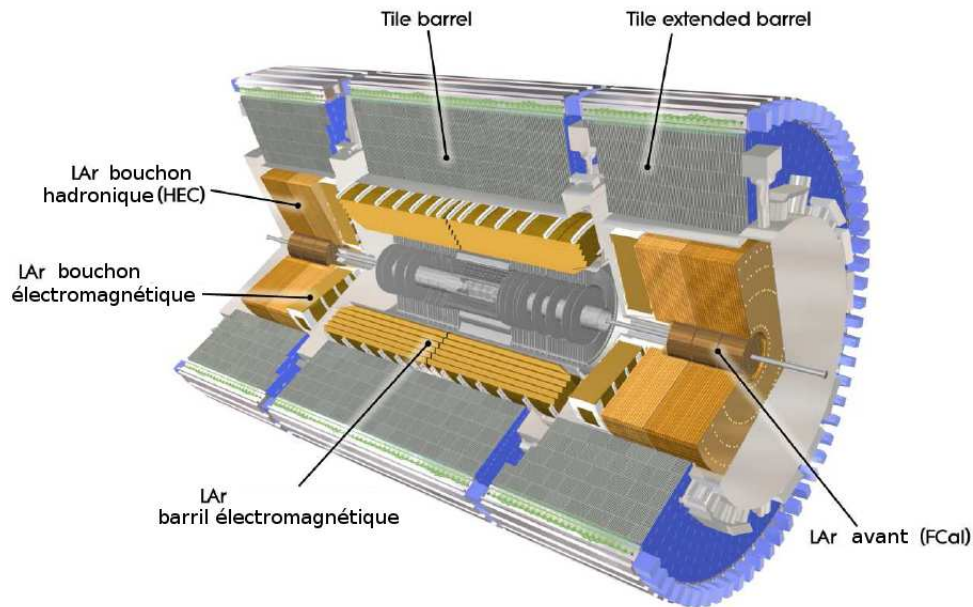


FIG. 2.5 – Schéma du calorimètre

indispensable à de nombreuses études physiques.

Le calorimètre électromagnétique est un détecteur plomb-argon liquide dont les électrodes en kapton ont une forme d'accordéon. Cette forme spécifique permet d'avoir une couverture totale suivant l'angle ϕ en évitant des zones de « crack » azimutaux. Les parties en plomb permettent le développement de la gerbe électromagnétique. Le calorimètre est composé d'une partie centrale (définie par $|\eta| < 1.475$) et deux bouchons (définis par $1.375 < |\eta| < 3.2$). La partie centrale (tonneau) est composée de deux tonneaux identiques séparés par un écart de 4 mm à $z=0$ ($\eta = 0$). Les bouchons sont également composés de deux roues concentriques : la roue externe couvre une pseudo-rapacité $1.375 < |\eta| < 2.5$ et la roue interne l'angle $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Le calorimètre hadronique est composé d'un calorimètre à tuiles, d'un bouchon et d'un calorimètre avant (Fig. 2.5). Le calorimètre à tuiles est placé juste après le tonneau du calorimètre électromagnétique lorsqu'on s'éloigne de l'axe du faisceau.

La première partie du tonneau couvre la région $|\eta| < 1.0$ tandis que les tonneaux prolongés couvrent l'angle $0.8 < |\eta| < 1.7$. C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise de l'acier comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme matériau actif. Les bouchons de ce calorimètre sont composés de deux roues indépendantes placées directement derrière les roues du bouchon du calorimètre électromagnétique partageant les mêmes cryostats. Pour réduire la chute de densité à la limite entre le bouchon et le calorimètre avant, le bouchon s'étend jusqu'à $|\eta| < 3.2$ offrant une superposition de l'angle couvert par le bouchon et les parties avant. Le calorimètre central et le calorimètre étendu se recouvrent autour de l'angle $|\eta| \sim 1.7$. Le calorimètre avant permet d'obtenir un grand angle d'ouverture. Il est composé de trois modules : le premier en cuivre est optimisé pour les mesures électromagnétiques, les deux autres en tungsten mesurent principalement les interactions hadroniques. L'argon liquide est utilisé comme matériau actif.

Dans l'analyse, nous utilisons le calorimètre électromagnétique pour la mesure de l'énergie des photons issus de la désintégration du boson de Higgs et des électrons issus de la désintégration du boson associé. Le calorimètre hadronique servira à mesurer les jets provenant de la désintégration hadronique des bosons Z et W.

2.2.4 Le spectromètre à muons

Les muons sont les seules particules chargées provenant des collisions à pouvoir traverser les calorimètres. Un système de détection à l'extérieur du détecteur leur est dédié. Le principe de détection est basé sur la déflexion magnétique des trajectoires des muons par un très fort champ magnétique (de l'ordre de 1 T) produit par le toroïde. Dans une gamme de pseudo-rapacité $|\eta| < 1.4$, la courbure est effectuée par le tonneau de l'aimant toroïdal tandis que les muons ayant une pseudo-rapacité $1.4 < |\eta| < 1.6$ sont déviés par la combinaison du tonneau et des bouchons de l'aimant. La configuration magnétique produit un champ orthogonal à la trajectoire des muons. Dans la région centrale, les traces sont mesurées par des chambres assemblées en trois couches cylindriques autour de l'axe du faisceau. Trois roues perpendiculaires à l'axe du faisceau viennent contenir les régions avant.

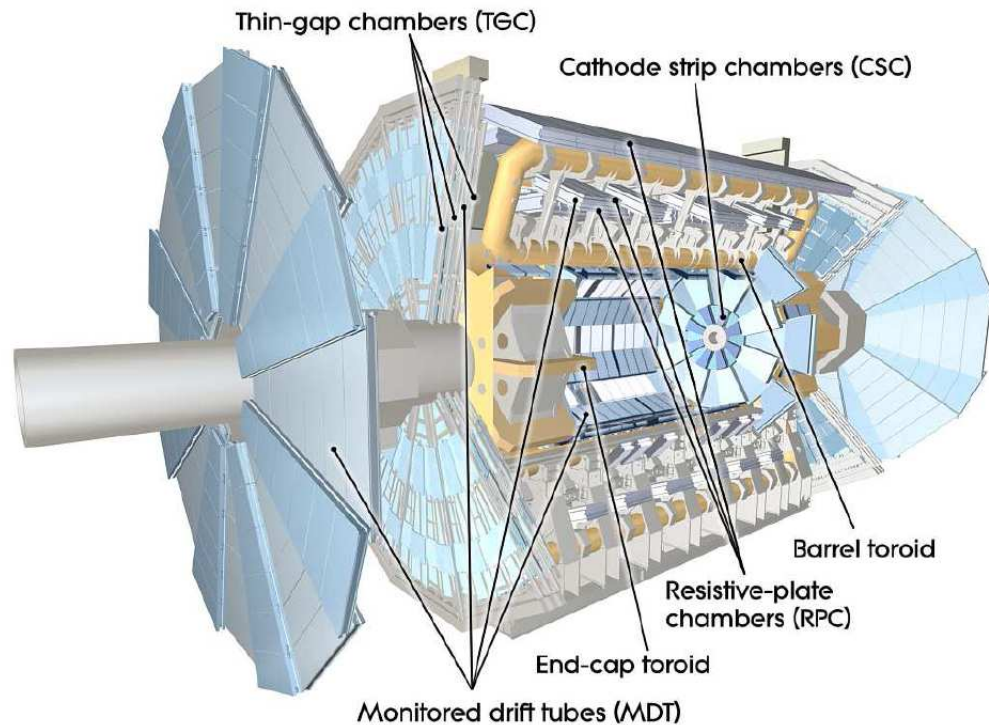


FIG. 2.6 – Schéma du spectromètre à muons

Dans la large gamme en pseudo-rapacité, les chambres à dérive offrent une mesure précise des coordonnées des traces. Pour des pseudo-rapidités plus grandes, les chambres proportionnelles avec une plus grande granularité sont utilisées pour couvrir les angles $2.0 < |\eta| < 2.7$.

Le spectromètre nous permettra d'inclure les désintégrations muoniques des bosons Z et W.

2.3 Les détecteurs « avant »

Trois systèmes de détection couvrent les régions « avant » (grande pseudo-rapacité) du détecteur ATLAS. Les deux premiers détecteurs mesurent la luminosité délivrée par le LHC au niveau du détecteur. Placé à 17 m du point d'interaction, LUCID (LUMinosity measurement using Čerenkov Integration Detector) détecte les diffusions inélastiques des protons dans la région avant. La seconde mesure

de luminosité est obtenue par ALFA (Absolute Luminosity For ATLAS) placé à 240 m de part et d'autre du détecteur. Le troisième système ZDC (Zero-Degree Calorimeter) déterminera la centralité des collisions Plomb-Plomb.

2.4 Déclenchement de l'enregistrement des données

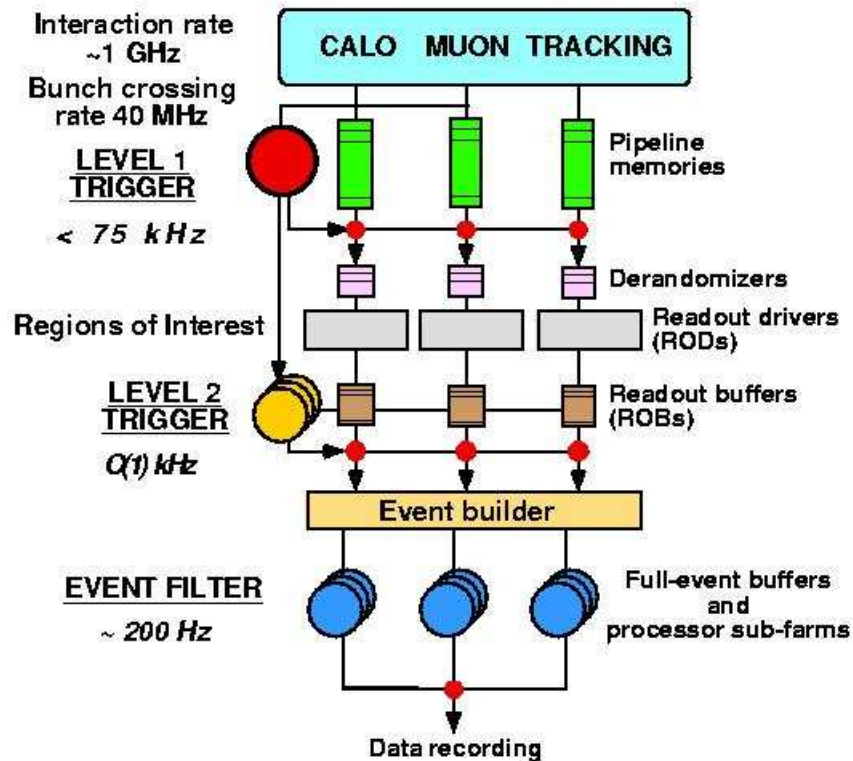


FIG. 2.7 – Schéma du trigger de l'expérience ATLAS

L'accélérateur LHC fournira des collisions de paquets de protons toutes les 25 ns. Il n'est pas envisageable de stocker toute l'information provenant de ces collisions. C'est pour cela que nous avons développé un système d'acquisition des données se focalisant sur les événements susceptibles de contenir de la nouvelle physique.

Le système de déclenchement de l'enregistrement des données est divisé en trois niveaux nommés "L1", "L2" et "Event Filter" (Fig. 2.7). Chacun des niveaux ac-

cepte les événements qui passent le niveau inférieur et, lorsque nécessaire, applique des critères de sélection additionnels. Le premier niveau (intégré au niveau de l'électronique) utilise une partie de l'information du détecteur pour prendre une décision dans un laps de temps inférieur à $2.5 \mu\text{s}$ réduisant le flux de données à une fréquence de 75 kHz. Les deux niveaux supérieurs (utilisant une grappe d'ordinateurs) ont accès à davantage d'informations et réduisent le taux d'enregistrement à environ 200 Hz pour une taille d'événement environ égale à 1.3 MOctets.

Le premier niveau recherche des objets (muons, électrons, photons, jets, ou leptons τ se désintégrant hadroniquement) de haute impulsion transverse ainsi qu'une grande énergie manquante ou une énergie totale transverse élevée. La sélection se base sur les informations des différents sous-détecteurs. Les spectromètres à muons de la partie centrale ainsi que les bouchons sont utilisés pour reconstruire les muons au premier niveau. Les autres particules sont détectées par le calorimètre avec une granularité inférieure à la granularité utilisée pour la reconstruction finale. Les résultats de ce premier niveau sont traités par le processeur du trigger central utilisant un menu permettant la combinaison de plusieurs sélections. Les signatures composant le menu peuvent être affectées d'un facteur d'échelle consistant à enregistrer les événements satisfaisant la signature dans une proportion définie par le facteur d'échelle. Cela permet une optimisation de l'utilisation de la bande passante lorsque les conditions expérimentales évoluent.

Pour chaque événement, le premier niveau définit une ou plusieurs régions d'intérêt dans le détecteur. Ces régions sont définies par leurs coordonnées η et ϕ et correspondent à un des critères de sélection. Les informations sur la région d'intérêt du premier niveau sont utilisées par les niveaux supérieurs.

La sélection du niveau 2 se base sur l'information communiquée par le premier niveau. Dans chacune des régions d'intérêt, la granularité optimale ainsi que l'ensemble des cellules sont utilisés pour améliorer les reconstructions des différents objets. Le menu du second niveau permet de réduire le taux de données à une fréquence de 3.5 kHz avec un temps de reconstruction d'environ 40 ms par événement. L'étape fi-

nale ("Event Filter") utilise des algorithmes plus précis afin d'améliorer la sélection d'événements potentiellement intéressants. Cette dernière étape permet de réduire la fréquence d'enregistrement des événements à environ 200 Hz.

2.5 Enregistrement et reconstruction des données

Les événements sélectionnés par le système de déclenchement sont enregistrés dans des fichiers "raw" et une première reconstruction est faite sur une grappe d'ordinateurs basés au CERN dit Tier 0. Ce centre de calcul est ensuite chargé de distribuer environ 10% des données dans chacun des dix centres de calcul appelés Tier 1 (dont un est basé à Lyon pour la France et un à Vancouver pour le Canada). Ces fichiers contiennent les données brutes, ainsi que la première étape de la reconstruction. De là seront lancées toutes les autres reconstructions des données.

Le détecteur ATLAS produira plus de un petaOctet (10^{15}) de données par an. Une telle quantité de données ne pourra pas être accessible par l'ensemble de la collaboration et serait de plus trop grosse pour un analyse de physique. Afin que l'ensemble des physiciens puissent analyser les données, deux types de fichiers additionnels sont nécessaires :

- les fichiers ESD (Event Summary Data) contenant la sortie détaillée de la reconstruction produits à partir des fichiers bruts ("raw"). Ces fichiers contiennent suffisamment d'information pour permettre notamment l'identification des particules, le réajustement des traces dans le détecteur interne ainsi que l'étalonnage des jets. Ces données permettent l'ajustement des algorithmes de reconstruction et l'étalonnage des jets. Dans les fichiers ESD, 500 kOctets sont alloués par événement (un dixième des fichiers se trouveront dans chacun des Tier1).
- les fichiers AOD (Analysis Object Data) sont un résumé des événements reconstruits et contiennent suffisamment d'informations pour permettre la plupart des analyses. Les fichiers AOD peuvent être construits à partir des fichiers ESD, ce qui permet d'avoir accès à davantage d'informations en

utilisant les fichiers ESD sans avoir à accéder aux fichiers bruts. Chaque événement dans le fichier AOD utilise 100 kOctets. Les Tiers 1 possèdent l'intégralité des fichiers AOD.

- les fichiers TAG forment un système de base de données permettant d'obtenir des informations sur les particules composant un événement. Ce système est utilisé pour sélectionner les événements spécifiques à une analyse sans avoir à utiliser l'ensemble des données provenant du détecteur. Le fichier TAG est associé à un fichier AOD et ESD permettant une analyse plus efficace, ne considérant que les topologies recherchées.

Les centres de calcul Tier 1 devront traiter les données brutes et produire de nouveaux fichiers ESD et AOD suivant les correctifs de la reconstruction (Fig. 2.8). Afin de comparer les données expérimentales avec les différents modèles physiques, des centres de calcul dits Tier 2 seront dédiés à la production de données Monte-Carlo. L'analyse des fichiers ESD et AOD se feront dans les Tier2 mais aussi dans des centres de calcul plus petits, les Tier 3, associés à un centre Tier 1 stockant les données.

L'ensemble de ces ordinateurs sont organisés au sein de la grille de calcul que les utilisateurs peuvent utiliser après s'être identifié au moyen d'un certificat reconnaissant l'identité de l'utilisateur. Nous pouvons lancer une analyse sur la grille en spécifiant les données à étudier. Au vue de la quantité de données que fournira l'expérience, il n'est pas envisageable que chaque physicien copie et analyse les données localement. L'avantage de la grille de calcul est de lancer les analyses là où se trouvent les données et de télécharger localement les fichiers de sortie des analyses afin de faire sa propre analyse avec le logiciel ROOT, entre autre.

La collaboration ATLAS a développé un cadre informatique appelé Athena comprenant l'ensemble des outils informatiques nécessaires à l'expérience. Le framework Athena est une version modifiée adaptée aux besoins des physiciens du framework Gaudi, développé au départ par la collaboration LHCb. Cette façon de travailler

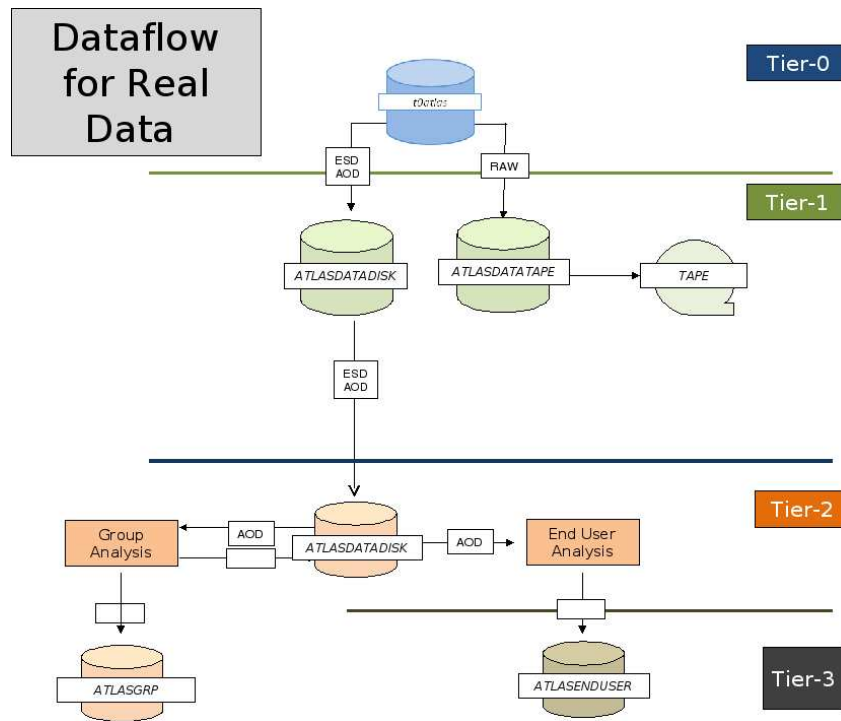


FIG. 2.8 – Modèle d'organisation de l'infrastructure informatique d'ATLAS.

permet une grande flexibilité autorisant le développement de codes indépendants tout en partageant certaines applications communes. L'utilisateur a accès à l'ensemble du code développé dans le cadre d'Athena et peut modifier des paramètres à l'aide de fichiers JobOptions écrits en Python. C'est par ces fichiers par exemple que nous pouvons choisir les processus physiques que nous voulons simuler ou bien lancer une analyse sur des événements reconstruits.

CHAPITRE 3

RECONSTRUCTION DES JETS DANS LE SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT

3.1 Introduction

Le collisionneur hadronique LHC va produire un grande quantité de jets hadroniques très énergétiques. Pour sélectionner les événements de physique intéressante contenant des jets, il nous faut un système de déclenchement reconstruisant les objets hadroniques avec la meilleure efficacité et résolution dans le temps imparti par chacune des étapes.

Bien que le système de déclenchement de jets ne soit relié qu'indirectement au sujet principal de la thèse, il est présenté ici car j'y ai apporté une contribution personnelle au cours de ma thèse. Ce projet m'a permis de m'intéresser plus spécifiquement au détecteur. Je me suis rapproché d'un groupe travaillant sur la reconstruction des jets dans le déclenchement à l'université McGill à Montréal.

3.2 Reconstruction des jets au premier niveau

La première étape, intégrée au niveau de l'électronique, recherche les dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique et construit la position des différentes régions d'intérêts (ROI).

Les calorimètres électromagnétique et hadronique du détecteur ATLAS sont divisés en 7200 tours, dont la granularité est approximativement égale à 0.1×0.1 dans l'espace (η, ϕ) . Cette granularité varie suivant la position du sous-détecteur [22]. Les signaux analogiques provenant de ces tours sont transmis au premier niveau du déclenchement. Durant cette étape, le système de déclenchement digitalise les signaux, les associe avec un croisement de faisceaux et soustrait les piédestaux. On applique également une suppression des bruits ainsi qu'une calibration en énergie transverse. La réponse en énergie transverse des tours électromagnétiques est cali-

brée à l'échelle électromagnétique.

Le premier niveau du déclenchement construit des éléments de jets (« jet elements »), constitués de la somme de 2×2 tours dans le calorimètre électromagnétique ajouté de 2×2 tours dans le calorimètre hadronique. Cela donne une granularité de 0.2×0.2 dans l'espace (η, ϕ) . L'algorithme de reconstruction des jets utilise une fenêtre dont la taille peut-être fixée à 2×2 , 3×3 ou 4×4 éléments de jet (Fig. 3.1). Un jet est reconstruit si son énergie transverse électromagnétique et hadronique dépasse un seuil à l'intérieur de la fenêtre. On déplace les fenêtres pour maximiser l'énergie transverse contenue dans chacune d'elles. Le pas de déplacement des fenêtres est égal à 0.2 en η et en ϕ ce qui implique qu'il peut y avoir des superpositions entre les fenêtres voisines. Pour éviter ces superpositions, l'énergie transverse d'un cluster, défini comme une région constituée de 2×2 éléments de jet, doit se trouver à un maximum local en terme d'énergie transverse dans un intervalle ± 0.4 en η et en ϕ . Le premier niveau reconstruit des jets jusqu'à une pseudo-rapacité égale à 3.2. Une pseudo-rapacité supérieure à 3.2 correspond au calorimètre avant (forward calorimeter). Une étude montrant la performance du premier niveau peut-être trouvée dans la référence [23].

3.3 Reconstruction des jets dans le trigger de haut niveau (HLT)

La reconstruction des jets dans le HLT (« High Level Trigger ») se base sur les résultats du premier niveau. Les algorithmes du HLT n'ont accès qu'à une partie limitée de l'information du détecteur autour des ROI trouvées par le premier niveau. La position des ROI est successivement modifiée par les différents algorithmes. Le trigger HLT est divisé en deux parties : le niveau 2 et le niveau nommé « Event Filter ». Les algorithmes du HLT sont de deux types différents (Fig. 3.2). Les algorithmes « Feature Extraction algorithms » retrouvent les données du détecteur tandis que les algorithmes appelés « Hypothesis algorithms » utilisent l'information donnée par les premiers algorithmes pour valider une signature recherchée. La séparation entre ces deux types d'algorithmes optimise le temps d'exécution car l'information retrouvée par les algorithmes « Feature Extraction algorithms » peut être communiquée à plusieurs algorithmes « Hypothesis algorithms » séparément

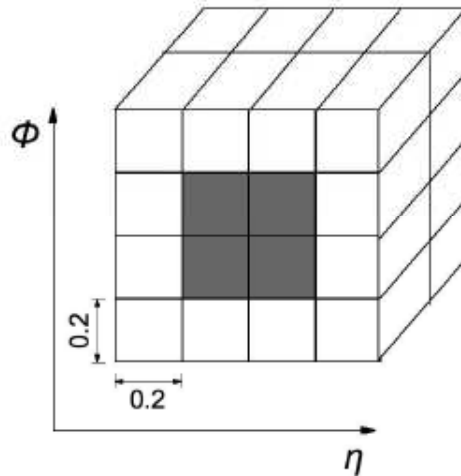


FIG. 3.1 – Schéma de l’algorithme de jet au premier niveau, montrant une fenêtre de 4×4 éléments de jet, avec la contribution du calorimètre, électromagnétique et hadronique, pour les deux couches en profondeur. La partie sombre montre le cluster ou se trouve le maximum local en énergie transverse. (Figure tirée de [24]).

pour tester simultanément plusieurs signatures. La figure 3.2 montre un schéma de la séquence d’algorithmes utilisée au niveau du HLT.

3.3.1 Algorithme de reconstruction des jets au niveau 2

Les jets au niveau 2 sont définis dans une région en pseudo-rapidité $|\eta| < 3.2$ et sont reconstruits en utilisant les données des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les jets de la région avant, définie par $3.2 < |\eta| < 5$ utilisent les données des détecteurs avant (« forward calorimeters »). Par la suite, je me concentrerai sur les jets centraux. Une étude sur les jets reconstruits dans les régions « avant » du détecteur peut-être trouvée dans la référence [23]. Nous obtenons l’énergie ainsi que la position en η et ϕ des jets à la sortie du second niveau. L’algorithme de reconstruction se décompose en trois parties : la préparation des données, la recherche de jet et la calibration de l’énergie.

La préparation des données est une étape importante dans la chaîne d’algorithmes.

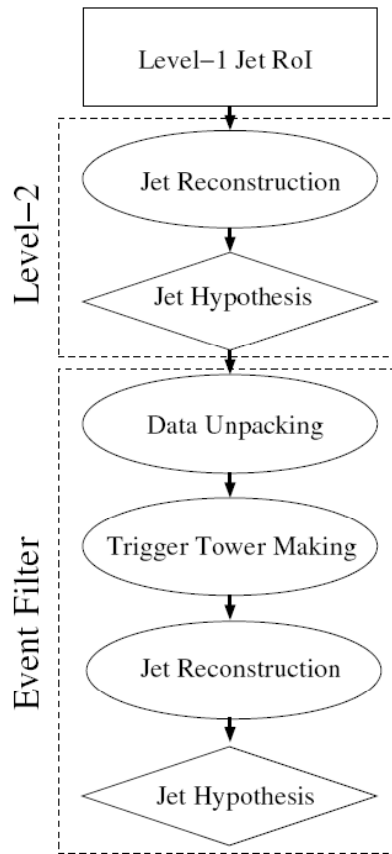


FIG. 3.2 – Schéma représentant la séquence d’algorithmes utilisés dans le HLT. Les algorithmes entourés par un ovale représente les « Feature Extraction algorithms » et les algorithmes entourés par un losange représentent les « Hypothesis algorithms ».

(Figure tirée de [24]).

Les données provenant des systèmes de lecture nommés ROD (Read Out Drivers) sont transférées aux processeurs du niveau 2 qui transforment les fichiers de données brutes (« raw data ») en fichiers « bytestream » utilisables par les algorithmes du HLT. Les calorimètres d’ATLAS contiennent plus de 10^5 canaux de lecture. Le temps accordé pour le second niveau étant de 40 ms par événement, nous devons conserver le minimum d’information tout en maximisant les performances physiques pour satisfaire le budget en temps alloué. Les algorithmes du niveau 2 ont accès aux données dans une région rectangulaire centrée autour de la position de la région d’intérêt trouvée par le premier niveau (Fig. 3.3).

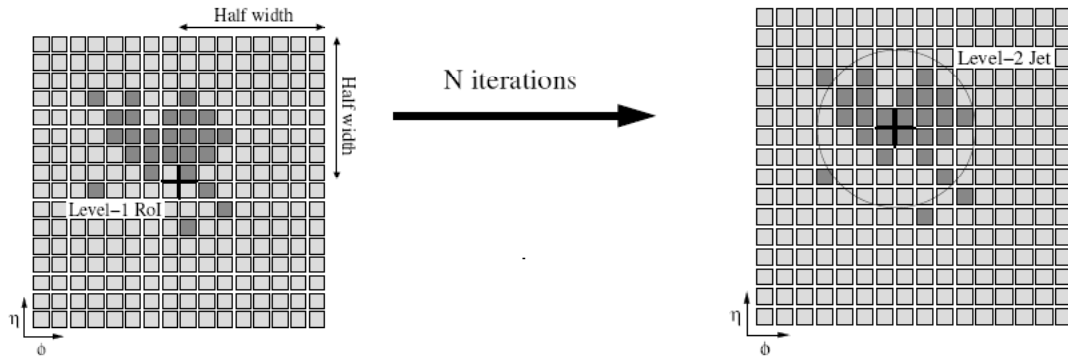


FIG. 3.3 – Schéma résumant le résultat des algorithmes du second niveau du déclenchement. Les données autour de la position en (η, ϕ) trouvées par le premier niveau sont lues. Plusieurs itérations sont nécessaires pour trouver la position du jet au second niveau à partir des clusters. (Figure tirée de [24]).

A partir de l'information des clusters, les algorithmes procèdent à plusieurs itérations pour trouver la position du jet à partir de la moyenne pondérée en énergies des cellules à l'intérieur d'un cône de taille donnée. L'énergie du jet est alors obtenue par la somme des énergies des éléments se trouvant à l'intérieur du cône.

Le calorimètre d'ATLAS ne réagit pas également face à la composante électromagnétique et face à la composante hadronique d'une gerbe hadronique. En général, la réponse hadronique est plus faible que la réponse électromagnétique ($e/\pi \approx 1.31$). Pour corriger cet effet, un poids est appliqué sur chaque élément composant le jet. Un jet peut être vu par exemple comme un ensemble de cellules calorimétriques individuelles ou bien comme la somme d'énergie déposée dans différentes couches du calorimètre. L'énergie d'un jet est alors la somme des énergies déposées dans chacune des cellules. Différentes méthodes de calibration sont accessibles. On peut corriger l'énergie cellule par cellule en appliquant un poids identique calculé à partir de la somme des énergies reconstruites dans chaque cellule. On peut également appliquer une correction différente pour chaque cellule dont le poids est obtenu à partir de simulations Monte Carlo. L'énergie corrigée correspond à un jet calibré.

Le niveau 2 du déclenchement renvoie la position ainsi que l'énergie calibrée des jets. Des signatures peuvent être appliquées afin que ne soient sélectionnés que les événements potentiellement intéressants.

3.3.2 Algorithme de reconstruction des jets au niveau « Event Filter »

La reconstruction des jets au niveau du « Event Filter » consiste à préparer les données acceptées par le niveau 2 et à définir les jets. Ces deux étapes sont basées sur les algorithmes utilisés lors de la reconstruction offline mais ces algorithmes doivent être adaptés à l'environnement du déclenchement.

Trois algorithmes de préparation des données sont utilisés au niveau EF (Fig. 3.2). Le premier récupère l'information des cellules du calorimètre (« Data Unpacking »). Les deux autres (« Trigger Tower Making » et « Jet Reconstruction ») construisent les tours de déclenchement et les clusters calorimétriques respectivement. Une fois le jet reconstruit, l'algorithme (« Jet Hypothesis ») valide ou non la sélection du jet suivant que son impulsion transverse dépasse un seuil défini.

L'algorithme de préparation des données décompresse l'information des cellules dans une fenêtre définie autour de la position du jet trouvé au second niveau. La taille de cette fenêtre peut être ajustée et configurée à l'initialisation du déclenchement.

La seconde étape de préparation des données consiste à construire les tours calorimétriques. Une tour calorimétrique est un vecteur de cellules dans un rectangle défini par $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0.1, 0.1)$. La granularité des tours est quatre fois supérieure à celle du premier niveau.

La reconstruction des jets au niveau EF utilise les algorithmes de reconstruction offline adaptés pour le déclenchement. L'algorithme prend en entrée une liste d'objets calorimétriques (cellules, tours ou clusters) par ordre décroissant d'énergie transverse. Les deux algorithmes utilisés sont l'algorithme de cône et l'algorithme de

k_T [25]. Après avoir reconstruit les jets, l'algorithme accepte ou rejette l'événement suivant qu'il satisfasse ou non une signature. Plusieurs signatures ont été développées pour enregistrer les événements contenant des jets. Certains, dont les seuils en impulsion transverse sont faibles, portent un facteur d'échelle (permettant de réduire la quantité de données à enregistrer) afin d'optimiser l'utilisation de la bande passante. C'est le cas par exemple de la signature « j70 », c'est à dire un jet ayant une impulsion transverse supérieure à 70 GeV dont le facteur d'échelle est fixé à 15. Les autres signatures sont détaillées dans la référence [23].

Une des grandes différences entre la reconstruction des jets dans le déclenchement et la reconstruction offline est le temps octroyé pour faire fonctionner les algorithmes. Le budget en temps concédé à la reconstruction des jets au niveau EF est fixé à une seconde par événement en moyenne. Des runs techniques simulant le flux de données qu'aura à gérer l'expérience ATLAS ont eu lieu régulièrement au CERN. Ils avaient pour but de vérifier la structure informatique dédiée au déclenchement ainsi que le temps alloué pour chacun des algorithmes. La figure 3.4 montre le temps utilisé par les différentes étapes de la reconstruction des jets dans le déclenchement. Ce temps, donné pour une région d'intérêt, est approximativement égal à 100 ms. Comme on peut le voir sur la figure, 35 ms sont alloués à la préparation des données et environ 65 ms sont utilisées pour tourner les algorithmes de reconstruction par ROI. Chaque événement compte environ quatre à cinq régions d'intérêt, le temps d'utilisation par événement est estimé à approximativement 500 ms, ce qui respecte le budget attribué qui est égal à une seconde.

3.4 Utilisation de l'intégralité du calorimètre

Pour accroître la résolution de reconstruction de jets au niveau EF, nous pouvons essayer d'utiliser le calorimètre entier plutôt que les régions d'intérêt. Le projet a consisté à modifier l'infrastructure du déclenchement pour prendre en compte toutes les cellules du calorimètre. Nous avons également testé le temps nécessaire pour lire toutes les cellules et tourner les algorithmes de reconstruction des jets au niveau EF. Ce projet est le fruit de ma collaboration avec l'université McGill à Montréal et tout particulièrement avec Cibrán Santamarina Ríos.

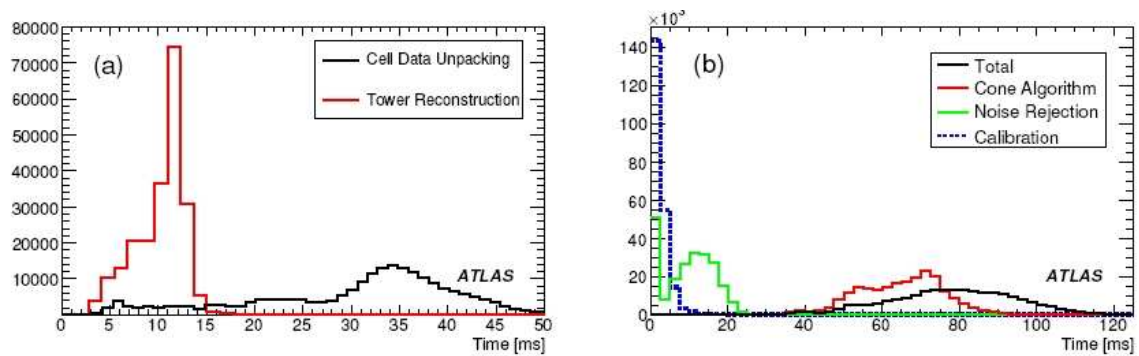


FIG. 3.4 – Temps d'exécution par ROI des différentes étapes de la préparation des données au niveau EF (a) et de la reconstruction des jets au niveau EF (b). (Figure tirée de [24]).

3.4.1 Modification de l'infrastructure du déclenchement

Le déclenchement au niveau EF d'ATLAS est basé sur les régions d'intérêts définies au second niveau du système de déclenchement de l'enregistrement des données. Pour utiliser toutes les cellules du calorimètre, nous devons modifier l'accès aux données du détecteur (data unpacking Fig. 3.2). Nous avons écrit un algorithme nommé « FullCaloCellContMaker » remplaçant l'algorithme « TrigCaloCellMaker ». Contrairement à l'algorithme « TrigCaloCellMaker », l'algorithme FullCaloCellContMaker ne se base pas sur les informations communiquées par le niveau 2 mais accède directement aux informations provenant du calorimètre. La différence fondamentale entre ces deux approches provient du fait que l'algorithme basé sur les régions d'intérêt doit être appliqué pour chacune de ces régions alors que l'utilisation du calorimètre entier ne nécessite qu'une seule lecture des données. Ces modifications ont fait l'objet de nombreuses discussions avec les experts du déclenchement ce qui a permis de corriger des bugs informatiques.

Une fois les données du calorimètres lues, nous devons construire les tours calorimétriques utilisées par les algorithmes de jets. Cette étape est très similaire à ce qui est fait lors de la reconstruction « offline ». Les hypothèses des jets peuvent être testés plus facilement qu'en utilisant des ROI. En effet, après avoir reconstruits les

jets, nous avons accès à tous les jets avec leur énergie, nous pouvons donc appliquer une coupure sur la multiplicité des jets d'un événement.

Le projet a intéressé la communauté s'occupant de la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans le déclenchement. L'énergie manquante n'est pas correctement reconstruite à partir des ROI. Utiliser le calorimètre entier améliore la résolution. Le temps nécessaire à la lecture des cellules du calorimètre peut être partagé par le temps alloué à la reconstruction des jets et à la reconstruction de l'énergie manquante. La reconstruction de l'énergie manquante a besoin des informations des régions d'intérêt de toutes les particules, il est plus simple d'avoir accès directement à l'ensemble du calorimètre.

3.4.2 Reconstruction des jets hadroniques

Une fois l'étape de modification effectuée, nous devons tester les algorithmes sur des données. Pour cela, nous avons utilisé des événements $t\bar{t}$, événements contenant plusieurs jets hadroniques.

Le temps alloué pour tourner les algorithmes de reconstruction de jets et pour tester les signatures seront sensiblement les mêmes, que l'on utilise les ROI ou le calorimètre. La différence vient de la lecture des cellules. Au début du projet, nous avons utilisé les méthodes usuelles pour lire les cellules et cela requiert un temps assez élevé (de l'ordre de 35 ms par ROI comme on peut le voir sur la figure 3.4 a). En discutant avec les experts, nous avons introduit des modifications pour accéder plus rapidement aux données, ce qui a permis d'optimiser les algorithmes de lecture des données et ainsi réduire le temps de lecture à environ 27 ms (Fig 3.5) pour accéder à l'ensemble des cellules du calorimètre. Le temps nécessaire à la lecture de l'ensemble des cellules est maintenant plus faible que le temps de lecture des ROI avant la mise au point des algorithmes.

Une fois les cellules obtenues, nous pouvons tourner des algorithmes de reconstruction des jets. Nous avons utilisé l'algorithme de cône qui est l'algorithme standard

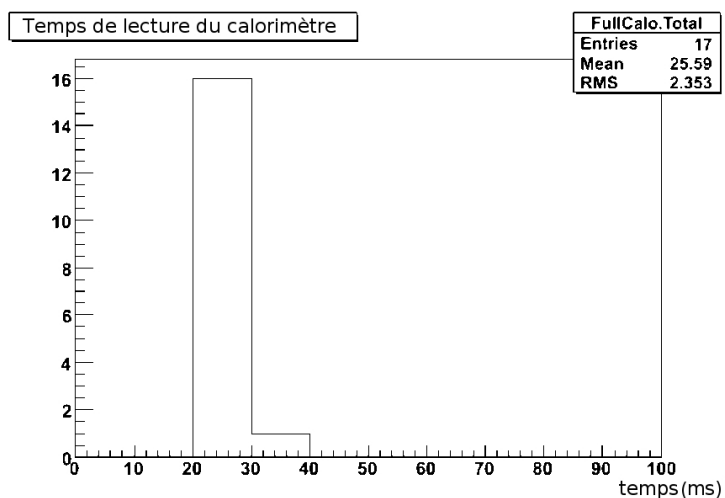


FIG. 3.5 – Temps nécessaire pour accéder à l’ensemble des cellules du calorimètre après une optimisation des algorithmes.

pour le déclenchement. On peut ainsi comparer l’énergie re-construite des jets pour le système de déclenchement avec l’énergie des jets obtenue après la reconstruction.

En comparant l’énergie reconstruite dans le système de déclenchement et celle reconstruite « Offline » (Fig. 3.6), nous voyons que la résolution de reconstruction des jets dans le trigger est très bonne.

3.5 Conclusion

L’étude a montré la faisabilité de l’utilisation du calorimètre entier dans le système de déclenchement de l’enregistrement des données. Le temps nécessaire à la lecture de l’ensemble des cellules du calorimètre est maintenant plus faible que le temps utilisé avec la méthode des ROI. L’étude se poursuit pour étudier différents algorithmes de reconstruction des jets et montrer la différence avec la méthode des ROI.

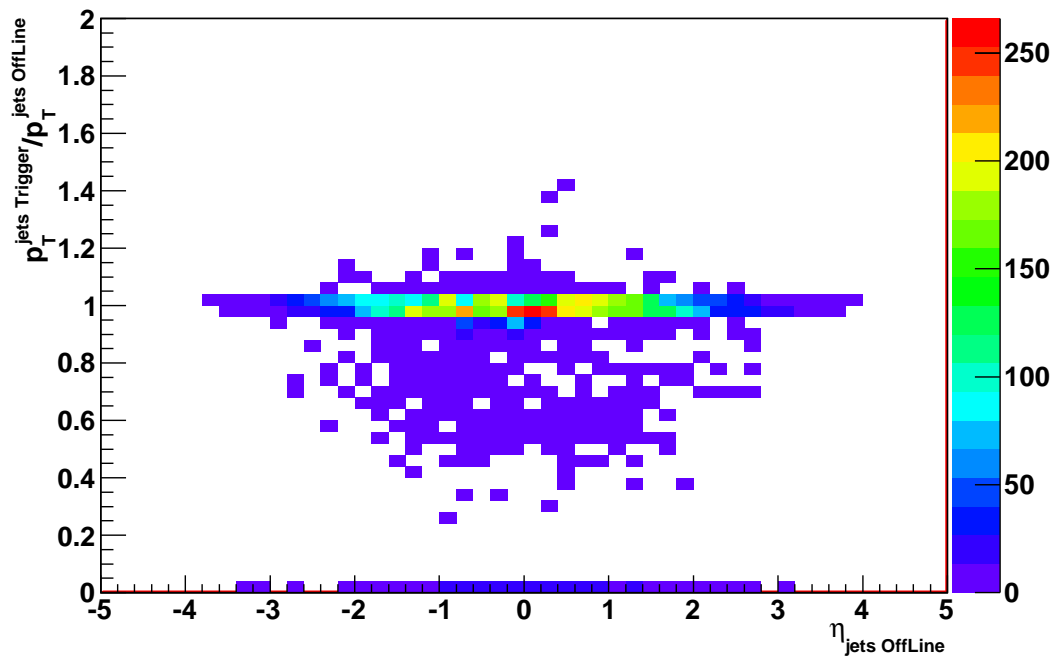


FIG. 3.6 – Rapport entre l'énergie des jets reconstruits en utilisant le calorimètre entier dans le trigger et l'énergie reconstruite offline en fonction de la pseudo-rapacité des jets.

CHAPITRE 4

PHÉNOMÉNOLOGIE DES PROCESSUS WH/ZH, $H \rightarrow \gamma\gamma$

Le collisionneur LHC fournira des collisions durant le premier semestre de l'année 2009. Afin de préparer les analyses des données qui seront enregistrées par l'expérience, nous devons simuler les collisions pp et les canaux de physique qui nous intéressent dans le détecteur ATLAS. Ce chapitre explique les caractéristiques du signal recherché : le boson de Higgs se désintégrant en photons, produit en association avec un boson Z ou W. Les bosons Z et W peuvent se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement. Nous analyserons le cas où le boson de Higgs se désintègre en deux photons. Ces canaux de production ont dû être modélisés, de même pour les bruits de fond produisant la même topologie dans le détecteur.

La désintégration leptonique des bosons W et Z apporte une signature propre dans le détecteur lors de la recherche du boson de Higgs en deux photons, produit en association avec ces bosons mais les rapports d'embranchement des bosons Z et W en leptons sont assez faibles. Au contraire, la désintégration hadronique bénéficie d'un meilleur taux d'embranchement mais les bruits de fond de QCD ont des sections efficaces très importantes. Ces deux possibilités offrent des opportunités intéressantes lors de la recherche du boson de Higgs et de la mesure de ses couplages. Nous incluerons dans le « signal » la production du boson de Higgs associée à une paire de quarks top, sans toutefois chercher à optimiser la sélection de ce processus.

Lors de la désintégration leptonique d'un boson de jauge, l'événement de signal se caractérise donc par la présence de deux photons accompagnés de leptons chargés ou de l'énergie transverse manquante. L'énergie transverse manquante signe la présence de neutrinos. Cependant, des processus différents du signal recherché peuvent produire une topologie identique dans le détecteur. Par exemple, un boson Z produit avec deux photons produit une signature similaire au signal. Ces bruits de fond constituent les bruits de fond irréductibles qu'on ne peut éliminer, même

avec un détecteur idéal. Le détecteur a une certaine probabilité d'identifier incorrectement les particules ou de reconstruire de l'énergie transverse manquante sans présence de neutrinos. Lorsqu'un jet est reconstruit dans une zone de « crack » (par exemple à la jonction de deux parties du calorimètre hadronique), son énergie peut être sous-estimée. La figure 4.1 montre la résolution de reconstruction des jets en fonction de la pseudo-rapacité. On constate que la résolution est détériorée dans les zones de « crack ». Un déséquilibre dans le dépôt d'énergie est alors mesuré et produit artificiellement de l'énergie manquante.

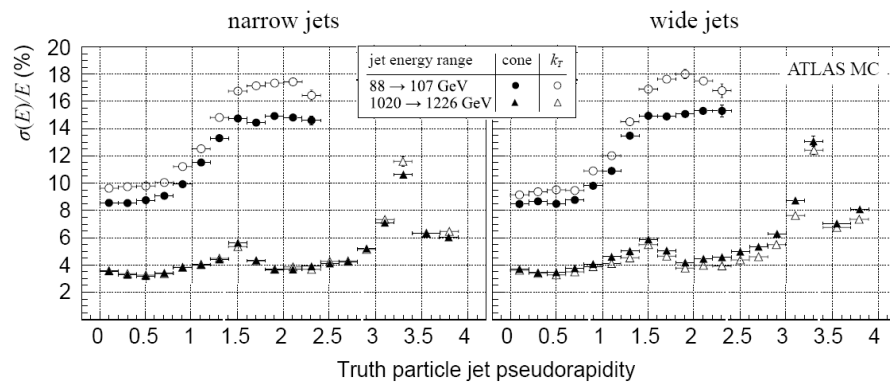


FIG. 4.1 – Résolution de reconstruction des jets hadroniques en fonction de leur pseudo-rapacité (Figure tirée de [23]).

Nous devons estimer la contribution des processus produisant deux photons et des jets mais également la production d'un photon avec des jets ou avec des bosons Z et W. Ces bruits de fond dits réductibles n'existeraient pas avec un détecteur parfait. Nous devons optimiser les algorithmes de reconstruction des particules pour minimiser cet effet.

La désintégration hadronique conduira à des événements contenant deux photons et deux jets. Les principaux bruits de fond de QCD et QED sont constitués de photons et jets.

4.1 Signaux et bruits de fond

Nous avons choisi de séparer les événements suivant leur topologie : dans un premier temps, les événements contenant deux photons, un lepton isolé et de l'énergie transverse manquante. Cette catégorie sélectionne majoritairement les événements $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$. La seconde analyse se focalisera sur les événements contenant deux photons et de l'énergie transverse manquante. Cette analyse a pour but la recherche des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$. Enfin, la dernière analyse se concentrera sur les désintégrations hadroniques des bosons Z et W , ces événements contiennent deux photons et deux jets hadroniques. Nous avons choisi d'adapter l'analyse suivant la topologie car avec des coupures distinctes, nous avons une meilleure signifiante statistique en combinant les analyses. Les analyses distinctes permettent de séparer les contributions des événements WH , ZH et $t\bar{t}H$ pour la mesure des couplages du boson de Higgs.

Pour réduire les sections efficaces des bruits de fond dans un espace de phase où aucun événement de signal n'est produit, nous ajoutons des coupures au niveau des générateurs. Dans l'ensemble des processus de signal et de bruit de fond, nous ne produirons des événements que dans une gamme de masse invariante des deux photons comprise entre 90 et 150 GeV. Nous recherchons un boson de Higgs entre 110 et 140 GeV (la masse invariante des photons est équivalente à la masse du boson de Higgs dans les événements de signal). Les bruits de fond n'ayant pas deux photons au niveau du générateur ne subissent pas cette restriction.

4.1.1 Les signaux

Le signal $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ (Fig. 4.2) est caractérisé par la présence de deux photons énergétiques, d'un lepton (électron ou muon) isolé ainsi que de l'énergie manquante (signant la présence du neutrino). Rechercher cette topologie permet de révéler ce signal. Lorsque le lepton n'est pas reconstruit (s'il est produit par exemple dans une région non-instrumentée) ou si son impulsion est faible, les événements WH pourront avoir une topologie similaire au processus $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ et seront sélectionnés par l'analyse recherchant deux photons et de l'énergie transverse manquante.

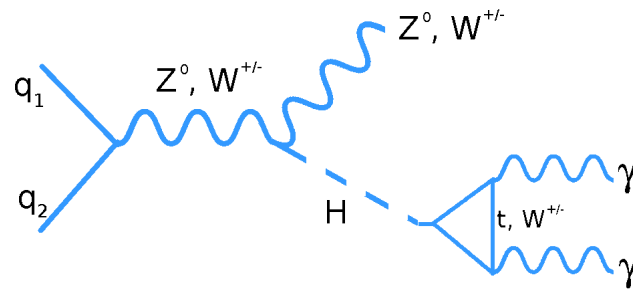


FIG. 4.2 – Diagramme de Feynman des signaux WH et ZH.

Le signal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ (Fig. 4.2) se compose de deux photons énergétiques ainsi que de l'énergie transverse manquante produite par les neutrinos. Le rapport d'embranchement de la désintégration du boson Z en neutrinos est trois fois plus important que la désintégration en leptons chargés.

Nous pouvons avoir la contribution du signal $ZH \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$ (Fig. 4.2) dans les deux analyses, en particulier lorsque le boson Z se désintègre en leptons τ . Le lepton τ , en se désintégrant, peut produire un électron ou un muon accompagné de neutrinos. Ce processus a une très faible section efficace.

La production associée d'un boson de Higgs avec une paire de quark top peut produire des leptons isolés ou de l'énergie manquante. La production inclusive du boson de Higgs peut également être accompagnée d'un faux lepton ou de l'énergie manquante provenant d'un jet mal reconstruit.

Les désintégrations hadroniques des bosons faibles dans les signaux ZH et WH conduiront à la production de deux photons énergétiques accompagnés de deux jets hadroniques dont la masse invariante est égale à la masse des bosons Z et W respectivement. L'analyse appelée « analyse hadronique », se focalisera sur cette topologie.

Les sections efficaces de ces signaux données table 4.1 sont très faibles, une grande

statistique est nécessaire pour étudier ces processus. Les sections efficaces sont estimées au premier ordre. En considérant des ordres supérieurs (NLO), la section efficace des signaux serait augmentée d'environ 20 % (Fig. 4.3). Nous n'avons pas pris en compte ces facteurs car nous n'avons pas estimé les sections efficaces des bruits de fond à ces ordres.

La simulation complète du détecteur ATLAS des événements générés prend un

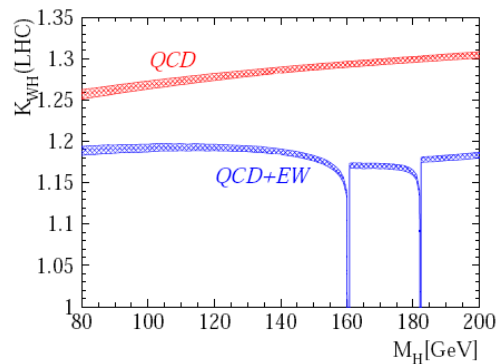


FIG. 4.3 – Facteur K de la production WH en considérant les corrections QCD à l'ordre NNLO et les corrections électro-faible à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ [10].

temps de calcul assez important : pour optimiser la production d'événements, on impose des coupures sur les particules produites. Nous avons ajouté une coupure en impulsion transverse supérieure à 20 GeV pour les photons et leptons, les autres événements ont une probabilité très faible d'être sélectionnés par le système de déclenchement de l'enregistrement des données (trigger). Le calorimètre électromagnétique permettant de reconstruire les photons jusqu'à une pseudo-rapidité de 2.5, nous imposons que les photons générés soient produits avec une pseudo-rapidité inférieure à 2.7. L'étude du boson de Higgs en deux photons est sensible pour une masse allant de 110 à 140 GeV : nous imposons un filtre en masse invariante dans l'intervalle : $90 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV. Les sections efficaces, à l'ordre LO, données dans le tableau 4.1 prennent en compte les filtres.

Ces coupures diminuent la section efficace des bruits de fond dans un domaine

d'espace de phase qui n'est pas utile pour notre analyse.

Processus	Générateur	Section efficace (en fb)	Facteur multiplicatif	Nombre d'événements (simulation complète)
$ZH \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	PYTHIA	0.207	1	17500
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	PYTHIA	0.284	1	17500
$W^\pm H \rightarrow \ell\nu_\ell\gamma\gamma$	PYTHIA	0.844	1	15700
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	PYTHIA	1.34	1	13000
$H \rightarrow \gamma\gamma$	PYTHIA	48.59	1	41900
$Z\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	2.443	1	13250
$Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	MADGRAPH	4.865	1	12000
$W^+\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\nu_\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	3.334	1	28200
$W^-\gamma\gamma \rightarrow \ell^-\bar{\nu}_\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	3.092	1	31500
$t\bar{t} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	1.97	7.5	4900
$b\bar{b} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	24.41	1	5000
$c\bar{c} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	257	1	5000
$(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$	PYTHIA	558	1	22100
$W^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\nu_e\gamma$	PYTHIA	2610.	2	218350
$\gamma\gamma + 0$ parton	ALPGEN	4870	1.68×1.40	425000
$\gamma\gamma + 1$ parton	ALPGEN	3660	1.68×1.40	353750
$\gamma\gamma + 2$ partons	ALPGEN	2660	1.68×1.40	275050

TAB. 4.1 – Sections efficaces au premier ordre des processus utilisés dans l'analyse avec $m_H = 120 \text{ GeV}.c^{-2}$. Les sections efficaces incluent les rapports d'embranchement lorsqu'ils sont précisés dans le processus et également un filtre sur les impulsions des particules au niveau du générateur. La désintégration X signifie que toutes les désintégrations sont autorisées. Dans les désintégrations leptoniques, ℓ signifie électron, muon ou lepton τ .

4.1.2 Les bruits de fond

En plus des événements de production associée d'un higgs avec un boson W ou Z lorsque ces bosons se désintègrent leptoniquement, d'autres processus peuvent produire la même topologie. Etant donné la faible section efficace du signal, les bruits de fond doivent être très bien compris. Deux types de bruits sont considérés : les bruits de fond irréductibles reproduisant réellement la topologie des signaux et les bruits de fond réductibles dont la contribution provient d'une mauvaise identifi-

cation d'une particule ou dont l'impulsion transverse manquante a été surestimée. Un détecteur parfait éliminerait la contribution des bruits de fond réductibles. Le tableau 4.1 donne la liste des bruits de fond principaux et leurs sections efficaces.

4.1.2.1 Les bruits de fond irréductibles

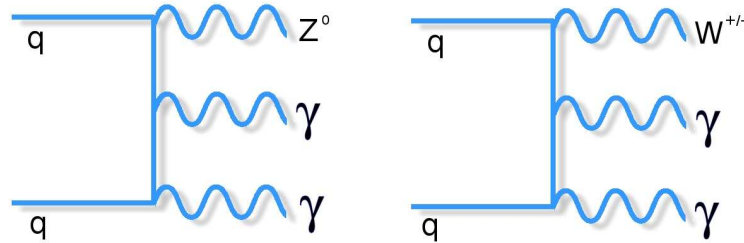


FIG. 4.4 – Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles $Z\gamma\gamma$ et $W^{\pm}\gamma\gamma$.

$W\gamma\gamma$ et $Z\gamma\gamma$

Parmi les bruits de fond irréductibles (produisant réellement des leptons ou de l'énergie manquante), nous retrouvons la production d'un boson Z et W avec deux photons dont les diagrammes de Feynman représentatifs sont donnés dans la figure 4.4. Le boson Z peut se désintégrer en neutrinos ou bien en leptons chargés (électrons, muons ou leptons τ).

$t\bar{t}\gamma\gamma$

Une paire de quarks top produite avec deux photons peut contribuer aux analyses de production associée car, en se désintégrant, le quark top produit un boson W qui, à son tour, peut produire un lepton chargé isolé accompagné d'un neutrino. Les événements $t\bar{t}\gamma\gamma$ ont été générés avec le générateur MADGRAPH [26] : nous avons imposé d'avoir au moins deux photons émis avec les quarks top. Le diagramme de type I (Fig. 4.5) a donc été produit mais il manque les diagrammes de type II et III (Fig. 4.5) lorsqu'un des deux photons provient du produit des désintégrations des quarks top. Etant donné la très grande section efficace du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ (~ 833 pb), il est impossible d'avoir une statistique suffisante en simulation complète du détecteur. Pour estimer la contribution des diagrammes de type II et III, nous avons

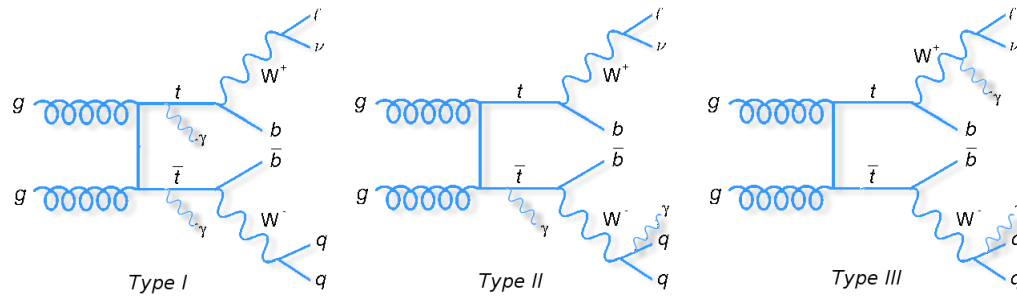


FIG. 4.5 – Diagrammes de Feynman de production de photons dans les événements $t\bar{t}$.

utilisé le générateur PYTHIA et nous avons produit un grand nombre d'événements $t\bar{t}$. Parmi ces événements, nous recherchons les événements pour lesquels deux photons ont été produits par le rayonnement à l'état initial et final dont la masse invariante est comprise entre 110 et 150 GeV. Nous trouvons que la contribution des diagrammes de types II et III représente $\sim 85\%$ de la contribution totale, nous allons donc augmenter la section efficace du bruit de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$ par un facteur 7,5. Cette étude, faite au niveau générateur, ne tient pas compte des efficacités de reconstruction des photons. La contribution provenant du type III sera moindre car les photons et leptons produits dans ce cas sont moins énergétiques et seront reconstruits assez proches les uns des autres (les photons ne seront pas isolés). Prendre un facteur 7.5 est donc probablement pessimiste, et on peut s'attendre à ce que la contribution réelle soit plus faible. L'expérience CMS trouve un facteur similaire [27]. Le générateur MadGraph peut simuler le bruit de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$ mais l'état final complexe demande un temps de calcul très important.

$b\bar{b}\gamma\gamma$ et $c\bar{c}\gamma\gamma$

Nous pouvons également avoir une contribution des quarks b ou c (Fig. 4.6) qui, lors de leurs désintégrations, peuvent également produire des leptons ($b \rightarrow W^*c \rightarrow \ell\nu c$). La section efficace de production de quarks b ou c est énorme mais la contribution de ces bruits de fond peut être réduite en imposant des coupures sur l'isolation des leptons. En effet, lors de la désintégration leptonique des quarks b et c, les leptons sont produits dans la même direction qu'un jet hadronique, donnant lieu

à une topologie différente du signal recherché. En traçant la distribution de l'écart Δ_R entre la direction du lepton et la direction du jet hadronique (Fig. 4.7), nous voyons qu'une coupure d'isolation $\Delta_R > 0.4$ élimine complètement la contribution de ces bruits de fond.

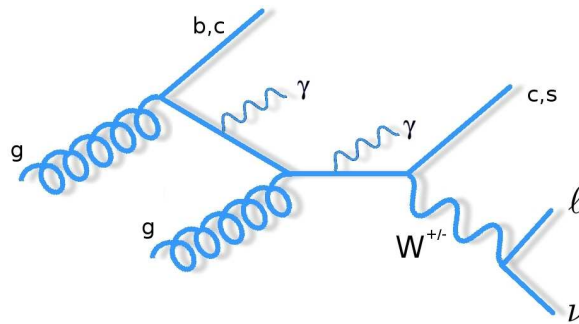


FIG. 4.6 – Diagramme de Feynman des bruits de fond irréductibles $b\bar{b}\gamma\gamma$ et $c\bar{c}\gamma\gamma$.

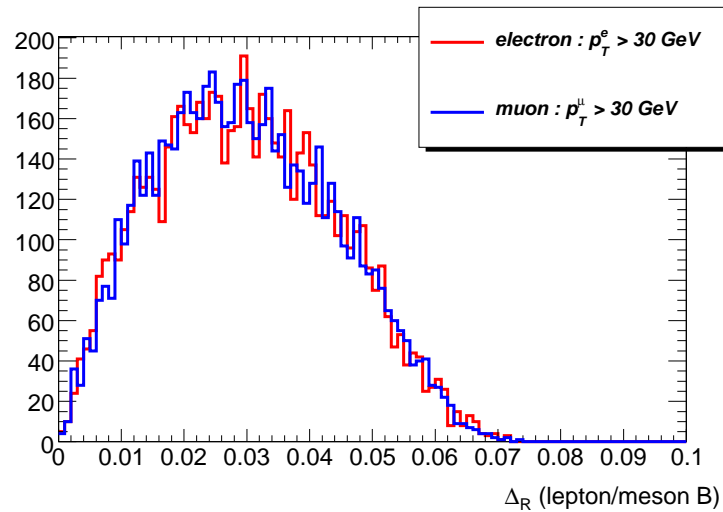


FIG. 4.7 – Distribution en écart Δ_R entre la direction du lepton et la direction du méson B pour les événements $b\bar{b}\gamma\gamma$. Une coupure d'isolation $\Delta_R > 0.4$ élimine cette contribution.

4.1.2.2 Les bruits de fond réductibles

$$(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma \text{ et } W\gamma \rightarrow e\nu_e\gamma$$

Nous pouvons avoir la contribution des bruits de fond $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $W\gamma \rightarrow e\nu_e\gamma$ (Fig. 4.8) lorsqu'un électron est reconstruit comme un photon. Un électron peut être reconnu comme un photon car ces deux particules produisent un signal semblable dans le calorimètre à la différence près de la présence d'une trace reconstruite dans le détecteur interne pour l'électron. Il est plus difficile de distinguer un photon converti d'un électron car le photon converti est associé à des traces. Un photon supplémentaire peut également être produit lorsqu'un jet additionnel est mal identifié ou lorsqu'un photon est produit par le rayonnement à l'état initial ou final. Dans le dernier cas, il y a un double comptage entre ces événements et les événements produits au niveau de l'arbre $Z\gamma\gamma$ et $W\gamma\gamma$ comptabilisés dans les bruits de fond irréductibles. Ce double comptage intervient lorsque le second photon est produit par les quarks incidents.

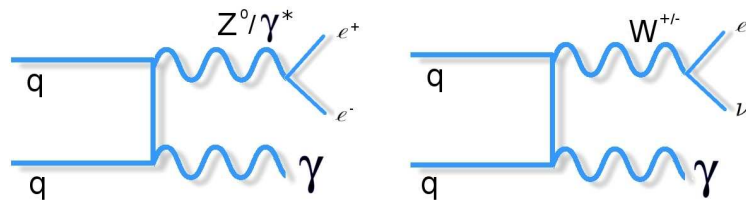


FIG. 4.8 – Diagrammes de Feynman des bruits de fond irréductibles $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $W^\pm\gamma \rightarrow e\nu_e\gamma$.

$$(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$$

Le bruit de fond $q\bar{q} \rightarrow (Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$ a une section efficace très importante. Un photon peut provenir du rayonnement des quarks incidents et un des deux électrons du boson Z peut être reconstruit comme un photon. Les événements pour lesquels les deux photons proviennent du rayonnement des quarks est comptabilisé dans le bruit de fond irréductible $Z\gamma\gamma$. Le bruit de fond $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ prend en compte le diagramme où l'un des deux photons est produit par le rayonnement à l'état initial. Les deux diagrammes $Z\gamma\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ ne prennent pas en compte les

événements où les électrons du boson Z produisent un photon et lorsqu'un des deux électrons est reconstruit comme un photon. Puisque nous recherchons deux photons dont la masse invariante est plus grande que la masse du boson Z , les événements potentiellement gênant correspondent à la production off-shell du boson Z dont la masse est supérieure à la masse du boson de Higgs (Fig. 4.9).

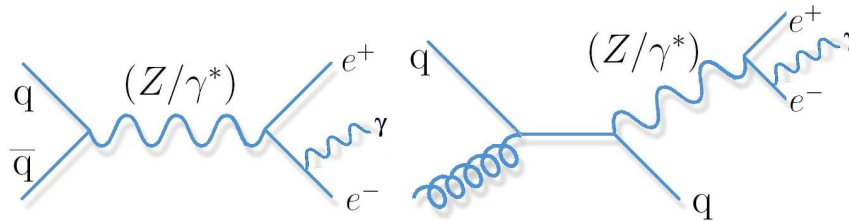


FIG. 4.9 – Diagrammes de Feynman du bruit de fond irréductible $(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$.

$\gamma\gamma + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$

Des partons très énergétiques peuvent produire de l'énergie manquante : ces bruits de fond de QCD sont constitués de deux photons accompagnés de jets mais également d'un photon accompagné de plusieurs jets. Dans le dernier cas, le second photon peut provenir du rayonnement à l'état initial ou final ou provenir d'une mauvaise identification d'un jet. Les sections efficaces de ces bruits de fond sont très importantes (Tab. 4.1), et il n'est pas envisageable de produire en simulation complète suffisamment d'événements pour l'étude. Nous allons utiliser une approximation pour prendre en compte la contribution de la production d'un photon isolé. En se basant sur l'analyse inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$, nous avons $(\sigma(\gamma + jets) + \sigma(\gamma\gamma + jets))/(\sigma(\gamma + jets)) \sim 1.68$ [28]. Nous multiplierons la section efficace des bruits de fond diphoton + jets par le facteur 1.68. Il est difficile de vérifier la validité de cette hypothèse car nous ne connaissons pas l'impact des coupures de l'analyse sur la distribution en énergie manquante. Pour justifier cette hypothèse, nous pouvons tracer la distribution en énergie manquante des différents bruits de fond pour savoir comment ce rapport évolue avec E_T^{miss} . Nous voyons (Fig. 4.10) que les distributions en E_T^{miss} ne sont pas tout à fait identiques pour les différents bruits de fond, mais nous ignorons l'effet que pourraient avoir les autres sélections de l'analyse. En

effet, comme on peut le voir sur la figure 4.10, la production de jets conduit à une production d'énergie transverse manquante plus importante car la résolution de reconstruction des photons est bien meilleure que la résolution de reconstruction des jets. L'impulsion des jets hadroniques est plus souvent mal estimée donnant lieu à davantage d'impulsion transverse manquante. Comme nous le verrons, ce bruit de fond $\gamma\gamma$ n'est pas le bruit de fond principal de l'analyse. Conserver le même rapport que l'analyse inclusive semble donc raisonnable.

Les événements utilisés ont été produits en simulation complète avec GEANT 4. Les sections efficaces (Tab. 4.1) ont été estimées au premier ordre avec les générateurs utilisés.

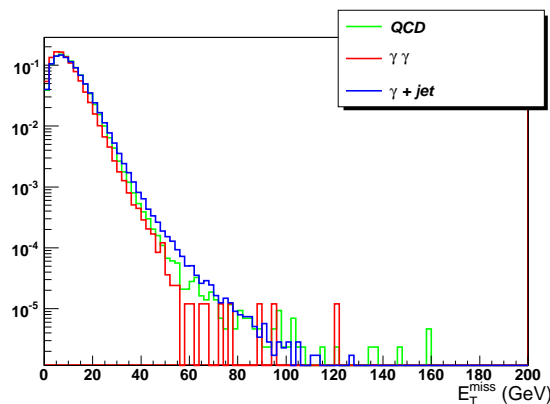


FIG. 4.10 – Distributions en énergie manquante produite par les bruits de fond réductibles. Les distributions sont normalisées à l'unité pour faciliter leur comparaison.

Les générateurs « Monte Carlo » utilisés ne tiennent pas compte des diagrammes avec boucles. Pourtant, le bruit de fond $\gamma\gamma$ peut être produit par le processus $gg \rightarrow \gamma\gamma$, par l'intermédiaire d'une boucle de quarks (diagramme en boîte, Fig. 4.11). La section efficace des bruits de fond produisant deux photons est augmentée par un facteur 1.4 pour tenir compte de ce diagramme [28]. Ces mêmes diagrammes interviennent lors de la production des bruits de fond $(Z/\gamma^*)\gamma$ et $Z\gamma\gamma$ mais la contribution du diagramme faisant intervenir les gluons est beaucoup moins

importante [29]. Cela vient du fait que le boson Z est massif et peut avoir une composante de spin longitudinale apportant des contraintes sur la conservation du spin.

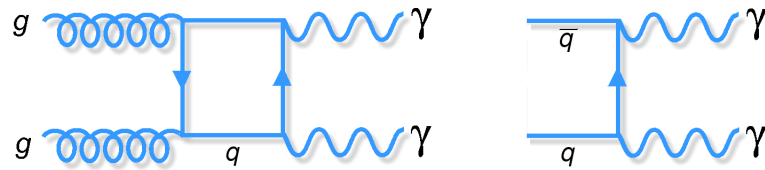


FIG. 4.11 – Diagrammes de Feynman de production de deux photons au LHC.

Pour tenir compte de la désintégration muonique du boson W dans le bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, nous multiplierons la section efficace donnée dans le tableau 4.1 par un facteur 2 (le rapport d'embranchement du boson W en électron est égal au rapport d'embranchement du boson W en muon). Nous n'avons pas simulé la désintégration muonique car cela requiert une grande quantité de données à simuler. Tous les facteurs multiplicatifs cités précédemment ne sont pas pris en compte dans les sections efficaces présentée dans le tableau 4.1 mais sont précisés dans la colonne « Facteur multiplicatif » et seront pris en compte dans tous les graphiques.

Des générateurs de processus physiques sont utilisés pour simuler les phénomènes recherchés. Les événements utilisés dans cette étude ont été produits par différents générateurs. Ces générateurs produisent des événements en tenant compte des diagrammes de Feynman au premier ordre dit Leading Order (LO).

4.2 Les générateurs d'événements

4.2.1 Le programme PYTHIA

PYTHIA [30] est un programme général générant des événements en physique à haute énergie. Ce programme permet d'étudier des collisions entre des particules subatomiques telles que l'électron e^- , le positon e^+ , le proton p et l'antiproton \bar{p} menant à une variété de processus à l'état final. Le programme est basé sur des théories et des modèles pertinents à grand nombre d'aspects physiques incluant la

distribution des partons (quarks et gluons constituant les hadrons), le rayonnement à l'état initial et final des partons, les interactions multiples, la fragmentation et les désintégrations des particules.

La section efficace d'un processus $ij \rightarrow X$ (i et j étant des partons) est donnée par l'expression suivante [30] :

$$\sigma_{ij \rightarrow X} = \int dx_1 \int dx_2 f_i^1(x_1, Q^2) f_j^2(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow X} \quad (4.1)$$

$\hat{\sigma}$ est la section efficace des processus partoniques à l'énergie du centre de masse $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, définie par l'élément de matrice de chaque processus spécifique. Pour les processus avec plusieurs particules à l'état final, $\hat{\sigma}$ serait remplacé par une intégrale sur l'espace de phase autorisé. Les fonctions $f_i^a(x)$ sont les fonctions PDF (parton distribution function), lesquelles décrivent la probabilité de trouver un parton i dans le proton emportant une fraction x de l'impulsion totale. Les fonctions PDF dépendent de l'échelle d'impulsion Q^2 , échelle de factorisation, qui caractérise le processus.

Pour mieux modéliser la transition entre l'interaction primaire (processus perturbatif) et l'hadronisation (processus non-perturbatif), les partons produits sont virtuels au départ. Une corde de couleur joignant les partons peut se briser, donnant lieu à l'émission de gluons. Les partons évoluent en se divisant en paires de partons ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$), ce qui mène à une gerbe de partons (parton shower) dans la direction du parton énergétique initial. Ces fonctions dites de « splitting », divergent pour des émissions de partons mous ou colinéaires. L'évolution est basée sur la théorie QCD, calculée à l'ordre logarithmique dominant (LLA, Leading Log Approximation) de l'impulsion dans le rayonnement des partons, ce qui donne une bonne représentation de la distribution des partons mous et colinéaires. L'hadronisation se fait en joignant les partons à l'état final pour former des pions et autres hadrons. Pythia procède aussi à la désintégration des résonances produites.

Nous avons fixé l'énergie des protons à 7 TeV puisque c'est l'énergie qu'il sera

possible d'atteindre dans le LHC. Lors de la simulation de la collision, on choisit de manière arbitraire les quarks qui vont interagir et on pondère la probabilité qu'un tel événement se produise au moyen de fonctions « PDF » (parton distribution function). On accepte cet événement proportionnellement à cette probabilité. Les processus de production du boson de Higgs (fusion de gluons, fusion de bosons vecteurs et production associée) ont été produits avec PYTHIA . La désintégration du boson de Higgs en photons est également effectuée par le générateur PYTHIA .

Pour l'ensemble des processus étudiés, nous avons désactivé le rayonnement à l'état final et initial de QED de Pythia. Nous avons utilisé pour cela PHOTOS [31]. PHOTOS permet une meilleure description des rayonnements de QED que Pythia et est utilisé usuellement dans le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$.

4.2.2 Le générateur MADGRAPH

MADGRAPH [26] est un générateur d'événements pour des processus du MS (et autres) calculés au niveau de l'arbre (diagrammes de Feynman sans boucle au premier ordre) permettant de produire des états finals complexes avec un grand nombre de particules. Nous donnons les particules initiales et finales du processus et le programme construit tous les diagrammes de Feynman au premier ordre avec les particules intermédiaires. Il estime ensuite les sections efficaces en calculant l'élément de matrice incluant les interférences entre les différents diagrammes. L'étape suivante consiste à produire un ensemble d'événements pondérés par un poids proportionnel à la probabilité associée à ces événements. La dernière étape crée des événements de probabilités égales à partir des événements pondérés.

Le programme MADGRAPH produit un fichier d'événements suivant un format défini par « Les Houches Accords » [32]. Le fichier d'événements comprend l'information des particules initiales et finales sous forme de quadri-vecteurs avec le flot de couleurs pour les quarks et gluons.

MADGRAPH n'inclut pas les radiations à l'état initial et final et doit être interfacé à PYTHIA . PYTHIA procède alors à l'émission de particules initiales et finales puis

à l'hadronisation. J'ai participé au développement de l'interface avec PYTHIA , ce travail est détaillé dans l'annexe I.

Nous avons utilisé le générateur MADGRAPH pour la production des bruits de fond $Z\gamma\gamma$ et $W\gamma\gamma$, ces processus n'étant pas présents parmi les processus du programme PYTHIA .

4.2.3 Le générateur ALPGEN

ALPGEN [33] est un générateur de processus dédié à l'étude de production de plusieurs partons dans les collisionneurs hadroniques. Le code calcule au premier ordre des interactions QED et QCD, l'élément de matrice servant à estimer la section efficace. Le générateur se trouve particulièrement efficace dans la production de bruits de fond pour le LHC associant des jets avec des bosons Z,W ainsi que des photons. Nous avons utilisé le processus $nW + mZ + j\gamma + lH + Njets$ respectant les conditions $n + m + j + l + N < 8$ et $N < 3$. Tout comme le générateur MADGRAPH , ALPGEN doit être interfacé à PYTHIA pour inclure les radiations à l'état initial et final ainsi que l'hadronisation. Les bruits de fond auraient pu être produits par PYTHIA mais ALPGEN inclut une méthode d'assortiment dit « matching » entre les jets produits par l'élément de matrice et les jets produits par le rayonnement à l'état initial et final et la gerbe partonique. Lorsque l'impulsion transverse du jet produit est élevée (de l'ordre de la dizaine de GeV), ce jet est mieux décrit par l'élément de matrice. Pour éviter un double comptage de ces événements, nous devons retirer les jets de haute impulsion produits par le rayonnement. Les méthodes de « matching » (voir annexe I) permettent de s'affranchir de ce problème.

ALPGEN a été très utile pour produire des bruits de fond $j\gamma + Njets$ ($j=1,2$ et $N=0,1,2,3$).

4.3 Production des événements

Les générateurs utilisés, hormis PYTHIA , nécessitent deux étapes. Dans la première, nous produisons un fichier d'événements reflétant l'élément de matrice. Cette première étape est faite en utilisant des ordinateurs locaux. Ce fichier d'év-

nements est ensuite donné à PYTHIA pour inclure les radiations initiales et finales et procéder à l'hadronisation. Cette deuxième étape a été lancée sur la grille de calcul, ce qui a permis d'assurer à l'ensemble de la collaboration l'uniformité des conditions de production.

4.3.1 Simulation du détecteur ATLAS

La simulation du détecteur ATLAS consiste à produire des données similaires à celles que l'on aura lorsque le détecteur fonctionnera. Dans un premier temps, on produit des événements suivant des modèles théoriques à l'aide des générateurs. C'est dans cette étape de la production appelée EVGEN que toute la physique fondamentale du modèle est prise en compte. Cette collision est supposée se passer dans le vide absolu, c'est à dire sans interaction avec d'autres matériaux du détecteur.

La seconde étape, dite de *Simulation* [34], consiste à faire interagir les particules produites avec la matière du détecteur. L'étape de *Simulation* effectuée avec le logiciel GEANT 4 [35] gère les désintégrations des particules produites ainsi que leur dépôt d'énergie dans la matière constituant le détecteur. GEANT 4 est inclus dans le framework Athena pour ATLAS (voir paragraphe 2.5).

La description géométrique du détecteur ATLAS est découplée du framework de simulation. Un ensemble de classes (GeoModel) fournit toute la description nécessaire des volumes et matériaux utilisés. La description GeoModel est automatiquement convertie en géométrie GEANT 4 au moment de l'exécution. La description est ainsi indépendante de GEANT 4 et la même description peut être utilisée pour la simulation et la reconstruction.

Le développement d'une analyse sur des données réelles nécessite une simulation aussi proche que possible de la réalité : il est important de connaître la géométrie exacte du détecteur comparée à la conception initiale. En plus de ces différences, nous devons prendre en compte les désalignements dépendant du temps. Ces désalignements comparables à ce qui est attendu sont inclus dans un fichier d'entrée fourni par les procédures d'alignements du détecteur. Ces conditions sont

stockées dans une base de données appelée « Condition Data Base ». Avec cette approche, l'utilisateur spécifie un paramètre et GeoModel configure automatiquement la géométrie correspondante.

Lors de l'exécution de la simulation, la plupart du temps CPU est utilisé pour la simulation des gerbes électromagnétiques dans les calorimètres à argon liquide. Une paramétrisation de la gerbe permettrait de réduire sensiblement le temps d'exécution, en remplaçant la simulation complète de la gerbe par une paramétrisation de la forme de la gerbe. Cela peut s'avérer particulièrement utile dans de nombreuses études physiques où le détail de la simulation du calorimètre n'est pas crucial. L'utilisation de la paramétrisation impose certaines conditions : seules les gerbes des électrons et des positrons sont paramétrisées, les photons subissent une simulation complète de GEANT 4 jusqu'à ce qu'ils produisent un électron ou un positron. La gerbe doit également être contenue à 95 % (longitudinalement et transversalement) dans le calorimètre sans quoi elle doit être simulée complètement.

Les simulations des événements utilisés dans l'étude du boson de Higgs ont été produites dans le cadre des notes CSC (Computing & Software Challenge). Le but initial était de tester la manipulation de grandes quantités de données sur la grille de calcul. Nous en avons profité pour développer des analyses avec la dernière version de la géométrie du détecteur. Ces événements ont été produits avec une version modifiée de la géométrie afin de tester les analyses avec une géométrie différente de celle attendue. De la matière inactive a été ajoutée dans le détecteur interne et dans le calorimètre électromagnétique. Nous avons augmenté de 10 % la longueur de radiation se trouvant devant le tonneau central. La densité des matériaux à la jonction entre le tonneau et les bouchons a été augmentée de 70 % (ce qui semble assez extrême mais la description de cette région et le réalisme des matériaux morts est encore sous étude). La géométrie du détecteur inclut également un désalignement donnant une configuration pessimiste du détecteur. Ces désalignements sont corrigés au niveau de la reconstruction tout comme nous le ferions avec les données expérimentales. Une étude validée avec une telle géométrie pourra être utilisée avec les données du détecteur.

La *Digitalisation* reproduit la réponse de l'électronique du détecteur par rapport à l'énergie déposée par les particules, calculée précédemment. À la sortie de cette étape, les données sont semblables à celles que produira le détecteur. À partir de là, les étapes de *Reconstruction* et d'analyse réelle peuvent avoir lieu. Le travail de reconstruction est, à partir des données issues de la *Digitalisation*, de définir la nature des particules, de reconstruire les traces des particules et de déduire les quadri-vecteurs de ces dernières au point d'interaction.

Les événements simulés produisent un « container Truth », qui permet de comparer la reconstruction avec ce qui s'est réellement passé. Ce « container » sera, bien entendu, absent pour de vraies données.

4.3.2 Reconstruction des événements

Les fichiers contenant les données brutes du détecteur ne sont pas directement analysables par l'ensemble des physiciens : une étape intermédiaire produit des fichiers ESD et AOD, plus petits, qui seront utilisés pour l'analyse. Contrairement aux fichiers bruts, les fichiers ESD et AOD contiennent des objets physiques identifiés à partir de l'ensemble des données du détecteur. Ces objets sont identifiés suivant des critères communs à l'ensemble de la collaboration permettant une comparaison plus aisée des analyses se focalisant sur les objets reconstruits.

Je vais me concentrer sur les fichiers AOD car ce sont ces fichiers que j'ai utilisés pour mon analyse. Le fichier AOD contient différents « containers » pour chacune des particules : muon, électron, photon, leptons τ , jets hadronique, jets bottom, mais nous avons également un « container » pour les traces du détecteur interne, pour les « vertex », pour l'énergie transverse manquante et pour l'information au niveau générateur (avant la simulation du détecteur). Nous avons plusieurs « containers » de jets car plusieurs algorithmes de reconstruction des jets sont utilisés dans ATLAS : l'utilisateur peut choisir pour une étude particulière l'algorithme le plus performant. Une particule respectant les caractéristiques de plusieurs « containers » se retrouvera dupliquée dans chacun des « containers » : c'est le cas des

photons qui se retrouvent presque systématiquement dans le « container » de jets.

Nous avons dans le fichier AOD un « container » pour les photons et un « container » pour les électrons. Dans ces « containers », nous retrouvons les objets reconstruits à partir du calorimètre électromagnétique et l'objet est reconnu comme un électron ou un photon lorsqu'une trace dans le détecteur interne lui est associée ou non respectivement. Les photons convertis associés à une ou deux traces seront mis dans le « container » d'électrons.

Nous avons deux algorithmes de reconstruction des muons à disposition : un pour les muons très énergétiques et l'autre pour les muons de basse impulsion transverse. Le « container » `StacoMuonCollection` contient les muons du spectromètre trouvés par l'algorithme `MuonBoy` [36] combinés avec les traces du détecteur interne. `MUTAG` est utilisé pour les muons de basse impulsion mais ils ne seront pas utilisés dans notre étude.

Dans le fichier AOD, nous avons deux algorithmes de reconstruction des jets avec deux paramètres [23], ce qui donne quatre « containers » de jets : l'algorithme de cône avec un rayon 0.4 et 0.7 (le rayon est calculé dans l'espace η/ϕ) et l'algorithme k_T avec un paramètre de 0.4 et 0.6. L'algorithme de cône construit des cônes de cellules calorimétriques stables, c'est à dire que l'axe du cône est aligné avec le moment total des cellules calorimétriques contenues dans le cône. L'algorithme k_T regroupe successivement les cellules calorimétriques deux à deux pour produire des proto-jets. L'itération s'arrête lorsque la distance k_T la plus petite entre deux protojets d_{ij} dépasse une certaine mesure. Dans le cas k_T standard, la distance est définie par la relation $d_{ij} = \Delta R_{ij}^2 \min(P_{Ti}^2, P_{Tj}^2)$.

L'énergie transverse manquante est calculée à partir de plusieurs sources : cellules calorimétriques, clusters topologiques, les muons, l'énergie déposée par les jets dans le cryostat et les régions de matériaux morts. Nous avons utilisé la calibration dite « refined » : l'énergie transverse manquante est calculée à partir des objets physiques, remontant aux clusters topologiques ayant servi à construire ces

objets et remontant à nouveau aux cellules ayant servi aux clusters topologiques. La variable MET_RefFinal est obtenue par la somme de toutes les cellules de tous les objets reconstruits incluant les muons ainsi que les corrections du cryostat.

La reconstruction des photons convertis nécessite les traces du détecteur interne. Cette information est accessible dans le « container » de traces. La sélection du système de déclenchement de l'enregistrement des données est enregistrée dans un « container » spécifique. Nous connaissons ainsi l'efficacité du trigger à sélectionner les événements de l'analyse.

Pour la présente étude, nous avons produit en tout 1,5 millions d'événements en simulation complète du détecteur avec la version 12 d'Athena, cela représente environ 250 000 CPU.heures. Le nombre de CPU.heures ne tient pas compte des différentes itérations nécessaires pour la corrections de bugs dans le programme de simulation et de reconstruction et ne tient pas compte du temps nécessaire à l'analyse de ces fichiers AOD. Une grande partie de ces données ont été produites sur la grille de calcul mais, pour augmenter la statistique nécessaire à l'étude, j'ai utilisé des ressources locales telles que le Centre de calcul de Lyon [37], le Tier3 de Grenoble [38], le centre de calcul de Sherbrooke [39] ainsi qu'un cluster à l'Université McGill [40].

CHAPITRE 5

ANALYSE DES ÉVÉNEMENTS ZH ET WH, $H \rightarrow \gamma\gamma$

Ce chapitre décrit les différentes étapes de l'analyse nécessaires pour reconstruire le boson de Higgs et sélectionner les événements de production associée. Pour cela, nous avons développé un programme d'analyse décrit en section 5.1. L'analyse consiste à sélectionner les événements contenant deux photons provenant de la désintégration du boson de Higgs et les particules (lepton et hadron) issues de la désintégration des bosons Z et W.

Les coupures de l'analyse ont été optimisées pour une masse du boson de Higgs égale à 120 GeV mais nous montrerons également les résultats pour d'autres masses. L'ensemble de coupures est minimal, car le nombre d'événements du signal est faible. Trois topologies différentes sont envisagées : les événements contenant deux photons, un lepton isolé et de l'énergie manquante, puis les événements contenant deux photons et de l'énergie manquante et enfin les événements contenant deux photons et deux jets hadroniques.

Une fois les analyses effectuées, nous combinerons les résultats pour avoir une meilleure signifiante statistique et je montrerai comment les couplages du boson de Higgs pourraient être mesurés au LHC.

5.1 Outils d'analyse

Dans un premier temps, nous avons utilisé EventView [41], un programme de la collaboration ATLAS. Ce programme lit les fichiers AOD et produit un fichier lisible par ROOT contenant des variables utiles à notre analyse. Ce software se base sur des outils communs à toute l'expérience, ce qui évite à chacun des groupes de physique de répéter des tâches déjà effectuées. L'avantage de EventView est qu'il évite la superposition des particules des différents containers. En effet, un photon, par exemple, peut être contenu dans le container de photon et dans le container de jet. Pour éviter tout double comptage des particules, EventView ôte les particules

des containers une fois identifiées. Le groupe de recherche $H \rightarrow \gamma\gamma$ a développé un outil « HiggsToGamGamView », auquel j'ai participé pour l'analyse spécifique de ce signal. Finalement, malgré les avantages, le groupe a décidé de ne pas utiliser ce programme pour l'analyse car il s'est avéré très difficile de suivre les étapes effectuées par les parties communes à tous les groupes de physique. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser un autre programme, entièrement développé par le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$ a développé un outil commun (HiggsAnalysisUtils [42]) pour analyser les fichiers AOD. Nous avons construit un « package » dans Athena produisant un fichier lisible par le logiciel ROOT [43] contenant l'ensemble des variables nécessaires à l'analyse inclusive, l'analyse VBF et l'analyse de production associée. Ce package rassemble des outils d'identification et de sélection des photons, des outils pour l'optimisation des paires de photons, un outil pour comparer l'information reconstruite avec l'information au niveau du générateur, des outils de sélection des événements pour les différentes analyses, ainsi qu'un outil qui crée le ntuple final (fichier lisible avec le logiciel ROOT) regroupant toutes les variables nécessaires à l'analyse et servant à tracer les graphiques. J'ai participé au développement de ce package (où j'ai intégré l'analyse spécifique de production associée). D'autres membres du groupe ont développé les algorithmes de reconstruction des photons. La description qui suit donne un aperçu des fonctionnalités du programme, car j'ai utilisé ces outils pour reconstruire les photons provenant de mes signaux.

Nous avons à disposition deux outils d'identification des photons à partir des clusters électromagnétiques développés par le groupe HiggsGammaGamma [44] : un outil « PhotonIdentificationTool » basé sur des coupures et un outil appelé « PhotonLogLikelihood » basé sur une méthode de vraisemblance. Nous pouvons appliquer des critères d'isolation lors de l'identification des photons à l'aide de l'outil « TrackIsolationTool ».

Pour séparer les photons des jets dans le détecteur, nous définissons des variables discriminantes basées sur l'information du calorimètre et du détecteur interne de

traces. Les coupures sur ces variables sont développées pour obtenir une très grande efficacité de sélection des photons en présence d'événements provenant de l'empilement (pile-up). Le calorimètre est utilisé pour sélectionner les événements contenant une gerbe électromagnétique très énergétique. La grande granularité du premier compartiment du calorimètre réduit fortement la contribution des pions π^0 . Dans le calorimètre électromagnétique, les photons ont tendance à être des objets avec un étalement étroit dans le plan transverse, tandis que les jets ont un profil plus large. La taille transverse des gerbes est utilisée pour discriminer les jets des photons.

Un algorithme très détaillé sert à identifier les photons [45]. Ici, on en donne les grandes lignes. Les quantités suivantes sont utilisées lors de l'identification des photons :

- La fuite hadronique (hadronic leakage) est définie comme le rapport entre l'énergie transverse des cellules dans la première couche de calorimètre hadronique et l'énergie transverse du cluster.
- Les gerbes électromagnétiques déposent la plupart de leur énergie dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique. La taille de la gerbe est mesurée dans cette région.
- Les coupures sur les variables dans le calorimètre hadronique et la seconde couche du calorimètre électromagnétique réduits les jets contenant des pions très énergétiques. Les jets contenant des pions π^0 seuls sont maintenant la principale contribution des jets perçus comme des photons. La première couche du calorimètre EM avec sa grande granularité permet une identification photon/ π^0 . La largeur de la gerbe est exploitée jusqu'à une pseudo-rapacité de 2.35 où la granularité est suffisamment importante.

Le détecteur interne améliore les résultats en utilisant un algorithme d'isolation des traces. Après les coupures du calorimètre, la contamination des hadrons chargés est réduite. Il reste cependant une contribution des mésons π^0 . Nous pouvons utiliser l'isolation des traces pour réduire cette contribution. Nous utilisons la somme des traces ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV dans un

rayon inférieur à 0.3 de l'objet que nous voulons identifier. Pour ne pas prendre en compte les traces provenant de la conversion du photon, nous appliquons des sélections supplémentaires pour les traces à l'intérieur d'un cône d'un rayon de 0.1 : le paramètre d'impact doit être inférieur à cent microns, l'impulsion de la trace ne doit pas excéder 15 GeV (réduisant la contribution des conversions asymétriques), et la trace ne doit pas faire partie du vertex de conversion, elle doit avoir déposé un signal dans la couche la plus interne du détecteur à pixels. Après ces sélections, nous appliquons une coupure à 4 GeV sur la variable d'isolation. Malgré ces coupures sévères, l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 90 % pour des photons ayant une impulsion transverse supérieure à 50 GeV (Fig. 5.1).

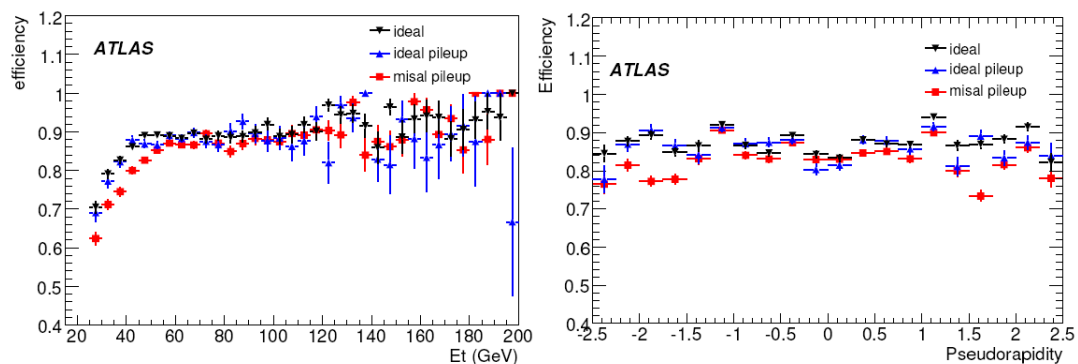


FIG. 5.1 – Efficacité des photons en fonction de l'impulsion transverse à gauche et de la pseudo-rapidité à droite pour la méthode de coupures. Les photons proviennent d'un échantillon du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [45].

Nous pouvons également utiliser une méthode de vraisemblance dont l'efficacité de reconstruction des photons est très proche de l'analyse avec coupure (Fig. 5.2). Cette méthode est basée sur les variables suivantes :

- la fuite dans le détecteur hadronique : $E_T^{Had1} / E_T^{Cluster}$
- la taille latérale de la gerbe utilisant la fraction d'énergie dans la seconde couche du calorimètre EM
- la différence entre l'énergie associée au second maximum (on classe les strips (première couche du calorimètre) par énergie et on prend le second) et la différence entre le premier maximal et le second

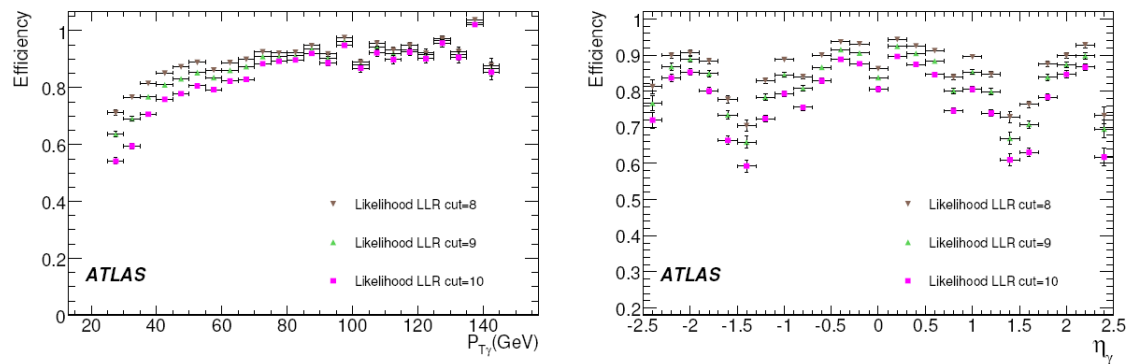


FIG. 5.2 – Efficacité des photons en fonction de l’impulsion transverse à gauche et de la pseudo-rapidité à droite pour la méthode de vraisemblance [45]. Les photons proviennent d’un échantillon du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [45].

- la longueur totale de la gerbe
- la fraction d’énergie déposée en dehors des trois couches centrales
- la variable d’isolation des traces.

Les variables de forme de la gerbe dépendent de la pseudo-rapidité, l’ajustement étant obtenu pour différentes régions dans le détecteur.

Enfin, l’outil « ConversionFlagTool » permet de retrouver les photons convertis. Les photons convertis se trouvent dans le « container » d’électrons. L’outil fait une boucle sur les éléments du « container » et vérifie si les traces associées à un électron font partie d’une conversion reconstruite (conversion à deux traces du « container » « VxCandidate »). Si tel est le cas, l’électron sera compté comme un photon converti associé à deux traces. Dans le cas contraire (une seule trace reconstruite), nous regardons si la trace est associée à un signal dans la première couche du détecteur à pixel (B-layer). S’il n’y a pas de signal, l’électron est considéré comme « single track conversion ».

Le package contient des outils optimisant les paires de photons sélectionnés. L’outil « PrimaryVertexFinder » permet de calculer la position z du vertex avec une très

bonne résolution (quelques dizaines de microns). En absence de pile-up, on prend directement le vertex calculé par le détecteur interne. En présence de pile-up, le détecteur interne peut fournir plusieurs vertex. Pour ce faire, nous construisons un rapport de vraisemblance et nous choisissons le vertex au maximum de « likelihood ». Ce rapport de vraisemblance utilise deux informations : l'impulsion transverse de chaque vertex de l'événement et la distance entre la position en z de chaque vertex et la position calculée par le « pointing » [42].

L'outil « HggFitter » optimise la direction des photons en présumant que les photons soient produits d'un vertex commun. Il est important de bien reconstruire les coordonnées du vertex, car la résolution de la masse m_H en est très sensible : $m_{\gamma\gamma}^2 \sim 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \theta)$. L'outil corrige la direction des deux photons. La direction et le point de production de chaque photon sont estimés à partir d'un ajustement linéaire dans un plan (r, z) passant par les barycentres des clusters des trois couches du calorimètre à argon liquide. Pour les photons convertis dont les deux traces sont reconstruites, les coordonnées de la conversion sont ajoutées comme un point supplémentaire à l'ajustement. Dans le cas d'un photon converti associé à une seule trace, la position en z de la trace est utilisée comme un point supplémentaire. Lorsque le vertex primaire est connu, sa position est utilisée dans l'ajustement. Sinon, nous utilisons un vertex à $z=0$ avec une incertitude de 56 mm. Cet outil peut être utilisé en combinaison avec l'outil de recherche du vertex primaire : en premier lieu, HggFitter est appelé et la valeur en z et son incertitude sont utilisées comme entrées à l'outil PrimaryVertexFinder, lequel recherche le vertex primaire le plus vraisemblable. Ce vertex est redonné à HggFitter lequel recherche la meilleure estimation de la direction.

« PhotonCorrectionTool » est une classe utilisée pour appliquer des corrections aux photons provenant de la désintégration du boson de Higgs. Nous pouvons ainsi corriger l'angle ou l'énergie des photons qu'ils soient convertis ou non. Les corrections sont calculées à partir des deux outils présentés précédemment et « PhotonCorrectionTool » renvoie les quadri-vecteurs des deux photons corrigés.

L'outil « HggTruthTool » fournit une correspondance entre les particules produites au niveau générateur et les quadri-vecteurs reconstruits. Nous avons accès à la résolution du détecteur ainsi qu'à la pureté de sélection des événements du signal et l'efficacité de réjection du bruit de fond. Nous pouvons également ajuster les critères de sélection des particules pour que l'information reconstruite soit la plus proche des particules générées.

Nous avons créé un sélecteur pour l'analyse inclusive recherchant deux photons énergétiques, deux sélecteurs pour les signaux de production de fusion de bosons avec la recherche de deux photons accompagnés d'un ou deux jets dans les régions avant du détecteur. Enfin, trois sélecteurs ont été développés pour les besoins de l'analyse de production associée : le premier recherchant des événements contenant deux photons et un lepton, un second pour une topologie constituée de deux photons associés à de l'énergie transverse manquante et le dernier pour la recherche de la désintégration hadronique des bosons Z et W. Ces trois derniers sélecteurs sont basés sur l'analyse décrite dans les prochains paragraphes.

Enfin, l'outil « HggUserDataTool » remplit un ntuple avec des variables pertinentes aux analyses : il comprend l'information fournie par chacun des sélecteurs, l'information des photons avant et après les différentes corrections, l'information de sélection du déclenchement de l'enregistrement des données et l'information au niveau du générateur.

Les fichiers AOD ont été produits par la grille de calcul. Pour éviter de télécharger de grandes quantités de données localement, il est préférable de lancer l'analyse sur la grille dans des conditions similaires à l'analyse qui aura lieu sur les données réelles dans quelques mois. Pour cela, deux outils sont à notre disposition : Ganga et Panda [46]. J'ai utilisé le second outil et j'ai participé au lancement de l'analyse pour le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les ntuples de sortie sont accessibles avec l'utilisation d'un certificat grille et des outils de transfert de données appelés « dq2 tools ». On peut ainsi télécharger localement ces ntuples d'une taille raisonnable pour tracer les graphiques.

5.2 Reconstruction des photons provenant de la désintégration du boson de Higgs

La première étape de l'analyse consiste en la recherche des photons issus de la désintégration du boson de Higgs. Cette partie est inspirée de l'analyse inclusive de recherche du boson de Higgs en deux photons et se base sur les outils décrits dans le paragraphe précédent.

Le container de photons du fichier AOD contient une liste d'objets reconstruits susceptibles d'être des photons : ils correspondent à un dépôt d'énergie dans le calorimètre électro-magnétique, sans trace dans le détecteur interne. Les photons convertis (dépôt dans le calorimètre EM associé à une ou deux traces dans le détecteur interne) se trouvent dans le container d'électrons. Nous récupérons ces deux types d'objets dans chaque événement et nous utilisons l'outil « PhotonIdentificationTool » pour confirmer ou non l'identité de ces photons. Nous recherchons des photons passant les critères d'isolation et passant les critères d'identification.

Parmi cette liste, nous supposons que les deux photons de plus haute impulsion transverse proviennent de la désintégration du boson de Higgs. L'angle azimuthal de chacun des photons est déterminé par le barycentre des clusters (ensemble de cellules) dans la seconde couche du calorimètre EM. En utilisant la structure multicouches du calorimètre, la direction du photon peut-être obtenue à partir d'une ligne droite passant par les barycentres des clusters pour chacune des couches. Les intersections des deux lignes avec la ligne du faisceau donnent deux mesures indépendantes de la position du vertex de désintégration du Higgs, lesquelles sont combinées pour obtenir la valeur de la position du vertex par l'outil « PrimaryVertexFinder ».

Après la reconstruction du vertex de désintégration du boson de Higgs, nous utilisons les outils décrits dans le paragraphe précédent pour corriger les quadri-vecteurs des photons : la position du vertex primaire est utilisée pour corriger la direction de la trajectoire des photons améliorant ainsi la résolution en masse invariante des

photons.

La différence cinématique des photons entre la production associée et la production inclusive vient principalement du boost de boson de Higgs : dans l'analyse inclusive, le boson de Higgs a une impulsion transverse moins élevée car il est produit directement à partir des partons constituant les protons, son impulsion est donc dirigée le long de l'axe du faisceau. Dans le cas de la production associée, le boson de Higgs est produit avec un autre boson (Z ou W), l'impulsion transverse du Higgs est donc opposée à l'impulsion transverse du boson supplémentaire. La reconstruction des événements impose que les bosons doivent être centraux (produits avec une faible pseudo-rapidité) pour que leurs produits de désintégration puissent être détectés. Nous devons sélectionner les événements pour lesquels les bosons sont boostés dans le plan transverse, les photons de désintégration ont donc tendance à être plus énergétiques.

Nous avons appliqué tous les critères de sélection des photons optimisés pour la recherche du boson de Higgs. Les efficacités de reconstruction sont tracées en fonction de l'impulsion et de la pseudo-rapidité des photons (Fig. 5.3 et Fig. 5.4). Les efficacités ont été calculées par le rapport entre le nombre d'événements reconstruits et le nombre d'événements produits : les événements reconstruits n'ayant qu'un seul photon n'ont pas été considérés. Dans la figure 5.2, l'efficacité correspond à la reconstruction d'un photon alors que les figures 5.3 et 5.4 donnent les efficacités de reconstruire deux photons. On sait cependant que la réjection des bruits de fond de QCD est excellente [28] : nous rejetons les quarks reconstruits comme un photon avec un facteur égal à ~ 2760 et les gluons reconstruits comme un photon avec un facteur égal à ~ 27500 . L'efficacité est d'autant meilleure que l'impulsion transverse est élevée (Fig. 5.3) mais cette efficacité est très basse dans les zones de « crack » définies par $1.37 < |\eta| < 1.52$ (Fig. 5.4).

Le canal de désintégration du boson de Higgs bénéficie d'une bonne résolution en impulsion pour la reconstruction des photons, comme le montrent les figures 5.5 et 5.7, où elle est calculée à partir de la distribution suivante, où $p_T^\gamma(Gen)$ est

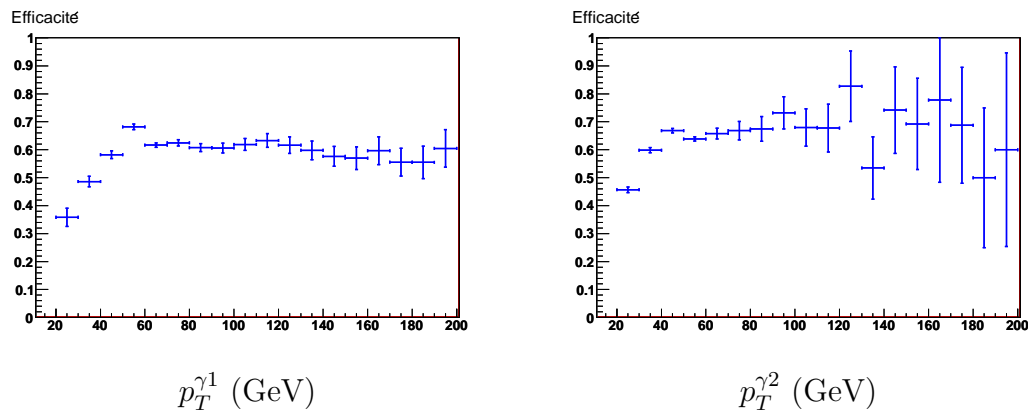


FIG. 5.3 – Efficacité de reconstruction des photons en fonction de l'impulsion transverse du photon généré.

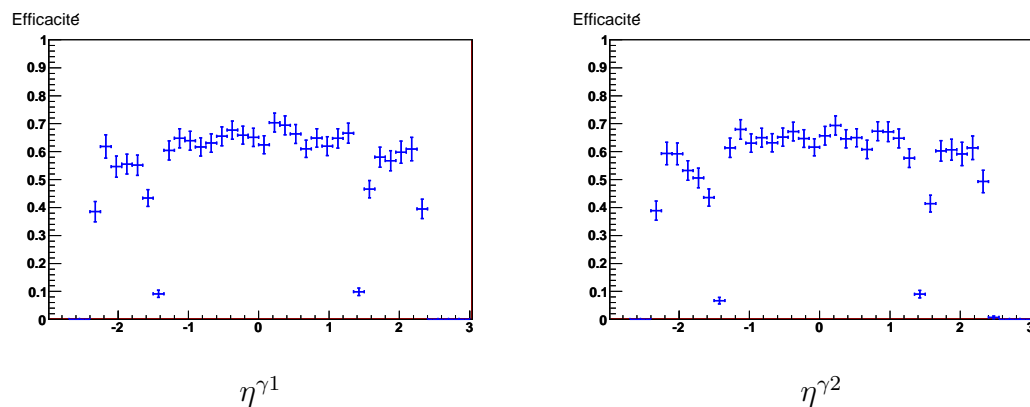


FIG. 5.4 – Efficacité de reconstruction des deux photons en fonction de la pseudo-rapidité du photon généré.

l'impulsion transverse du photon au niveau du générateur, et $p_T^\gamma(Rec)$ l'impulsion transverse reconstruite :

$$\text{résolution} = \frac{p_T^\gamma(Gen) - p_T^\gamma(Rec)}{p_T^\gamma(Gen)} \quad (5.1)$$

Cette résolution est calculée pour différents intervalles en p_T ou η en ajustant la distribution en résolution (Fig. 5.8) par une Gaussienne dont la valeur de la largeur nous donne la résolution. Les barres d'erreur correspondent à une incertitude statistique. La résolution semble moins bonne pour le second photon sur

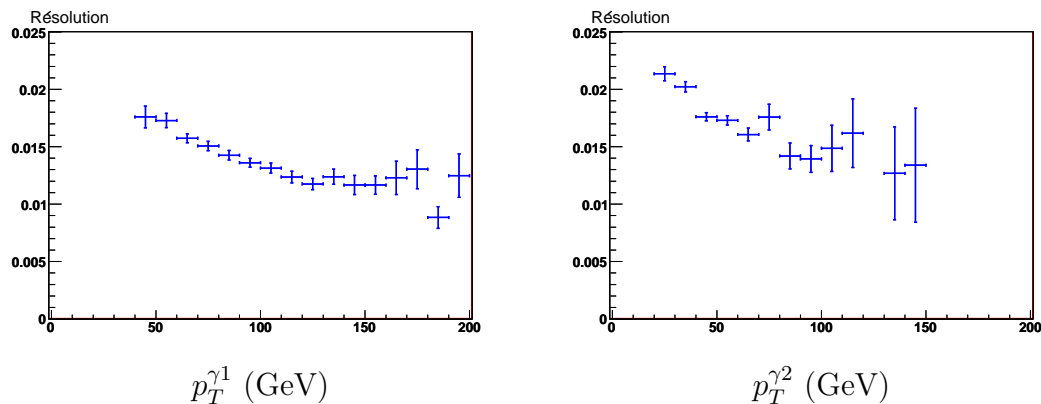


FIG. 5.5 – Résolution de l’impulsion transverse des photons reconstruits par rapport à l’impulsion au niveau du générateur en fonction de l’impulsion transverse des photons, à gauche pour le premier photon et à droite pour le second photon par ordre décroissant d’impulsion transverse.

la figure 5.7; cela vient du fait que le second photon a une impulsion plus faible que le premier photon. Comme le montre la figure 5.5, la résolution est d’autant meilleure que l’impulsion du photon est élevée. Il est important d’avoir la meilleure résolution sur la reconstruction des photons sans quoi nous ne pourrions pas voir les événements de signaux au dessus du bruit de fond.

Une coupure sur l’impulsion transverse du premier photon supérieure à 60 GeV/c (Fig. 5.9 page 92) et une coupure sur l’impulsion transverse du second photon supérieure à 30 GeV/c permet de réduire la contribution du bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ d’un facteur 5 (Tab. 5.1 page 103) tout en sélectionnant la majorité des événements des signaux (estimation utilisant les événements $W\gamma \rightarrow e\nu$ et $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ pour lesquels deux photons sont reconstruits). Dans ces graphiques, les zones hachurées en rouge, correspondent à l’espace de phase éliminé par l’analyse. Nous garderons cette convention pour l’ensemble des graphiques montrant les coupures utilisées.

L’énergie d’une particule peut être sous-estimée lorsque celle-ci est reconstruite à la jonction de deux sous-détecteurs (Fig. 5.6). Nous allons retirer de l’analyse les photons se trouvant dans la zone de « crack » définie par une pseudo-rapidité comprise entre 1.37 et 1.52 (Fig. 5.10). Il semblerait qu’une coupure sur la pseudo-

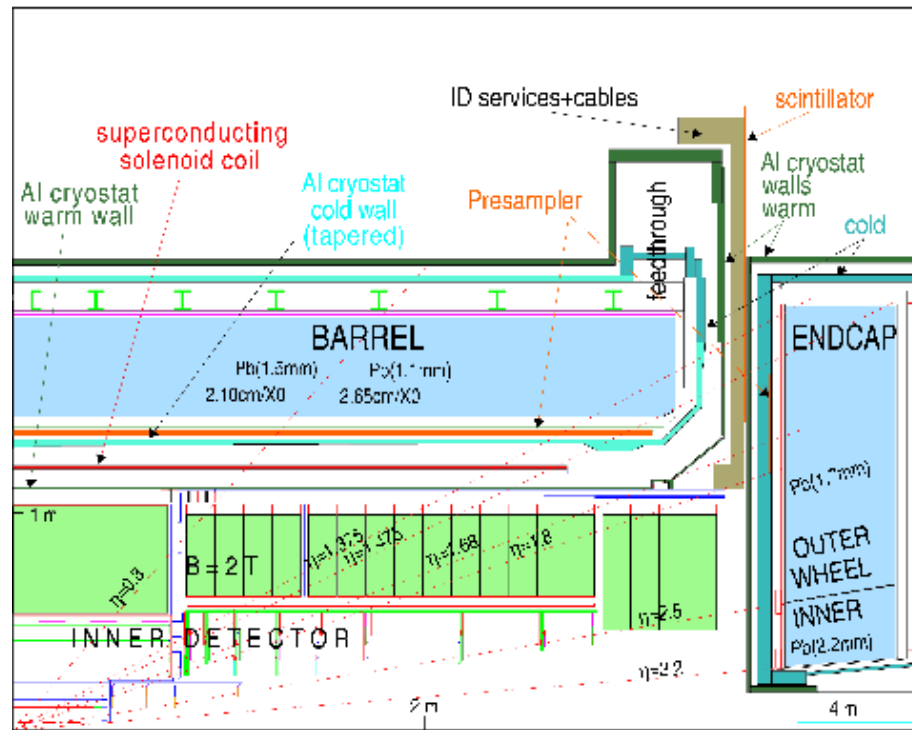


FIG. 5.6 – Schéma du détecteur montrant la jonction des sous-détecteurs en fonction de la pseudo-rapacité.

rapidité supérieure à 1.37 réduirait la contribution du bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, mais l'excès d'événements que nous trouvons sur la figure 5.10 pour de grandes pseudo-rapidités est déjà supprimé par la coupure sur l'impulsion transverse des photons (Fig. 5.9 page 92). Dans l'ensemble des analyses étudiées, nous garderons ces critères pour les photons.

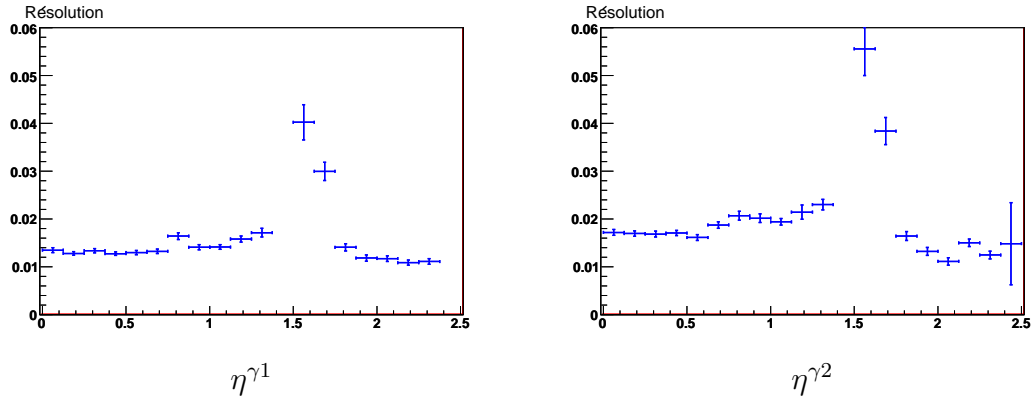


FIG. 5.7 – Résolution de l'impulsion transverse des photons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de la pseudo-rapidité des photons, à gauche pour le premier photon et à droite pour le second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse.

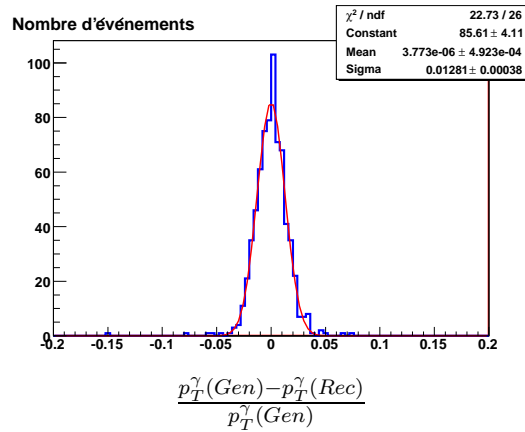


FIG. 5.8 – Résolution de l'impulsion transverse des photons reconstruits dans une gamme de pseudo-rapidité : $0.125 < |\eta| < 0.250$.

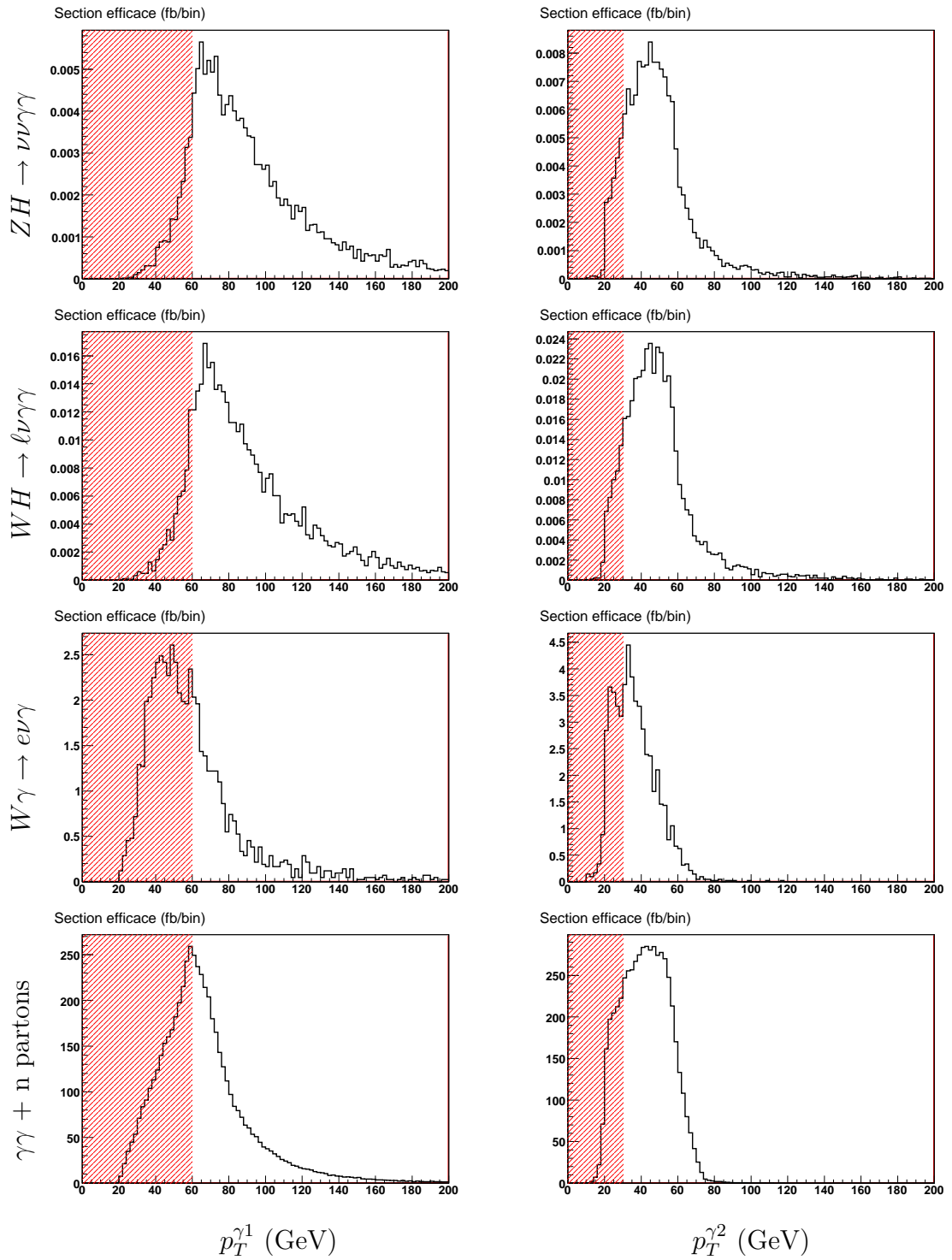


FIG. 5.9 – Distributions en impulsion transverse du premier photon reconstruit à gauche et du second photon reconstruit à droite par ordre décroissant d'impulsion transverse pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Seule une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV.

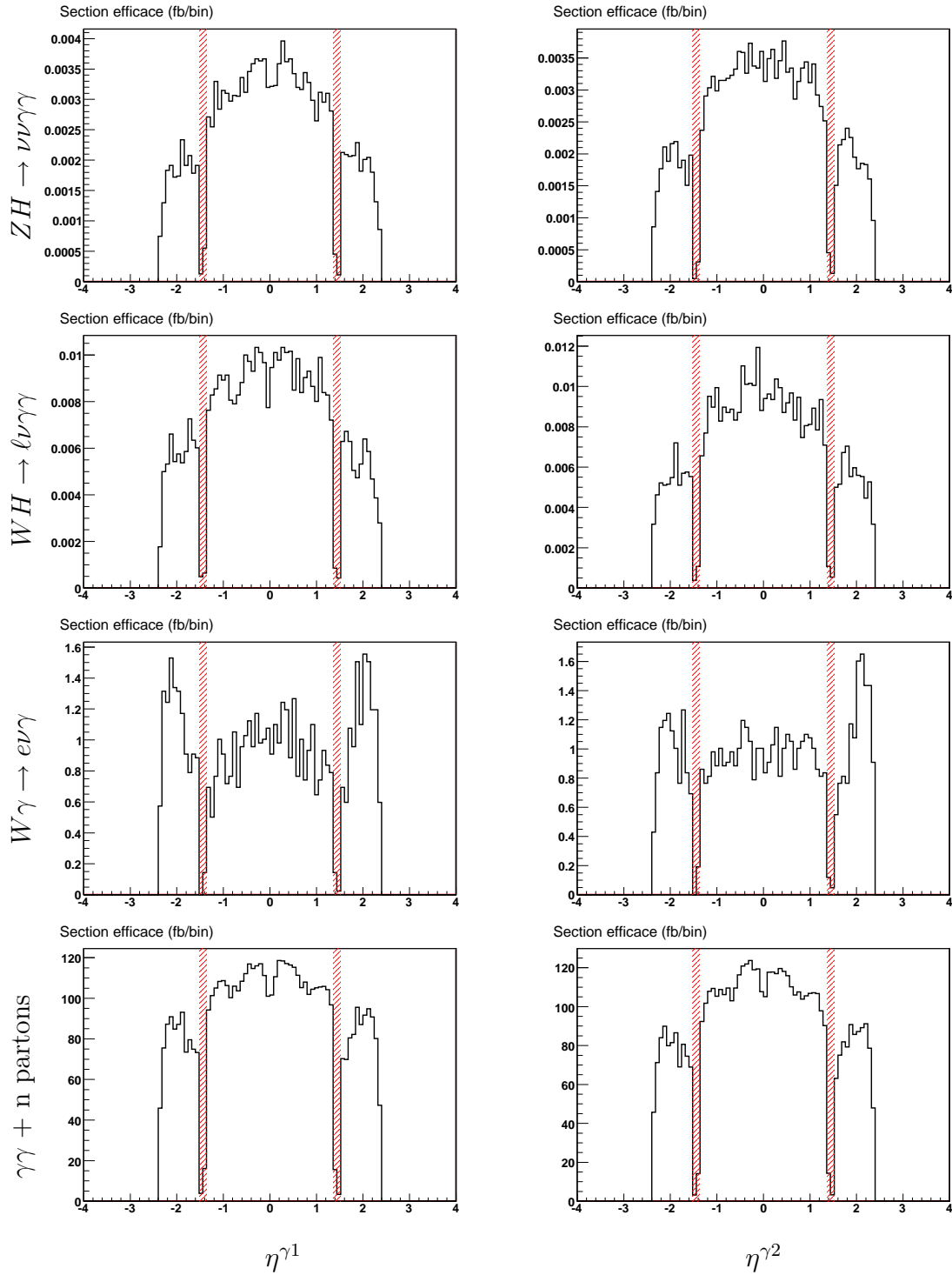


FIG. 5.10 – Distributions en pseudo-rapidité du premier photon reconstruit à gauche et du second photon reconstruit à droite par ordre décroissant d'impulsion transverse pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Seule une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV.

5.3 Identification des leptons

Les électrons doivent satisfaire des coupures dites « fortes » (ou « tight »), optimisées pour réduire la contribution des bruits de fond de QCD : $isEM = 0xFFFF$. La variable $isEM$ est un nombre en binaire permettant de savoir quelles sont les coupures satisfaites par les électrons. Les critères sont les suivants : le premier bit sélectionne les électrons dans une fenêtre de pseudo-rapacité comprise entre 0 et 2.47. Les bits 1 à 3 tiennent compte de la fuite hadronique en fonction de la position en pseudo-rapacité. Les bits 4 à 7 reposent sur le dépôt d'énergie dans la seconde couche du calorimètre. Les bits 8 à 13 apportent des critères sur le dépôt d'énergie dans la première couche du calorimètre. La coupure forte requiert que l'ensemble de ces critères soient vérifiés.

Plusieurs algorithmes peuvent être utilisés pour reconstruire les muons dans le détecteur ATLAS. L'algorithme « Staco » [47] combine l'information de la trace du trajectomètre avec celle du calorimètre en tenant compte des matrices de covariance des deux traces. Les muons reconstruits avec l'algorithme « Staco » doivent être isolés en particulier par rapport aux jets reconstruits dans le calorimètre. Des jets b ou c peuvent produire, en se désintégrant, des muons mais ces muons sont généralement associés à un jet dans la même direction. L'isolation des muons nous permet d'éliminer cette contribution.

5.4 Analyse des événements contenant deux photons, un lepton isolé et de l'énergie transverse manquante.

Cette analyse reçoit les contributions des signaux WH et $t\bar{t}H$. Nous prenons comme référence un boson de Higgs de masse égale à 120 GeV. Les bruits de fond principaux sont la production d'un boson W avec deux photons $W\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ mais également du bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$. Dans le second cas, le deuxième photon peut être émis par l'électron ou peut-être un jet supplémentaire identifié comme un photon. Nous avons en partie un double comptage entre ces deux bruits de fond car le rayonnement à l'état initial et final peuvent apporter un photon au processus $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ reproduisant le diagramme de Feynman déjà pris en compte dans le

processus $W\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$.

Un autre bruit de fond important provient des bruits de fond QED et QCD $\gamma\gamma +$ jets et $\gamma +$ jets lorsqu'un faux électron ou muon est reconstruit. L'analyse procède de la façon suivante :

- Le premier critère de sélection de ces événements concerne les photons : nous conservons les événements contenant deux photons passant tous les critères décrits dans la section précédente (sect. 5.2) : l'impulsion transverse du premier photon doit être supérieure à 60 GeV et le second supérieure à 30 GeV. Nous éliminons tous les photons dans les zones de « crack » et nous ne prenons en compte que les événements dont les deux photons ont une masse invariante comprise entre 110 et 150 GeV (nous recherchons un boson de Higgs ayant une masse autour de 120 GeV).
- Nous recherchons ensuite la présence de leptons isolés évitant la contribution des désintégrations des quarks lourds dont les leptons seront associés à un jet hadronique. Nous appelons leptons isolés, les électrons et les muons éloignés d'une distance $\Delta_R = 0.4$ de tout autre objet reconstruit. La distance Δ_R entre deux objets est calculée à partir de la position en pseudo-rapacité η et en angle azimuthal ϕ par la relation :

$$\Delta_R = \sqrt{\Delta_\eta^2 + \Delta_\phi^2} \quad (5.2)$$

L'efficacité de reconstruction des électrons est réduite par cette coupure mais nous avons l'assurance d'avoir une faible contamination des bruits de fond de QCD. L'efficacité est d'autant meilleure que l'impulsion transverse est élevée (Fig. 5.11). La résolution de reconstruction de l'impulsion est améliorée pour des impulsions élevées ou des faibles pseudo-rapidités (Fig. 5.12) mais il faudrait une plus grande statistique pour diminuer les fluctuations de ces graphiques.

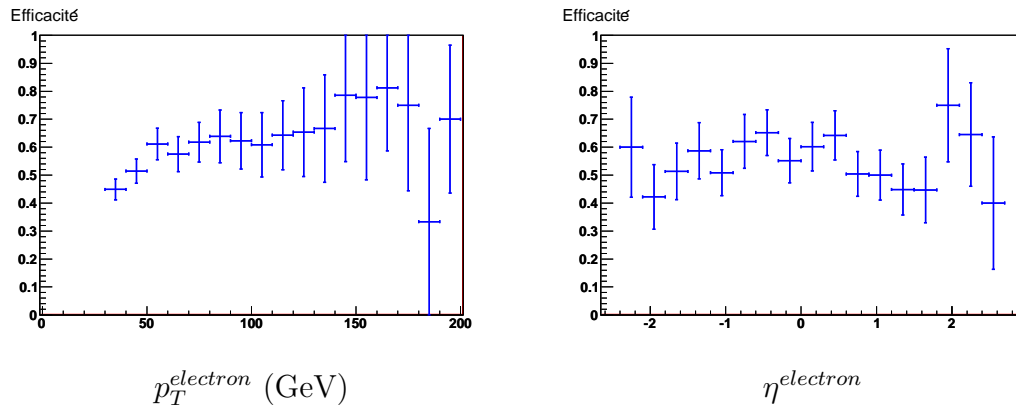


FIG. 5.11 – Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'impulsion transverse de l'électron généré à gauche et de sa pseudo-rapidité à droite pour les événements $WH \rightarrow e\nu_e\gamma\gamma$.

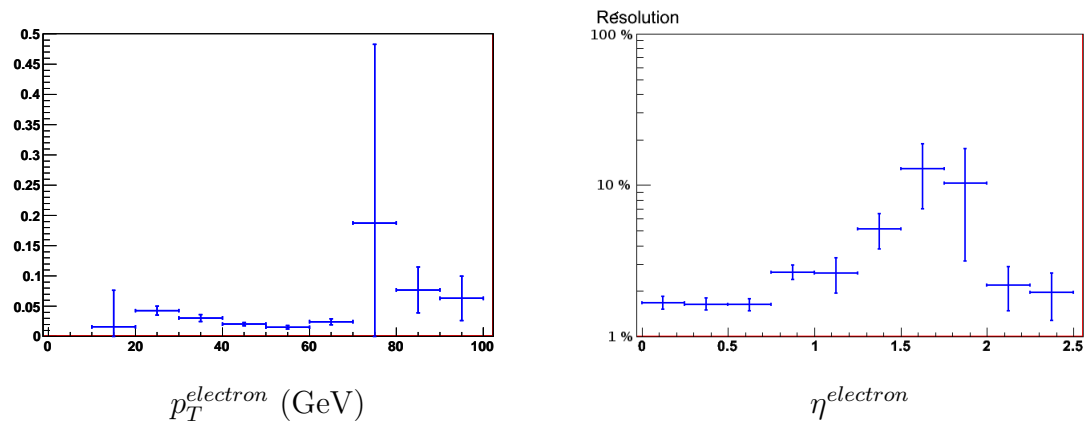


FIG. 5.12 – Résolution de l'impulsion transverse des électrons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de l'impulsion transverse de l'électron généré à gauche et de sa pseudo-rapidité à droite pour les événements $WH \rightarrow e\nu_e\gamma\gamma$.

L'efficacité de sélection des muons (Fig. 5.13) est meilleure que celle des électrons (car les critères de sélection sont plus strictes sur les électrons) mais la contribution des bruits de fond est plus importante. La résolution est détériorée pour les grandes impulsions ?? mais plus de statistiques (Fig. 5.14) seraient nécessaires pour confirmer cet effet.

Une coupure sur l'impulsion transverse des leptons (électrons ou muons) supérieure à 30 GeV permet de réduire considérablement l'impact des bruits de fond réductibles (Fig. 5.15 et Tab. 5.1 page 103).

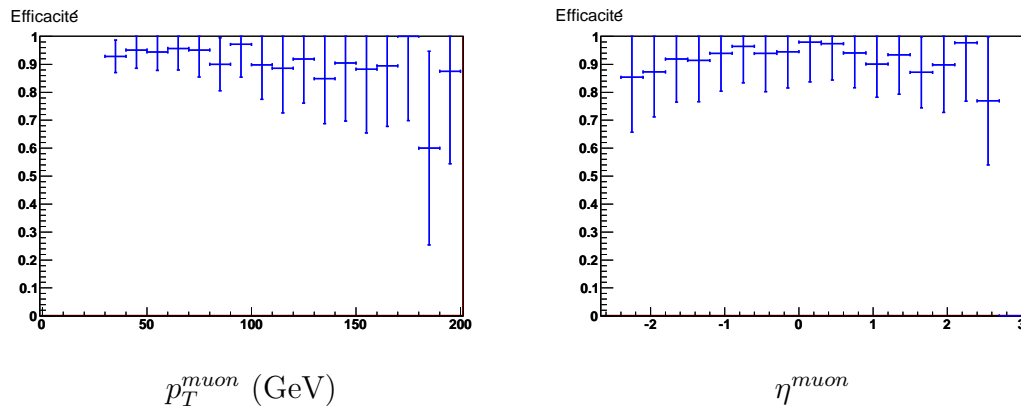


FIG. 5.13 – Efficacité de reconstruction des muons en fonction de l'impulsion transverse du muon généré à gauche et de sa pseudo-rapidité à droite pour les événements $WH \rightarrow \mu\nu_\mu\gamma\gamma$.

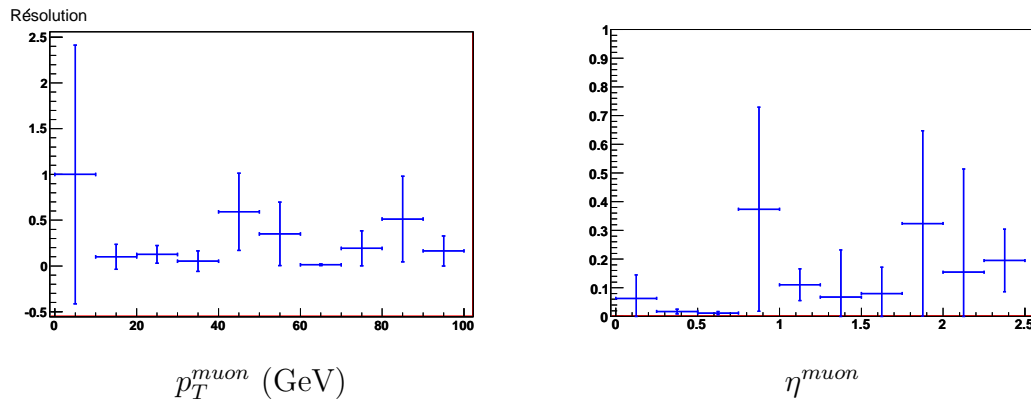


FIG. 5.14 – Résolution de l'impulsion transverse des muons reconstruits par rapport à l'impulsion au niveau du générateur en fonction de l'impulsion transverse du muon généré à gauche et de sa pseudo-rapidité à droite pour les événements $WH \rightarrow \mu\nu_\mu\gamma\gamma$.

- Le boson W en se désintégrant leptoniquement produit un neutrino dont l'énergie transverse manquante en sera la signature. Plusieurs algorithmes d'énergie manquante peuvent être utilisés, nous avons choisi « MET_EtMiss-RefFinal » : l'énergie manquante est reconstruite à partir des cellules calorimétriques utilisées pour reconstruire les électrons, les photons, les leptons τ et les jets ainsi que les clusters topologiques non-utilisés par ces objets. Des poids sont appliqués en fonction de la calibration à partir des objets physiques. Les dépôts dans le cryostat sont également comptabilisés. Enfin,

nous utilisons l'impulsion transverse des muons reconstruits avec l'algorithme « staco », puisque les muons ne déposent pas d'énergie dans le calorimètre. Une coupure sur l'énergie transverse manquante $E_T^{miss} > 30$ GeV, permet de réduire la contribution des bruits dont le bruit de fond $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ (Fig 5.16 et Tab. 5.1 page 103).

- Dans le cas du bruit de fond $(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$, un photon peut provenir du rayonnement du quark et un des deux électrons du boson Z peut être reconstruit comme un photon. Pour éliminer cette contribution, nous pouvons ajouter une coupure sur la masse invariante de l'électron reconstruit et chacun des deux photons : dans le cas où un des photons est originaire d'un électron, la masse invariante d'une des deux combinaisons est proche de la masse du Z. On peut facilement réduire cette contribution en ajoutant une coupure sur les masses $M_{e\gamma 1}$ et $M_{e\gamma 2}$ (Fig 5.17). Les événements plus rares de Drell-Yan en dehors de la résonance Z sont éliminés par la coupure en énergie transverse manquante. En effet, les événements passant les coupures ont une faible impulsion transverse manquante (Fig 5.18).

En appliquant l'ensemble de ces coupures sur tous les signaux et bruits de fond, nous voyons un excès d'événements autour de 120 GeV dans la distribution en masse invariante des deux photons (Fig. 5.19). Pour s'affranchir des fluctuations statistiques dues au manque d'événements des bruits de fond $\gamma\gamma$, $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$, $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $c\bar{c}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$, nous avons distribué les événements passant l'analyse sur l'ensemble de l'histogramme. Nous voyons que les événements des bruits de fond $W^\pm\gamma\gamma \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ sont répartis sur l'ensemble de l'intervalle de masse invariante des deux photons. Il est donc justifié de répartir les événements des autres bruits de fond de la même façon.

L'analyse des événements avec lepton sélectionne principalement les événements WH et $t\bar{t}H$. L'une des motivations de la recherche du boson de Higgs en production associée est la mesure de couplage du boson de Higgs aux bosons faibles. Pour

réduire la contribution du diagramme $t\bar{t}H$, nous pouvons ajouter une coupure sur la somme scalaire des impulsions transverses des particules n'ayant pas participé à l'analyse (jets autre que les photons et leptons utilisés). Cette coupure élimine les événements ayant une forte activité hadronique en plus de la présence des photons et leptons. Nous avons choisi une coupure à 150 GeV. L'ajout de cette coupure permettrait éventuellement une mesure directe du couplage WH sensible à la section efficace de ce processus (Fig 5.20).

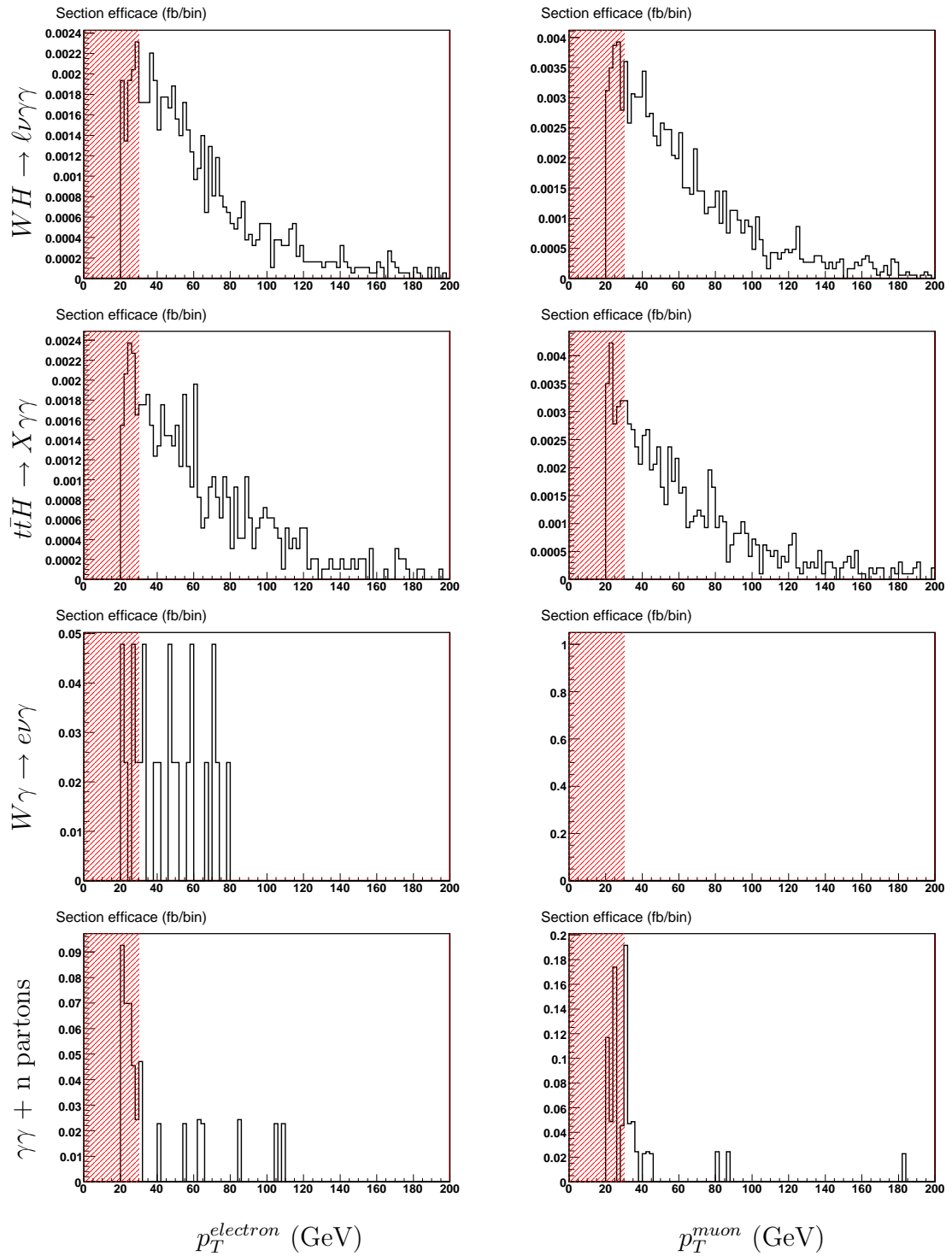


FIG. 5.15 – Distributions en impulsion transverse de l'électron reconstruit à gauche et du muon reconstruit à droite pour les signaux $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $\gamma\gamma + n$ partons. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV ainsi que les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2.

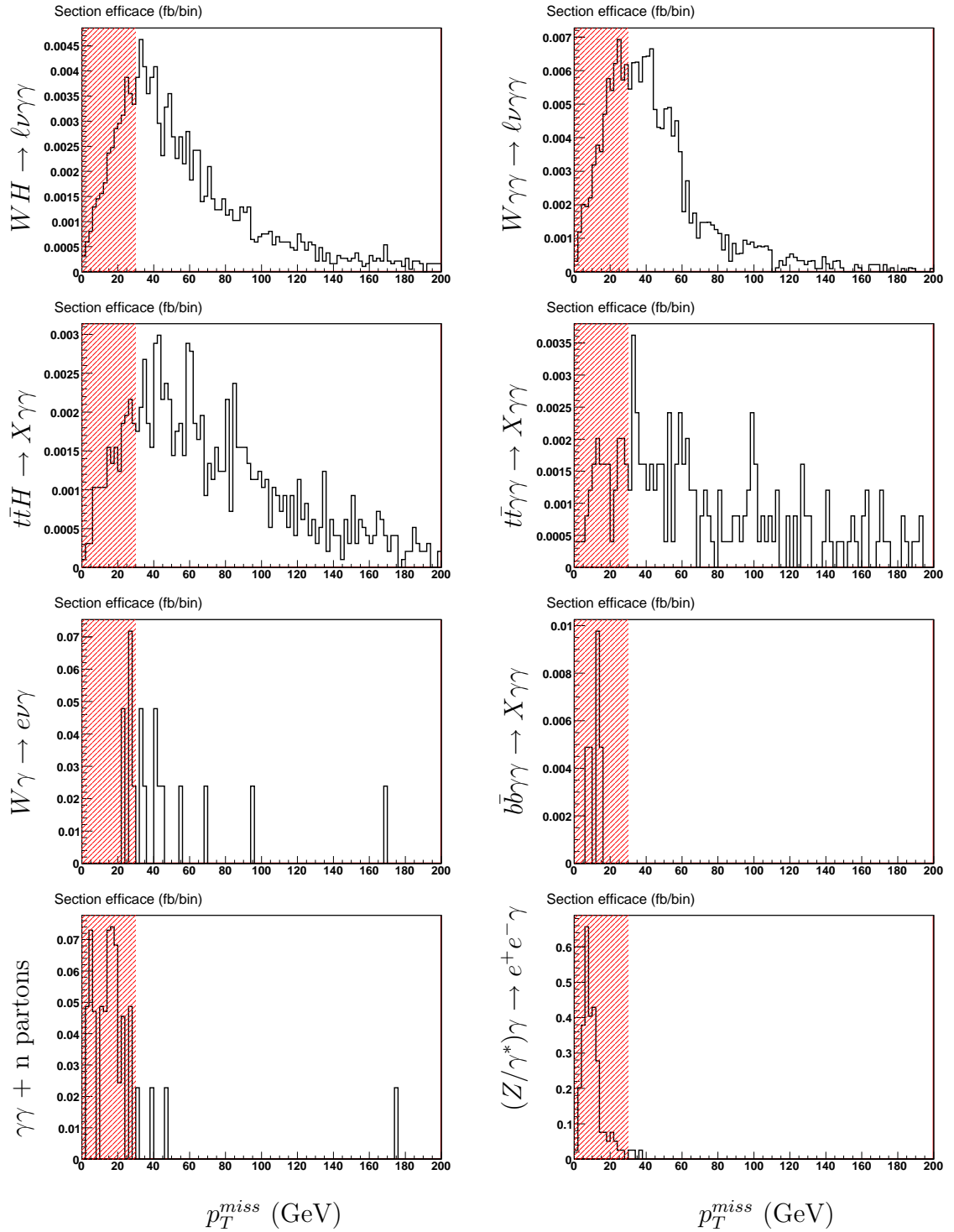


FIG. 5.16 – Distributions en impulsion transverse manquante pour les signaux $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow l\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$, $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 ainsi que les coupures sur les leptons.

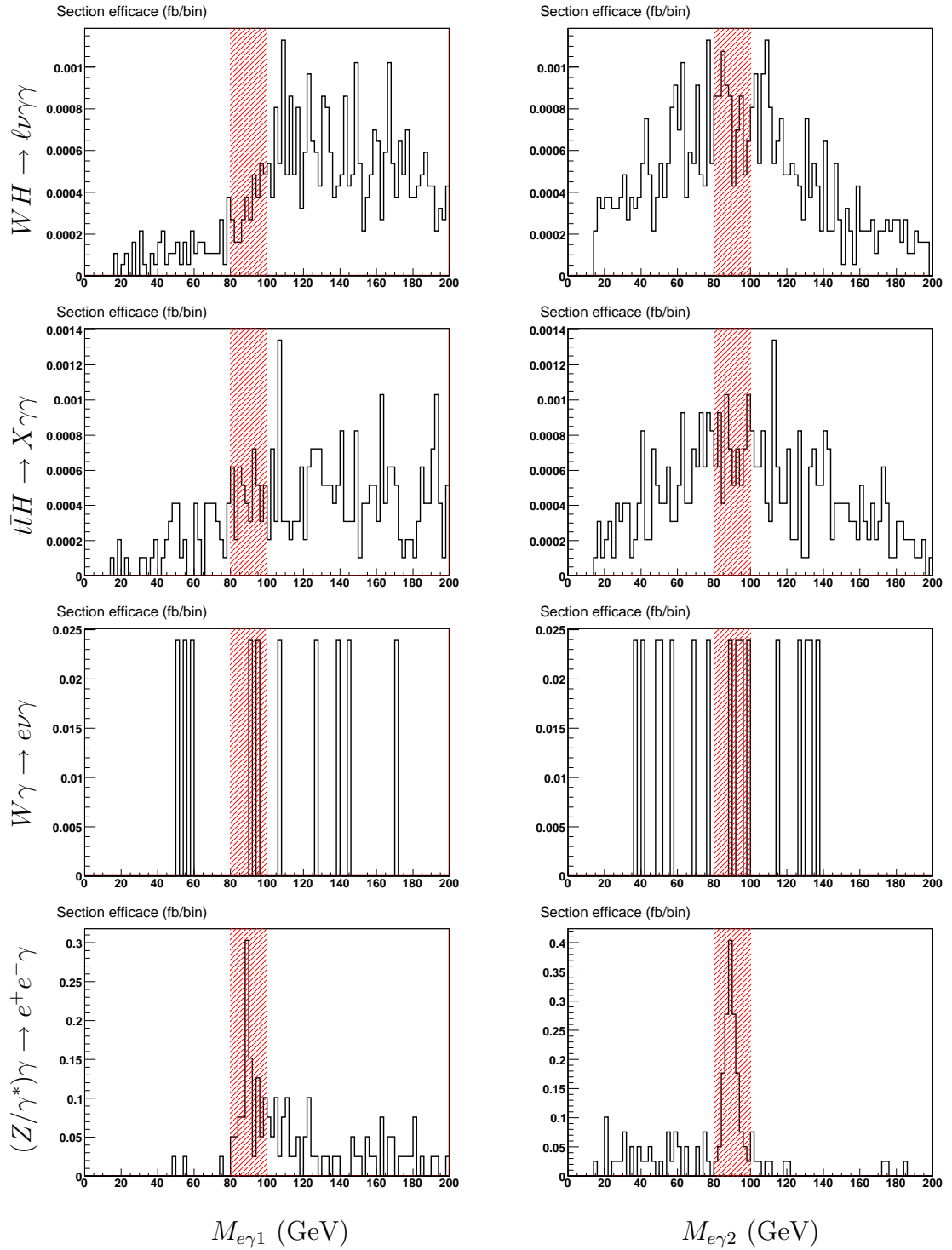


FIG. 5.17 – Distributions en masse invariante de l'électron et chacun des photons reconstruits pour les signaux $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 ainsi que les coupures sur les leptons.

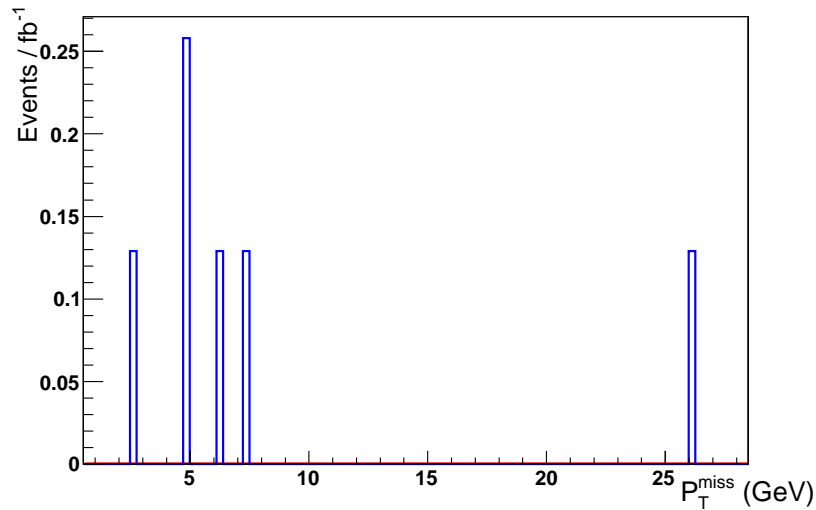


FIG. 5.18 – Distribution en énergie transverse manquante des événements $(Z/\gamma^*) \rightarrow e^+e^-$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse.

Processus	Coupure sur les photons	Coupure sur les leptons	Coupure sur E_T^{miss}	Coupure sur $M_{e\gamma_1}$ et $M_{e\gamma_2}$	Coupure sur $M_{\gamma\gamma}$
$ZH \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	0.056	0.031	0.005	0.005	0.004 ± 0.0002
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	0.115	0.0	0.0	0.0	$< 8 \cdot 10^{-5}$ (*)
$W^\pm H \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$	0.328	0.122	0.091	0.084	0.064 ± 0.002
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	0.467	0.103	0.086	0.078	0.064 ± 0.002
$gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	16.749	0.006	0.002	0.002	$< 6 \cdot 10^{-3}$ (*)
$Z\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	0.175	0.087	0.014	0.013	0.001 ± 0.00015
$Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	0.325	0.0	0.0	0.0	$< 9 \cdot 10^{-5}$ (*)
$W^\pm\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\nu_e\gamma\gamma$	0.509	0.149	0.097	0.09	0.009 ± 0.0003
$t\bar{t} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	2.533	0.582	0.464	0.422	0.042 ± 0.016
$b\bar{b} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	3.784	0.01	0.0	0.0	$< 1 \cdot 10^{-3}$ (*)
$c\bar{c} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	38.499	0.0	0.0	0.0	$< 12 \cdot 10^{-3}$ (*)
$(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$	10.276	2.601	0.076	0.0	$< 5.8 \cdot 10^{-3}$ (*)
$W^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\nu_e\gamma$	17.954	0.406	0.263	0.143	0.014 ± 0.006
$\gamma\gamma + 0/1/2$ partons	2558.22	0.644	0.091	0.091	< 0.018 (*)

TAB. 5.1 – Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse avec lepton après application des coupures. Les section efficaces (*) correspondent à des limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.

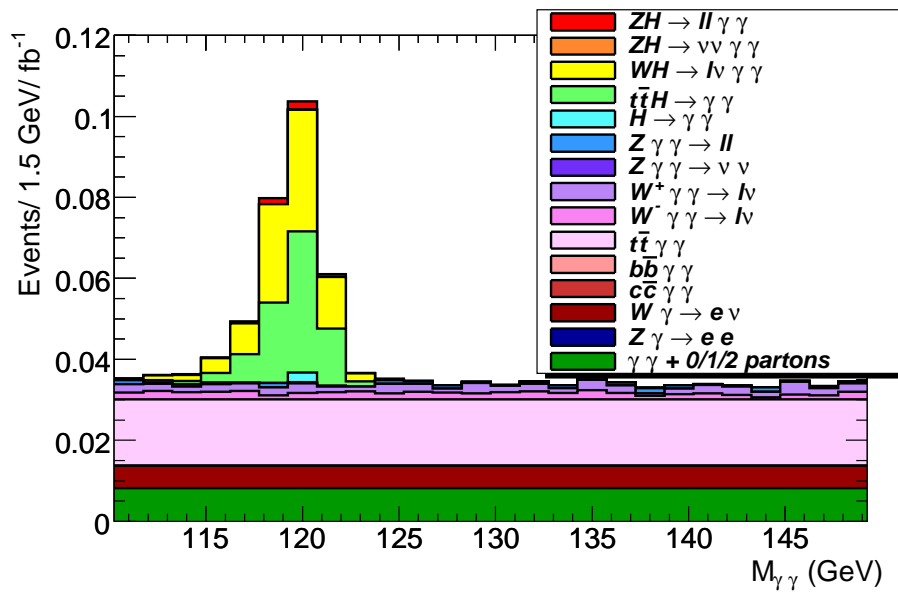


FIG. 5.19 – Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse sélectionnant les événements contenant des leptons isolés.

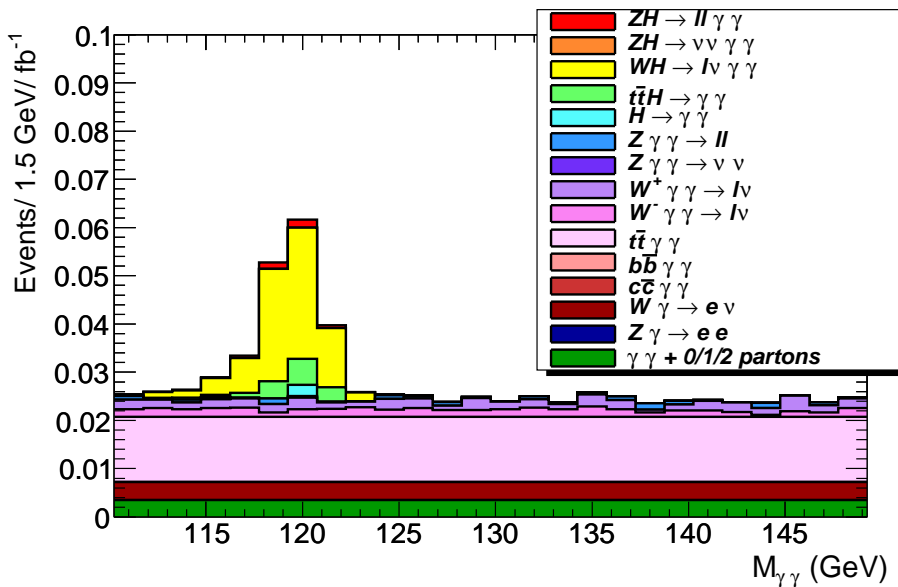


FIG. 5.20 – Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse sélectionnant les événements contenant des leptons isolés. Une coupure sur l'activité hadronique de l'événement est ajoutée pour réduire la contribution $t\bar{t}H$.

5.5 Analyse des événements contenant deux photons et de l'énergie transverse manquante.

Cette analyse reçoit principalement les contributions des signaux ZH , WH et $t\bar{t}H$. Les bruits de fond dominants sont la production d'un boson Z avec deux photons $Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ mais également du bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$. Dans le second cas, l'électron peut être identifié comme un photon. Le photon peut provenir du rayonnement de l'électron ou provenir d'un jet supplémentaire. Il faut noter que nous avons un double comptage entre ces deux bruits de fond car le rayonnement à l'état initial et final peut apporter un photon au processus $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ reproduisant le diagramme de Feynman déjà pris en compte dans le processus $W\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$.

Un autre bruit de fond important provient des bruits de fond QED et QCD $\gamma\gamma + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ lorsque de l'énergie manquante est reconstruite.

Dans cette analyse, nous ne considérons que les événements n'ayant pas été sélectionnés par l'analyse précédente afin d'éviter tout double comptage des événements lorsque l'on combinera les deux analyses.

- La première sélection est la même que l'analyse précédente : on recherche deux photons dont l'impulsion transverse est supérieure à 60 GeV et 30 GeV pour le premier et le second photon respectivement par ordre décroissant d'impulsion transverse (Fig 5.9) . Les photons reconstruits dans les zones de « crack » sont retirés.
- Une coupure sur l'impulsion transverse manquante supérieure à 80 GeV permet de supprimer une grande partie des événements des bruits de fond $\gamma\gamma + \text{jets}$ et $W\gamma \rightarrow e\nu_e\gamma$ (Fig. 5.22). La coupure peut sembler très forte ; nous perdons beaucoup d'événements de signal mais cette coupure est indispensable pour s'assurer que les bruits de fond de QCD n'auront pas une contribution supérieure à nos estimations. Après avoir appliqué ces coupures, nous voyons l'excès d'événements dans la distribution en masse invariante des photons dû

au signal. Cette analyse souffre d'une grande contribution des bruits de fond de QCD, en particulier lorsqu'un quark lourd (quark bottom ou charm) est produit (Fig. 5.24)

- Pour réduire la contribution des bruits de fond de QCD, nous appliquons une coupure sur la somme scalaire des impulsions transverses des jets hadroniques, en excluant le dépôt d'énergie des photons. Cette coupure réduit la contribution $t\bar{t}H$ (Fig. 5.23 et Tab. 5.2 page 107), l'analyse sera d'autant plus sûre qu'elle réduit la contribution de possibles bruits de fond de QCD.

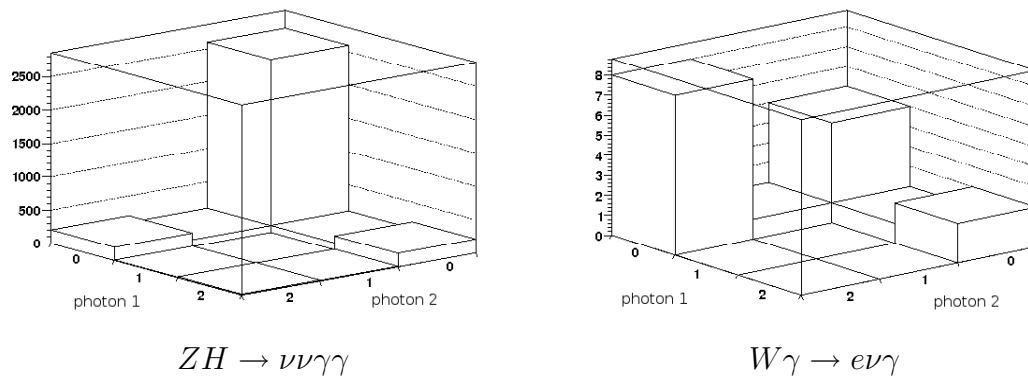


FIG. 5.21 – Conversion des photons des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ et $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ pour chacun des deux photons : 0 signifie que le photon est non-converti, 1 signifie que le photon est converti et associé à une trace et 2 que le photon est converti et associé à deux traces.

- Lorsqu'un électron est reconstruit comme un photon, il est plus souvent associé à des traces et donc comptabilisé comme un photon converti. La figure 5.21 montre le distribution des photons suivant qu'ils soient convertis ou non pour le signal $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ et le bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$. Nous constatons que la plupart des événements du bruit de fond sont constitués de photons convertis. En ôtant les photons convertis de l'analyse, nous réduisons fortement la contribution du bruit de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ (Fig. 5.21 et Table 5.2).

Après avoir appliqué l'ensemble de ces coupures sur les signaux et bruits de fond, nous voyons un excès d'événements autour de la masse du boson de Higgs (120 GeV) dans la distribution en masse invariante des photons (Fig. 5.25).

Processus	Coupure sur les photons	Coupure sur E_T^{miss}	Coupure sur $\sum p_T^{jet} $	Coupure sur photons conv.	Coupure sur $M_{\gamma\gamma}$
$ZH \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	0.024	0.003	0.002	0.002	$0.001 \pm 1. \cdot 10^{-4}$
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	0.115	0.058	0.046	0.042	$0.034 \pm 7. \cdot 10^{-4}$
$W^\pm H \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$	0.207	0.062	0.049	0.042	0.033 ± 0.001
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	0.364	0.08	0.064	0.006	$0.005 \pm 7. \cdot 10^{-4}$
$H \rightarrow \gamma\gamma$	16.743	0.016	0.015	0.002	$< 6. \cdot 10^{-3}$ (*)
$Z\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	0.088	0.006	0.004	0.004	$0.001 \pm 8. \cdot 10^{-5}$
$Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	0.325	0.126	0.096	0.093	$0.009 \pm 6. \cdot 10^{-4}$
$W^\pm\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\nu_\ell\gamma\gamma$	0.36	0.071	0.056	0.05	0.006 ± 0.0002
$t\bar{t} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	1.951	0.461	0.377	0.021	$0.002 \pm 8. \cdot 10^{-4}$
$b\bar{b} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	3.774	0.01	0.01	0.005	$< 2. \cdot 10^{-3}$ (*)
$c\bar{c} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	38.499	0.206	0.154	0.0	< 0.011 (*)
$(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$	7.676	0.0	0.0	0.0	$< 6. \cdot 10^{-3}$ (*)
$W^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\nu_e\gamma$	17.547	0.789	0.191	0.12	0.012 ± 0.005
$\gamma\gamma + 0/1/2$ partons	2557.58	0.211	0.141	0.073	< 0.016 (*)

TAB. 5.2 – Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse avec E_T^{miss} après application des coupures. Les section efficaces (*) correspondent à des limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.

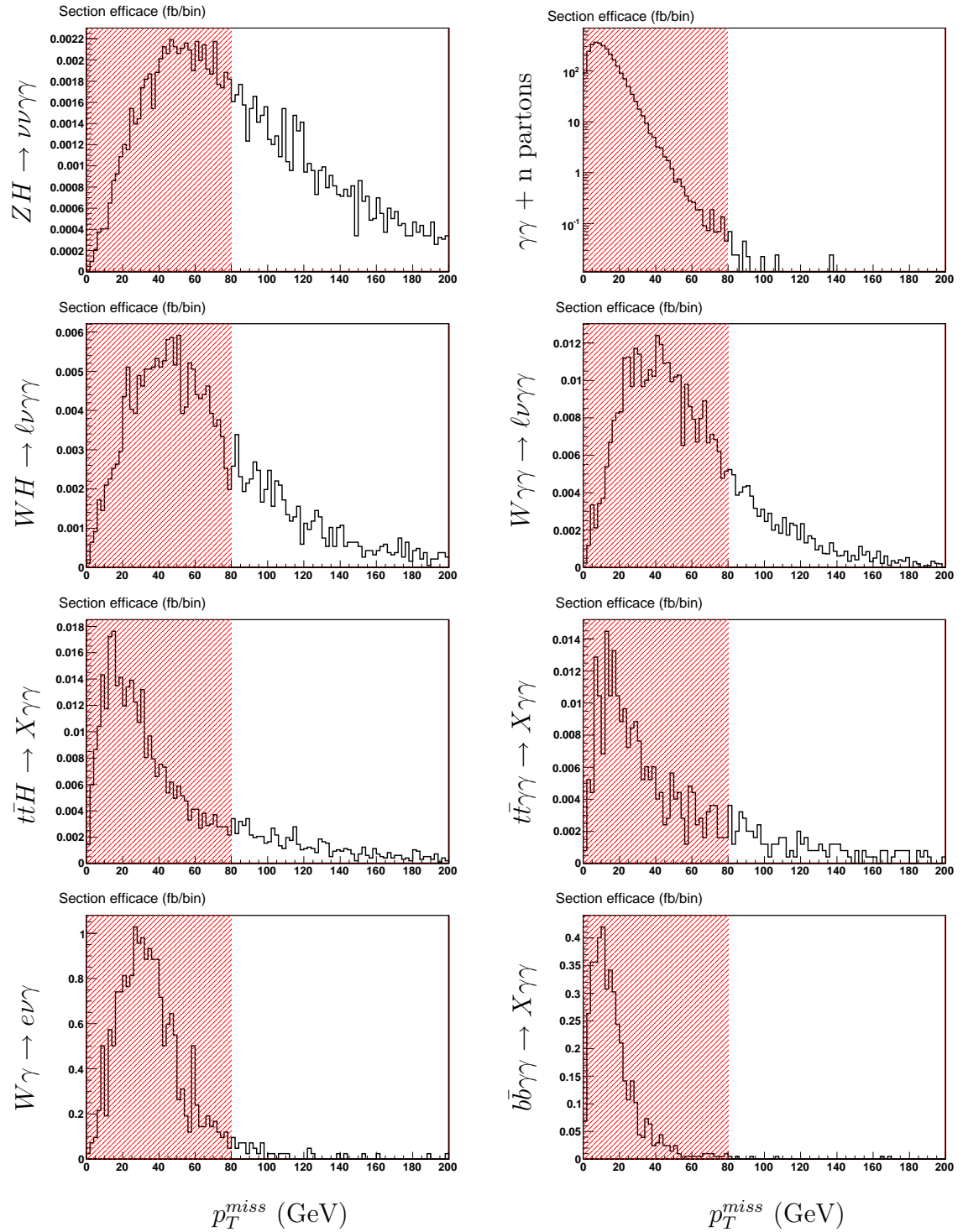


FIG. 5.22 – Distributions en impulsion transverse manquante pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow l\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV, les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2.

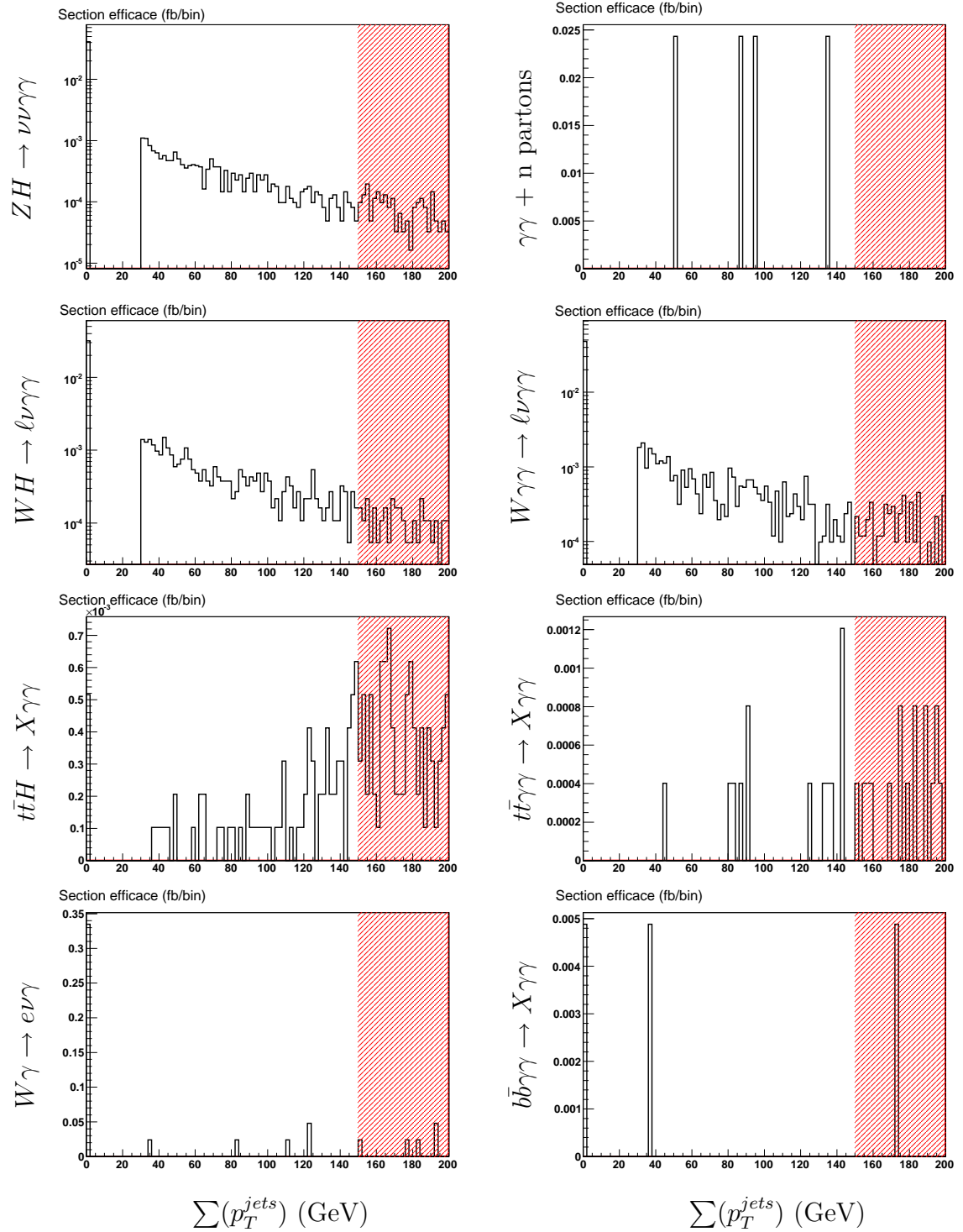


FIG. 5.23 – Distributions en activité hadronique (somme scalaire de l'impulsion transverse des particules ne participant pas à l'analyse) pour les signaux $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$, $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$ et les bruits de fond $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$, $\gamma\gamma + n$ partons, $W\gamma\gamma \rightarrow l\nu\gamma\gamma$, $t\bar{t}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$. Une coupure sur la masse invariante des deux photons est appliquée : $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV ainsi que les critères sur les photons décrits au paragraphe 5.2 et la coupure sur l'impulsion transverse manquante, les événements de l'analyse leptonique ont été retirés.

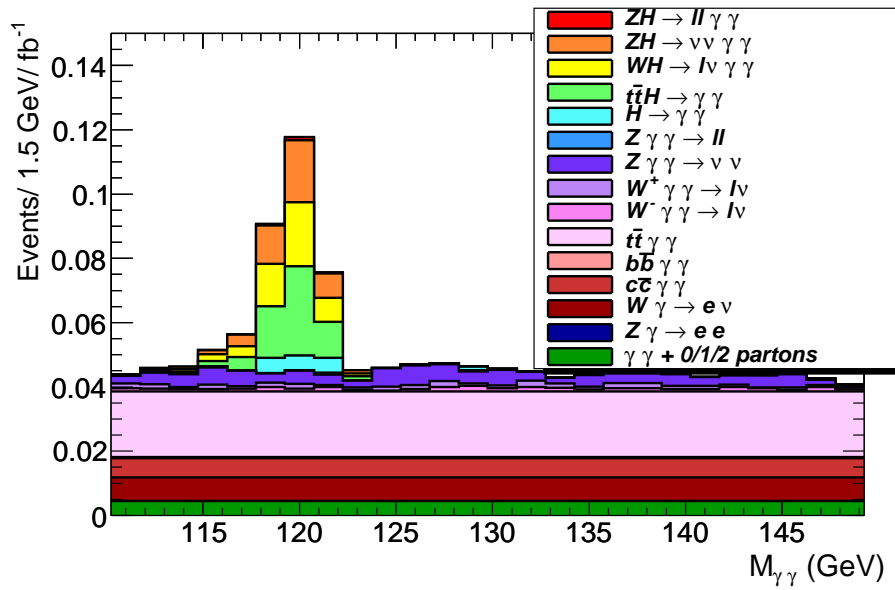


FIG. 5.24 – Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} excepté la coupure sur l'activité hadronique de l'événement.

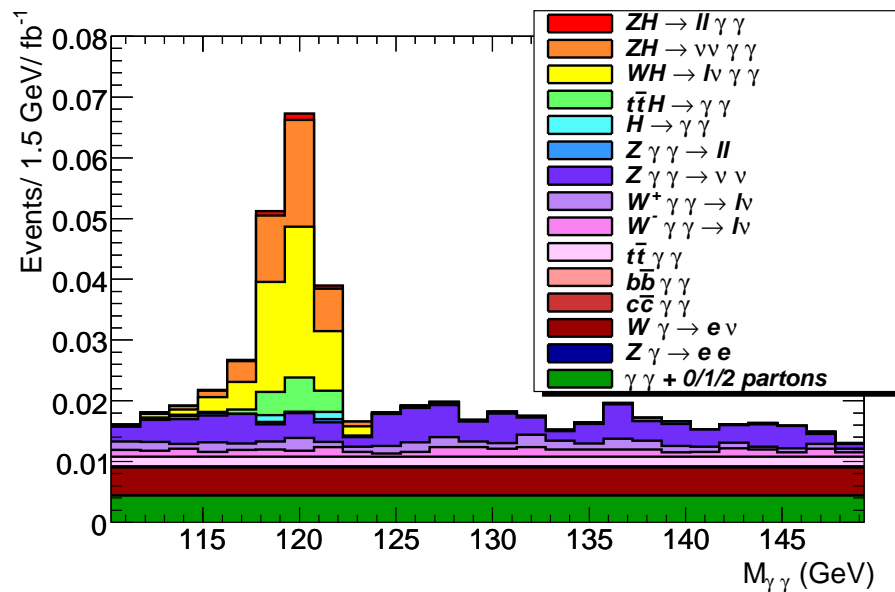


FIG. 5.25 – Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} .

5.6 Autre jeu de coupures

Les coupures des analyses ont été choisies pour maximiser la signifiante de découverte pour une luminosité égale à 30 fb^{-1} . A une luminosité plus faible, des coupures moins strictes permettent de sélectionner plus d'événements de signal. Afin d'évaluer la sensibilité de l'analyse au choix de coupures, on a varié les critères de sélection. Dans l'analyse avec lepton, une coupure sur l'impulsion transverse du lepton et une coupure sur l'impulsion transverse manquante à 25 GeV permet d'avoir une meilleure efficacité de sélection du signal (Fig. 5.26). Il en est de même pour l'analyse avec énergie manquante où la coupure sur l'impulsion transverse manquante de la figure 5.26 est abaissée à 70 GeV. La signifiante, telle qu'elle est calculée dans le paragraphe 5.9, est similaire avec ces coupures.

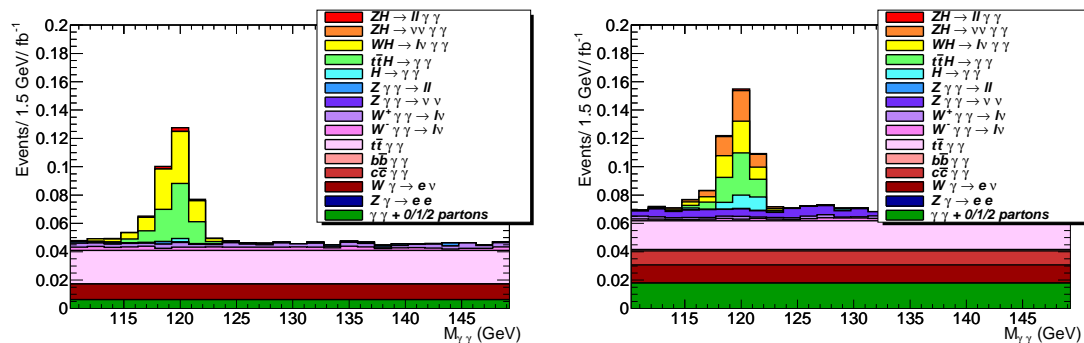


FIG. 5.26 – Distribution en masse invariante exprimée en section efficace par bin pour l'ensemble des signaux et bruits de fond après avoir appliqué les coupures de l'analyse, à gauche pour l'analyse avec lepton et à droite pour l'analyse avec énergie transverse manquante.

5.7 Système de déclenchement de l'enregistrement des données

L'étude précédente n'inclut pas les efficacités de déclenchement de l'enregistrement (trigger). Pour sélectionner le boson de Higgs se désintégrant en photons, nous avons deux signatures : un photon ayant une impulsion transverse supérieure à 60 GeV ou deux photons isolés ayant chacun une impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Les événements doivent passer les trois niveaux du « trigger ». Les fichiers

AOD fournissent l'information sur le système de déclenchement. En appliquant la sélection du « trigger » sur les événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ ayant passé les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} , nous voyons (Fig. 5.27) que nous enregistrons 99.50 % des événements : le déclenchement de l'enregistrement des données ne perturbera pas l'analyse avec ce menu. Pour l'analyse avec lepton, le système de « trigger »

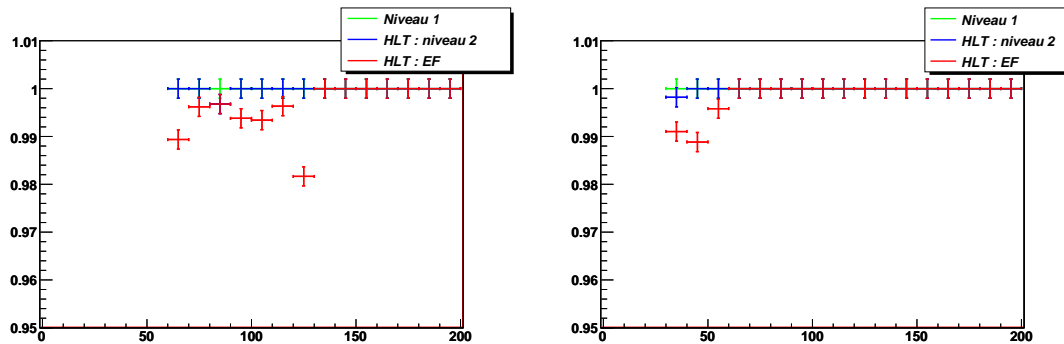


FIG. 5.27 – Efficacité du déclenchement de l'enregistrement des données des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} , en fonction de l'impulsion transverse du premier et second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse à gauche et à droite respectivement.

enregistrera 99.60 % des événements $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse. Nous aurions pu développer une signature spécifique pour l'analyse en production associée mais nous constatons que les signatures de trigger développées pour l'analyse inclusive sont amplement suffisantes.

5.8 Incertitudes systématiques

A cause de la faible section efficace du processus étudié, l'analyse souffre de grandes incertitudes systématiques qu'il est difficile, sinon impossible, d'évaluer. c'est pourquoi je préfère ne pas donner une estimation quantitative, mais les significances statistiques seront calculées aussi avec l'hypothèse d'un bruit de fond deux fois plus grand que ce qu'on a obtenu.

- Incertitudes théoriques

D'abord, les Monte Carlo utilisés sont sujets à de grandes incertitudes théo-

riques : les sections efficaces ont été estimées au premier ordre mais les ordres supérieurs pourraient avoir une contribution importante. Nous avons vu (Fig. 4.3) que la section efficace du signal serait augmentée d'environ 20% si les corrections d'ordre supérieur étaient prise en compte.

Le rayonnement de photons à l'état initial a été effectué par Photos [31] qui tient compte toutefois, dans certains cas, de corrections d'ordre supérieur. La contribution des bruits de fond de QCD est très sensible à l'incertitude de ces rayonnements.

Nous avons vu que nous avons un certain double comptage inévitable entre différents bruits de fond puisque la production d'une particule supplémentaire par le rayonnement peut correspondre à un diagramme de Feynman déjà pris en compte (c'est le cas de certains événements $W\gamma\gamma$ et $W\gamma$). Ce double comptage apporte une incertitude sur la contribution du bruit de fond.

La production de jets supplémentaires ou encore le choix des fonctions PDF (parton distribution function) des protons sont d'une importance primordiale pour estimer la sections efficaces des signaux et bruits de fond. Pour estimer les incertitudes dûes aux PDF, j'ai produit des événements WH avec différentes fonctions PDF (CTEQ5L, CTEQ6L et CTEQ6M [48]) donnant des valeurs de sections efficaces différentes. CTEQ6L est une fonction PDF au premier ordre (LO) avec des corrections à un ordre supérieur sur α_s et CTEQ6M est une fonction PDF au second ordre (NLO). A partir de ces valeurs, on estime l'incertitude dûes aux fonctions PDF à environ 8 %.

- Incertitudes dûes aux conditions de run

Une mesure de la luminosité intégrée sera indispensable pour déterminer les sections efficaces. Cette incertitude est estimée à 5-10 %.

L'étude présentée précédemment ne tient pas compte des effets dûs à l'empilement (« pile-up »), c'est à dire le fait d'avoir plusieurs interactions simultanées au point de collision. En effet, lorsque le « pile-up » est appliqué, la résolution en masse invariante des deux photons est altérée [28], la mesure de l'énergie transverse manquante pourrait également être perturbée. Pour vérifier cet impact, il nous faudrait simuler un très grand nombre d'événements, ce

qui n'était pas envisageable, dans le temps imparti. À une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, on aura en moyenne deux événements « minimum bias » par croisement de faisceaux ce qui ne devrait pas affecter sérieusement la reconstruction des événements. Il n'est cependant pas possible d'extrapoler les résultats de cette analyse à un mode d'opération où $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour lequel on attend 23 événements « minimum bias » par croisement de faisceaux. La figure 5.28 montre la distribution en énergie des jets hadroniques produits par un événement « minimum bias ». On voit que le pile-up produira de nombreux jets de basse impulsion dont l'impact sur l'analyse est difficile à estimer.

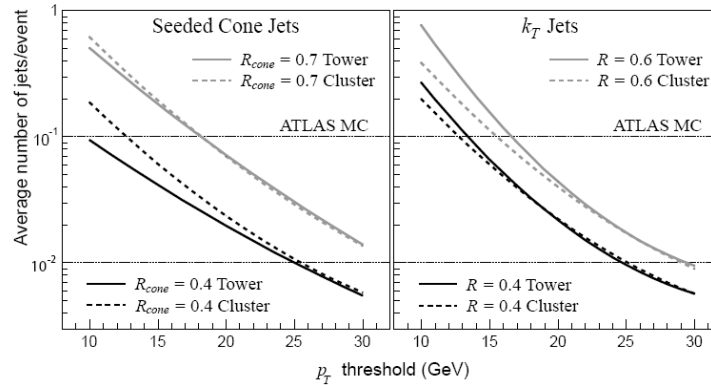


FIG. 5.28 – Nombre estimé de jets par événement « minimum bias » en fonction d'une coupure en impulsion transverse des jets pour une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Résultats préliminaires tirés de [23]).

- Incertitudes dûes à la reconstruction

Pour mesurer les sections efficaces des différents processus et ainsi avoir accès aux couplages du boson de Higgs, nous devons connaître l'efficacité de reconstruction de chacune des particules dans l'analyse. Cela demandera une grande quantité de données.

Les résolutions ainsi que le taux de mauvaise identification ne seront connus avec précision qu'avec les données expérimentales. D'autre part, l'analyse est très sensible aux queues des distributions, ces événements très rares sont difficiles à estimer avec une simulation. La méthode exacte d'isolation des

leptons pourrait s'avérer cruciale pour sélectionner les événements de signal et ainsi éliminer la contribution de bruits de fond réductibles (désintégration leptonique des quarks lourds).

- Incertitude statistique

L'incertitude statistique est très importante car le nombre d'événements de signal attendu est très faible et le nombre d'événements de bruit de fond à simuler énorme. Elle est donnée par l'expression suivante où l'on somme sur tous les processus utilisés i (N_i est le nombre d'événements passant toutes les coupures et $Norm_i$, le rapport entre la section efficace du processus et le nombre d'événements simulés) où :

$$\text{Incertitude Statistique} = \frac{\sqrt{\sum N_i \times Norm_i^2}}{\sum N_i \times Norm_i} \quad (5.3)$$

On estime ainsi l'incertitude statistique sur le niveau de bruit de fond de l'analyse avec un lepton à environ 10 % et à environ 16 % pour l'analyse avec E_T^{miss} . En principe, avec suffisamment de temps CPU, elle deviendra négligeable.

5.9 Combinaison statistique des deux analyses

Nous pouvons combiner les deux analyses pour augmenter la signifiante statistique de découverte du boson de Higgs.

5.9.1 Méthode par comptage des événements

Les significances du tableau 5.3 sont données pour 30 fb^{-1} , ce qui correspond nominalement, à 3 années de données prises à faible luminosité, à partir du nombre d'événements obtenus dans un intervalle de masse invariante des deux photons comprise entre 118 et 122 GeV. On choisit un intervalle de 4 GeV correspondant à la résolution sur la masse invariante reconstruite du boson de Higgs.

Pour estimer la signifiante, on calcule la probabilité d'avoir un nombre d'événements de signal (S) et bruit de fond (B), prenant pour hypothèse qu'il n'y a que du bruit

de fond. Cette probabilité est obtenue avec les distributions de Poisson (Fig. 5.29). On convertit cette probabilité en terme de signifiante en utilisant une distribution de Gauss : la signifiante est alors la valeur au-delà de laquelle on retrouve la probabilité obtenue avec Poisson (Fig. 5.29).

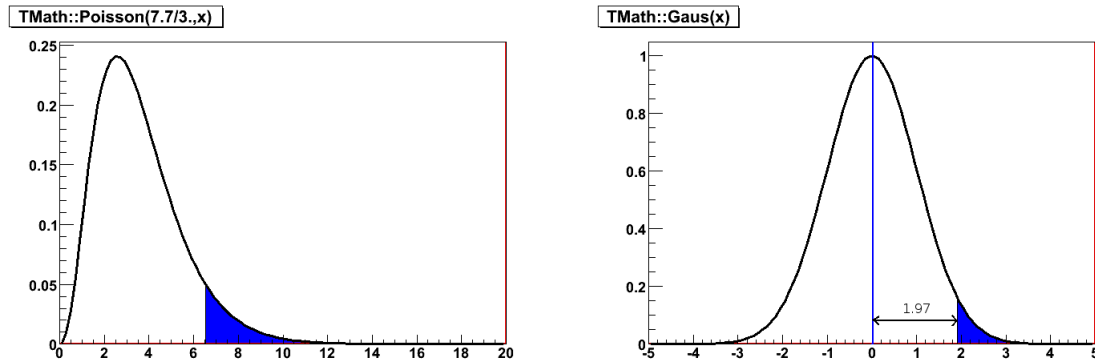


FIG. 5.29 – Probabilité d’avoir un excès d’événements $S+B$ lorsqu’on attend B événements avec la distribution de Poisson (en bleu à gauche). Cette probabilité est transformée en écart type avec la distribution de Gauss (à droite). Les aires en bleu sont égales.

	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$	Combinaison
$\sigma(S, B)$	1.97	1.53	2.49
$\sigma(S, 2 \times B)$	1.53	1.17	1.93

TAB. 5.3 – Signifiante statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec la méthode de Poisson (pour 30 fb^{-1}). Les signifiante sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer. Nous avons utilisé une fenêtre en masse invariante des deux photons comprise entre 118 et 122 $\text{GeV} \cdot \text{c}^{-1}$.

Les signifiante sont calculées séparément pour chaque topologie et la signifiante combinée est donnée par l’expression suivante :

$$\sigma^{\text{combinaison}} = \sqrt{\sigma_{\text{lepton}}^2 + \sigma_{E_T^{\text{miss}}}^2} \quad (5.4)$$

Cette méthode a l’avantage d’être très rapide mais les résultats sont approximatifs. Avec cette méthode, on estime pouvoir voir le signal avec une signifiante égale à

2.49 en combinant les deux analyses avec 30 fb^{-1} (Tab. 5.3).

5.9.2 Méthode de vraisemblance

5.9.2.1 Description de la méthode

Les méthodes de vraisemblance ou méthode « Likelihood » sont utilisées fréquemment dans l'analyse de données pour extraire un nombre d'événements de signal et de bruit de fond. Ce « likelihood » est obtenu à partir d'un ajustement sur une ou plusieurs variables discriminant le signal du bruit de fond. On peut considérer deux hypothèses : l'hypothèse « B » en supposant que la distribution observée n'est produite que par le bruit de fond et l'hypothèse « S+B » en présence de signal et bruit de fond. Le rapport des vraisemblances de l'hypothèse B et de l'hypothèse S+B apporte un test statistique très puissant en physique des particules.

Dans le cas le plus simple, l'ajustement d'un « likelihood » est utilisé pour déterminer les contributions des signaux et bruits de fond dans la distribution en masse invariante des particules de l'état final. La distribution des événements provenant du signal suit une fonction spécifique qui peut être par exemple une fonction Breit-Wigner convoluée par une Gaussienne. Les événements provenant du bruit de fond sont distribués différemment et l'ajustement utilise une autre fonction. Les fonctions choisies pour ajuster le signal et le bruit de fond sont motivées par des études Monte Carlo ou bien par l'analyse des données réelles.

Dans le cas d'une faible statistique, les formes des ajustements sont fixes, seuls les nombres d'événements peuvent varier. La contribution du bruit de fond est évaluée dans une région sans signal. La précision statistique du niveau moyen du bruit de fond dépend de l'intervalle utilisé pour sa détermination. En pratique, la région la plus grande est utilisée pour minimiser les fluctuations statistiques. Les méthodes de maximisation de vraisemblance ne prennent en compte que la forme de la distribution.

Un premier ajustement permet d'obtenir le nombre d'événements de signal N_S et le nombre d'événements de bruit de fond N_B . A partir de cet ajustement, on obtient un « likelihood » \mathcal{L}_{S+B} pour l'hypothèse S+B. Un second ajustement pour lequel N_S est fixé à zéro permet une comparaison avec le « likelihood » obtenu dans l'hypothèse « S+B ». On obtient ainsi une valeur de « likelihood » dans l'hypothèse bruit de fond noté \mathcal{L}_B .

Le rapport des « likelihood » $Q = \mathcal{L}_{S+B}/\mathcal{L}_B$ est utilisé comme un test statistique pour distinguer les deux hypothèses. La signifiante qui permet de voir l'excès d'événements dû au signal est donnée par l'expression [49] :

$$\sigma = \sqrt{2 \ln Q} \quad (5.5)$$

Pour estimer la signifiante moyenne attendue, on peut produire des pseudo-expériences à partir de deux fonctions PDF (Probability Distribution Function) pour les bruits de fond et signaux : pour chacune des pseudo-expériences, le nombre d'événements de signaux et bruits de fond sont distribués suivant la distribution de Poisson. Cette méthode permet de prédire les distributions que l'on pourrait avoir avec les données expérimentales incluant les fluctuations statistiques. RooFit [50] est un package de ROOT permettant d'utiliser cette méthode.

5.9.2.2 Estimation de la signifiante à partir de pseudo-expériences

A partir des figures 5.30, nous pouvons ajuster la contribution du bruit de fond par une exponentielle et la contribution des signaux par une gaussienne. Les ajustements des figures 5.30 nous donnent les valeurs des paramètres (Tab. 5.4) des fonctions PDF utilisées pour produire les pseudo-expériences définie suivant :

$$PDF = p_0 \times e^{-(x-p_1)^2/(p_2^2)} + e^{(p_3-x \times p_4)} \quad (5.6)$$

A partir de ces fonctions PDF, nous produisons des pseudo-expériences dans deux hypothèses (Fig. 5.31) : une hypothèse Signal + Bruit de fond pour laquelle

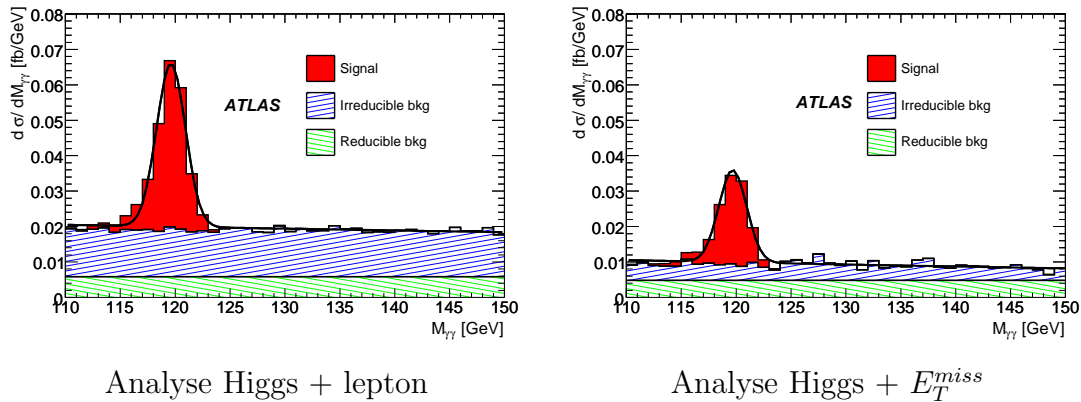


FIG. 5.30 – Ajustement de la distribution d'événements par une exponentielle pour les bruits de fond et une gaussienne pour les signaux pour l'analyse Higgs + lepton à gauche et Higgs + E_T^{miss} à droite.

	paramètre	$H + E_T^{miss} + \ell$	$H + E_T^{miss}$
Signal	p_0	4.6×10^{-2}	2.6×10^{-2}
	p_1	119.6	119.7
	p_2	1.86	1.80
B.d.F	p_3	-3.6	-3.86
	p_4	2.7×10^{-3}	6.3×10^{-3}

TAB. 5.4 – Paramètres des fonctions PDF utilisées par RooFit pour les analyses $H + E_T^{miss} + \ell$ et $H + E_T^{miss}$, les paramètres p_0 , p_1 et p_2 correspondent à la Gaussienne pour les signaux et les paramètres p_3 et p_4 correspondent à l'exponentielle pour les bruits de fond.

la fonction PDF est la somme de la Gaussienne et de l'exponentielle et une seconde hypothèse pour laquelle nous ne considérons que le bruit de fond.

Pour chacune de ces hypothèses, on ajuste la distribution par un première fonction qui est la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne et une seconde fonction qui est une exponentielle. Nous fixons la largeur de la Gaussienne avec la résolution attendue (paramètre p_2 du tableau 5.4) et la valeur du maximum de la Gaussienne (la masse du boson de Higgs) est fixée à 120 GeV. Cette valeur devrait déjà être obtenue par les analyses inclusives et VBF (Vector Boson Fusion) lesquelles nécessitent moins de statistiques. Les seuls paramètres libres de l'ajustement sont

le nombre d'événements de signal et le nombre d'événements de bruit de fond. Ces deux ajustements nous donnent chacun accès à une valeur de vraisemblance (Likelihood) qui, par la formule suivante, nous permettent d'estimer la signifiante statistique (eq. 5.5) :

$$\sigma = \sqrt{2(\ln \mathcal{L}^{B+S} - \ln \mathcal{L}^B)} \quad (5.7)$$

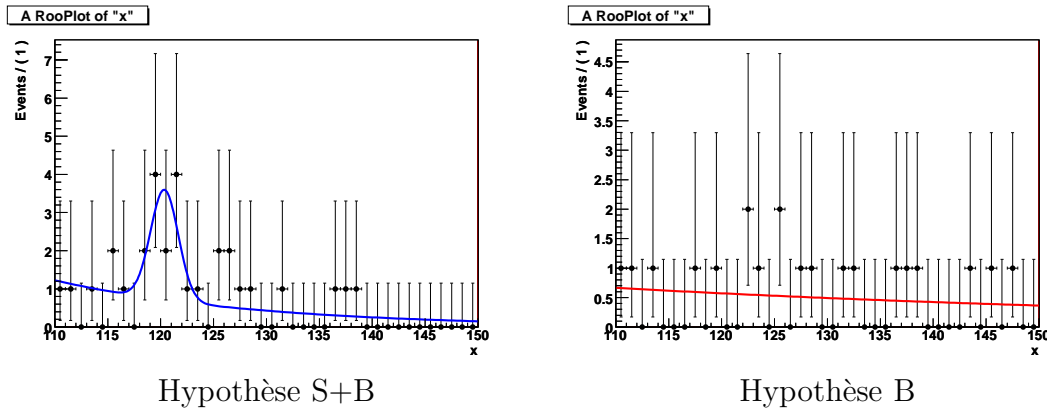


FIG. 5.31 – Pseudo-expériences pour l'analyse Higgs + lepton dans l'hypothèse Signal + Bruit de fond à gauche et Bruit de fond seulement à droite. La distribution est ajustée par une exponentielle plus une Gaussienne à gauche et par une exponentielle à droite. La statistique correspond à 30 fb^{-1} .

En faisant 2000 pseudo-expériences dans les deux hypothèses, on peut tracer la distribution de significances pour les deux hypothèses (Fig. 5.32). D'après RooFit, nous obtenons une signifiante de 2.26 pour l'analyse avec lepton après trois années d'expérience. On peut faire de même avec l'analyse Higgs + E_T^{miss} , on trouve alors les résultats donnés dans le tableau 5.5 pour les deux analyses.

2000 Pseudo-expériences	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$	Combinaison
$\sigma(S, B)$	2.26	1.85	2.93
$\sigma(S, 2 \times B)$	1.84	1.53	2.36

TAB. 5.5 – Significances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec 2000 pseudo-expériences (pour 30 fb^{-1}). Les significances sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer.

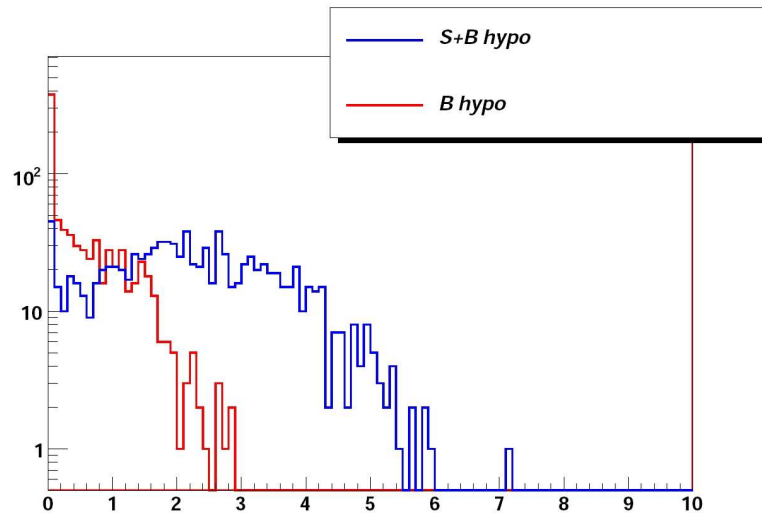


FIG. 5.32 – Distribution en signifiante pour l’analyse Higgs + lepton pour 2000 pseudo-expériences dans les hypothèses B (en rouge) et S+B (en bleu). La valeur moyenne de la distribution, ici égale à 2.23, représente la signifiante attendue. Le pic d’événements pour lesquels la signifiante est nulle correspond aux pseudo-expériences pour lesquelles aucun excès d’événements n’apparaît au dessus du niveau du bruit de fond.

La méthode de pseudo-expériences permet de faire un ajustement combiné des deux analyses : on produit dans une seule étape deux pseudo-expériences que l’on peut ajuster avec les mêmes fonctions utilisées lors des pseudo-expériences séparées. En combinant les deux analyses, on estime pouvoir voir le signal avec une signifiante égale à 2,93 à 30 fb^{-1} (Tab. 5.5).

5.9.2.3 Estimation de la signifiante à partir de la distribution moyenne

Une autre technique [49], beaucoup plus rapide, consiste à utiliser la distribution moyenne attendue. On ajuste la fonction PDF sur cette distribution et on obtient directement la valeur moyenne de la signifiante (Fig. 5.30). On estime voir le signal avec une signifiante statistique égale à 2,82 après 30 fb^{-1} (Tab. 5.6).

	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$	Combinaison
$\sigma(S, B)$	2.23	1.72	2.82
$\sigma(S, 2 \times B)$	1.71	1.33	2.17

TAB. 5.6 – Signifiances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec la distribution moyenne attendue (pour 30 fb^{-1}) à partir de la méthode de vraisemblance. Les signifiances sont également données en doublant la contribution du bruit de fond dû aux incertitudes difficiles à estimer.

5.10 Analyse d'autres masses du boson de Higgs

Jusqu'à présent, nous nous sommes focalisés sur la recherche d'un boson de Higgs ayant une masse de 120 GeV. L'analyse en deux photons est sensible dans une gamme de masse allant de 110 à 140 GeV (Fig. 1.6). Les sections efficaces de production associée décroissent avec la masse du Higgs et le rapport d'embranchement du boson de Higgs évolue avec la masse. La signifiante de découverte du boson de Higgs dépend donc de sa masse. En appliquant la même analyse pour les différentes masses, nous pouvons voir l'excès d'événements attendu dans la distribution en masse invariante des photons dû au signal (Fig. 5.34). La résolution est détériorée pour des masses m_H importantes. Pour les masses légères, le boson de Higgs peut avoir une impulsion transverse plus importante, la reconstruction de vertex de désintégration est facilitée.

Pour chacune des masses, nous estimons la signifiante avec RooFit en produisant

2000 Pseudo-expériences	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$	Combinaison
$m_H = 110 \text{ GeV}$	2.44	1.93	3.36
$m_H = 130 \text{ GeV}$	2.04	1.62	2.81
$m_H = 140 \text{ GeV}$	1.58	1.25	2.07

TAB. 5.7 – Signifiances statistiques des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} obtenue avec 2000 pseudo-expériences (pour 30 fb^{-1}).

des pseudo-expériences. Les résultats du tableau 5.7 et de la figure 5.33 sont donnés après trois années d'accumulation de données à faible luminosité (30 fb^{-1}).

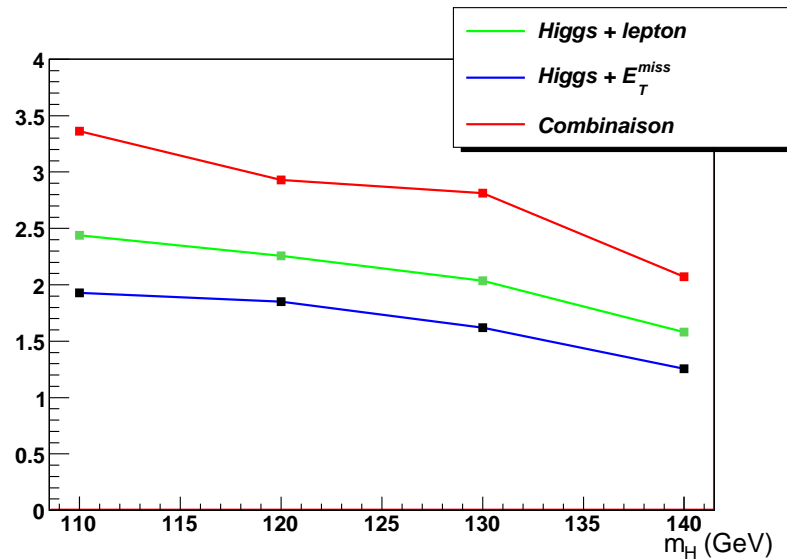


FIG. 5.33 – Signifiante des analyses de production associée du boson de Higgs en fonction de la masse du boson de Higgs pour 30 fb^{-1} . Les signifiante ont été estimées avec RooFit.

L'étude de production associée d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons est donc potentiellement intéressante dans une gamme de masse de 110 à 140 GeV.

L'analyse, basée sur des coupures, peut-être adaptée facilement en fonction des données expérimentales. Une étude multivariable aurait donné de meilleurs résultats. Nous avons fait quelques premières tentatives d'une telle analyse, tenant compte de plusieurs observables additionnelles telles que $\cos \theta^*$ (θ^* est l'angle de désintégration du boson de Higgs dans son référentiel propre, par rapport à sa direction dans le référentiel du laboratoire), mais nous avons conclu rapidement qu'il aurait fallu beaucoup plus de statistiques pour les événements simulés de bruit de fond.

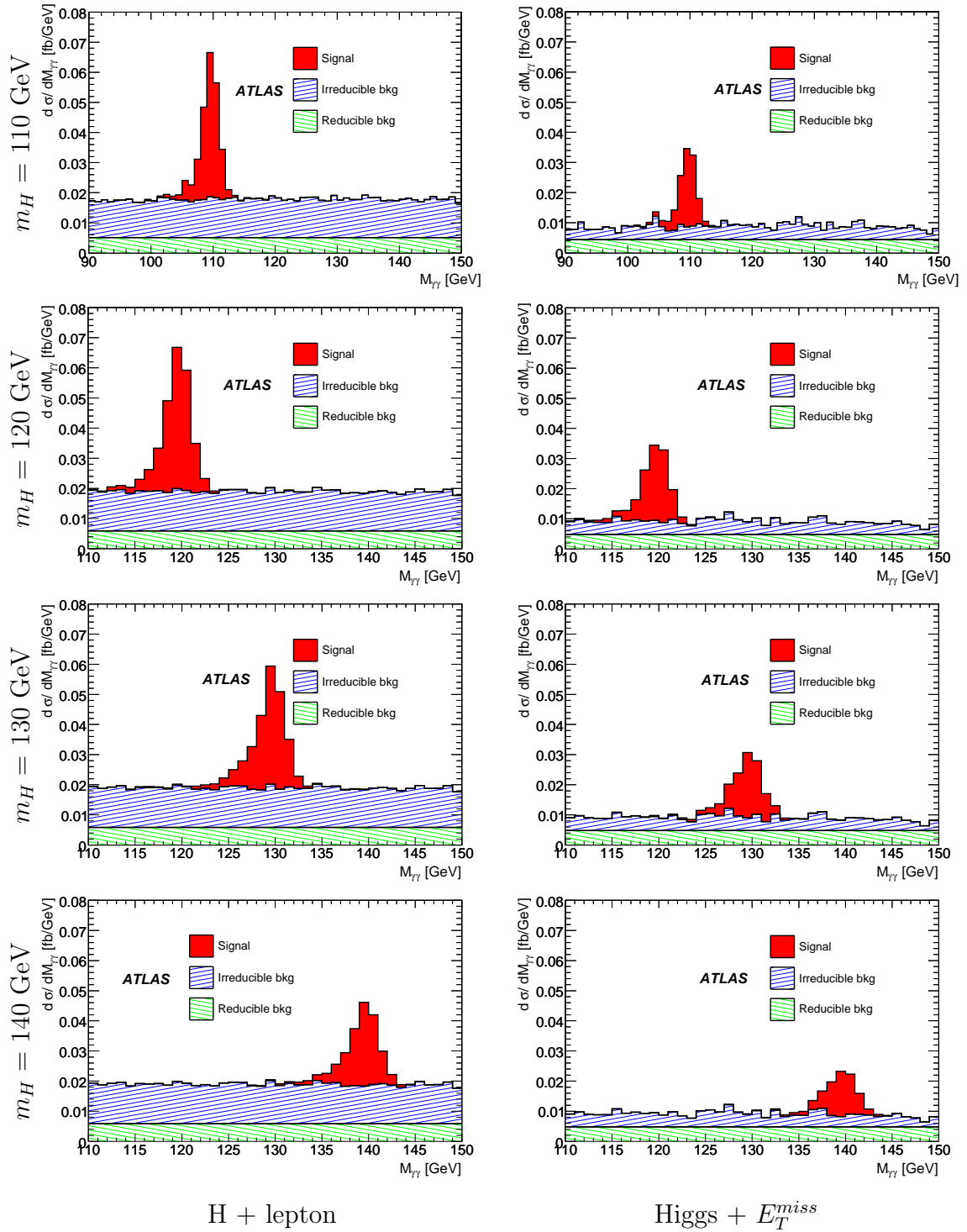


FIG. 5.34 – Distributions en masse invariante des deux photons exprimée en terme de section efficace (fb par GeV) pour les analyses de production associée pour $m_H = 110, 120, 130$ et 140 GeV.

5.11 Désintégration hadronique des bosons Z et W

Les canaux de désintégrations leptoniques souffrent d'un faible taux d'embranchement. Les désintégrations hadroniques ont l'avantage, si la résolution en masse invariante des jets est suffisante, de séparer la contribution du boson W de la contribution du boson Z.

Nous avons produit les événements de signaux et de bruits de fond en simulation complète. Les sections efficaces ainsi que le nombre d'événements en simulation complète sont donnés dans le tableau 5.8. Certains processus (le signal $t\bar{t}H$ et les bruits de fond $\gamma\gamma$) sont communs avec l'analyse leptonique. Nous prendrons en compte les mêmes facteurs discutés dans les paragraphes précédents : la section efficace des bruits de fond $\gamma\gamma$ est augmentée d'un facteur $1.40 \cdot 1.68$ (paragraphe 4.1.2.2) pour prendre en compte le diagramme en boîte ainsi que la contribution des bruits de fond $\gamma + \text{jets}$.

Processus	Générateur	Section efficace (en fb)	Nombre d'événements (simulation complète)
$ZH \rightarrow jj\gamma\gamma$	PYTHIA	1.01	16750
$W^\pm H \rightarrow jj\gamma\gamma$	PYTHIA	1.75	9750
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	PYTHIA	1.34	13000
$H \rightarrow \gamma\gamma$	PYTHIA	48.59	41900
$\gamma\gamma + 0$ parton	ALPGEN	4870	425000
$\gamma\gamma + 1$ parton	ALPGEN	3660	353750
$\gamma\gamma + 2$ partons	ALPGEN	2660	275050
$\gamma\gamma + 3$ partons	ALPGEN	1050	94500

TAB. 5.8 – Sections efficaces au premier ordre des processus utilisés dans l'analyse avec $m_H = 120 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$. Les sections efficaces incluent les rapports d'embranchement lorsqu'ils sont précisés dans le processus. La désintégration X signifie que toutes les désintégrations sont autorisées.

Pour sélectionner les événements de production associée, nous imposons les mêmes

critères sur les photons que pour les études leptoniques. Les bosons Z et W sont produits avec une impulsion transverse opposée au boson de Higgs. Nous allons rechercher deux jets hadroniques dont l'impulsion transverse est opposée à l'impulsion transverse du boson de Higgs reconstruit. Lorsque les bosons faibles sont suffisamment « boostés », nous ne reconstruisons qu'un seul jet hadronique dans le calorimètre.

Après avoir reconstruit les deux photons, nous faisons la liste de tous les jets de l'événement : nous avons choisi de reconstruire les jets avec deux algorithmes de cône, l'un ayant un rayon 0.4 et l'autre 0.7 (notés respectivement 4 et 7). La masse d'un jet est calculée à partir de la masse invariante des cellules calorimétrique utilisée par l'algorithme de reconstruction du jet. Chacune des cellules étant « sans masse », leur énergie est égale à leur impulsion. Parmi les jets reconstruits avec un cône 7, si l'un d'entre eux a une masse supérieure à 70 GeV, ce jet sera considéré comme le boson Z ou W. Il s'agit des cas pour lesquels le boson Z ou W est très boosté. Comme nous le voyons figure 5.35, l'impulsion transverse de ces jets est élevée, supérieure à 150 GeV.

Lorsqu'aucun jet ayant une masse supérieure à 70 GeV n'est reconstruit avec l'algorithme cône 7, nous faisons la liste de tous les jets reconstruits avec l'algorithme de cône 4 ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Nous recherchons parmi cette liste, la combinaison de jets qui maximise l'angle θ , angle calculé entre les directions de l'impulsion transverse du boson de Higgs et l'impulsion transverse du boson faible :

$$\min(|1 + \cos(\theta)|) \quad (5.8)$$

Cette sélection privilégie les jets dans une direction opposée aux photons. Pour éviter qu'un jet produit par un photon soit comptabilisé, on impose une coupure d'isolation des particules de sorte que les jets ne doivent pas être reconstruits à moins de $\Delta_R = 1$ des photons.

Pour réduire la contribution des bruits de fond dont les sections efficaces sont très importantes, nous pouvons ajouter des coupures sur l'impulsion et la pseudo-

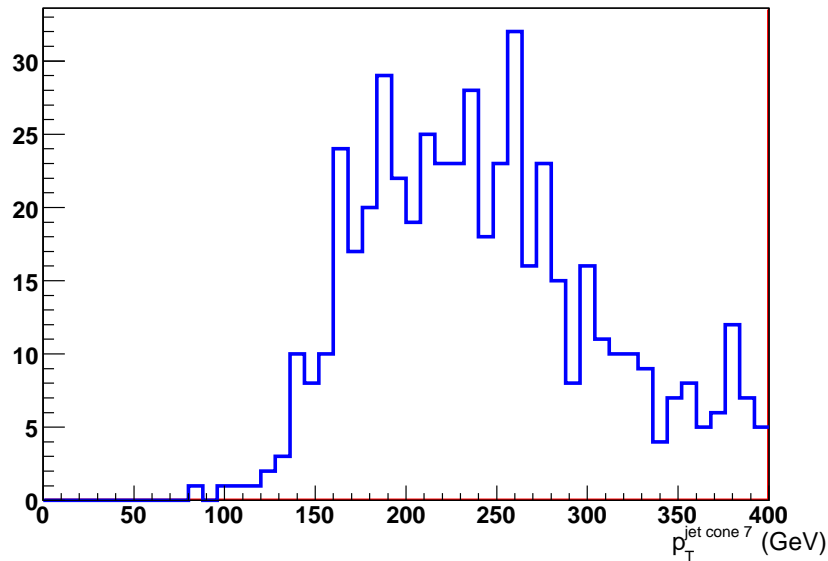


FIG. 5.35 – Distribution en impulsion transverse des jets reconstruits avec l’algorithme de cône 7 lorsque le jet a une masse supérieure à 70 GeV. La distribution correspond au signal $ZH \rightarrow jetjet\gamma\gamma$ pour $m_H = 120$ GeV.

rapidité des jets. Les jets reconstruits doivent être centraux, c’est à dire avoir une pseudo-rapidité inférieure à 2 (Fig. 5.42 p 135). Une coupure sur l’impulsion du premier jet supérieure à 60 GeV et sur le second supérieure à 30 GeV permet de réduire la contribution des bruits fond (Fig. 5.40 p. 133, Fig. 5.41 p. 134 et Tab. 5.9 p. 128).

Dans le cas des signaux Z et W, la masse invariante des deux jets se trouve autour de la masse de ces bosons. Une coupure sur la masse invariante des deux jets comprise entre 70 et 95 GeV permet de privilégier les événements de signal (Fig. 5.36). Nous avons choisi une coupure asymétrique afin d’optimiser la significiance. La section efficace de production WH est plus importante que le processus ZH, nous aurons plus d’événements de signal proche de la masse du boson W. Ces coupures très strictes montrent la faisabilité de ce canal de recherche (Tab. 5.9 et Fig. 5.37). Pour s’affranchir des fluctuations statistiques dues au nombre insuffisant d’événements en simulation complète, nous avons ajusté la distribution obtenue avec les fluctuations avec une fonction exponentielle et nous avons distribué les événements passant les coupures suivant cette exponentielle.

Les coupures très strictes sur l'impulsion des photons nous assurent que les événements de l'analyse vont être sélectionnés par le système de déclenchement : en utilisant les deux signatures des photons (un photon supérieur à 60 GeV ou deux photons isolés de 20 GeV), nous enregistrerons 99.55 % des événements de signaux et 99.16 % des événements des bruits de fond. Le système de déclenchement n'est donc pas un obstacle à l'analyse.

Nous pouvons estimer la signifiante statistique de ce canal, ce que nous montrons dans le tableau 5.10. Ce dernier donne les signifiante après trois ans à faible luminosité (30 fb^{-1}) et un an à haute luminosité (100 fb^{-1}) : la signifiante donnée après un an à haute luminosité ne tient pas compte des effets de « pile-up », la valeur réelle sera donc inférieure à celle présentée ici. Après trois ans à faible luminosité, on estime pouvoir mesurer le signal avec une signifiante égale à 1,50. Cette analyse peut être combinée aux autres canaux et ainsi augmenter la signifiante totale de découverte du boson de Higgs.

Processus	Coupure sur les photons	Coupure sur les jets	Coupure sur $70 < m_{jj} < 95 \text{ GeV}$	Coupure sur $118 < M_{\gamma\gamma} < 122 \text{ GeV}$
$ZH \rightarrow jj\gamma\gamma$	0.387	0.157	0.050	0.040
$WH \rightarrow jj\gamma\gamma$	0.673	0.263	0.091	0.074
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	0.284	0.181	0.053	0.041
$H \rightarrow \gamma\gamma$	16.73	3.17	0.096	0.081
$\gamma\gamma + 0/1/2/3 \text{ p.}$	2875.88	417.67	22.54	2.63

TAB. 5.9 – Sections efficaces en fb des processus utilisés dans l'analyse hadronique après application des coupures.

Après avoir appliqué ces coupures, nous voyons sur la figure 5.36 que la résolution en masse invariante des deux jets n'est pas suffisante pour séparer les contributions provenant des bosons Z et W. En améliorant la résolution sur la masse invariante des deux jets, on peut appliquer une coupure plus stricte sur la masse reconstruite

	S/\sqrt{B}	RooFit
30 fb ⁻¹	0,80	1,50
100 fb ⁻¹	1,45	1,85

TAB. 5.10 – Signifiances statistiques de l’analyse hadronique obtenue avec la formule S/\sqrt{B} et avec 2000 pseudo-expériences produites par RooFit, pour 30 fb⁻¹ et 100 fb⁻¹.

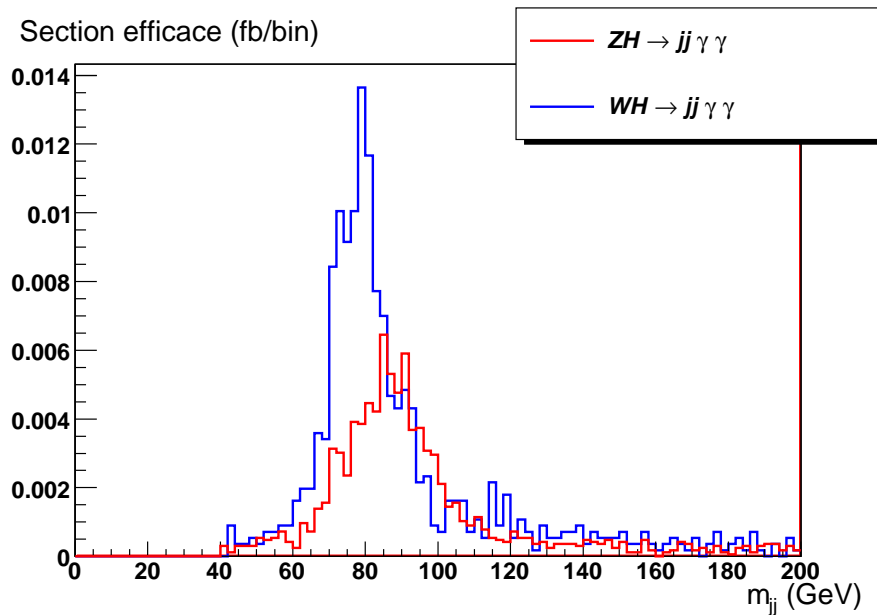


FIG. 5.36 – Distribution en masse invariante des deux jets après avoir appliqué les coupures de l’analyse hadronique.

et ainsi réduire la contribution des bruits de fond : la signifiante serait augmentée.

Les jets utilisés dans l’analyse sont reconstruits à partir des données du calorimètre seulement. En utilisant les traces reconstruites dans le détecteur interne, on peut corriger les quadri-vecteurs des jets pour augmenter la résolution. Un groupe d’ATLAS a développé un outil pour améliorer la résolution de l’impulsion des jets [51]. Je me suis inspiré de leur travail et j’ai intégré les corrections dans le package d’analyse du groupe Higgs.

Les corrections consistent à sommer l’impulsion transverse des traces reconstrui-

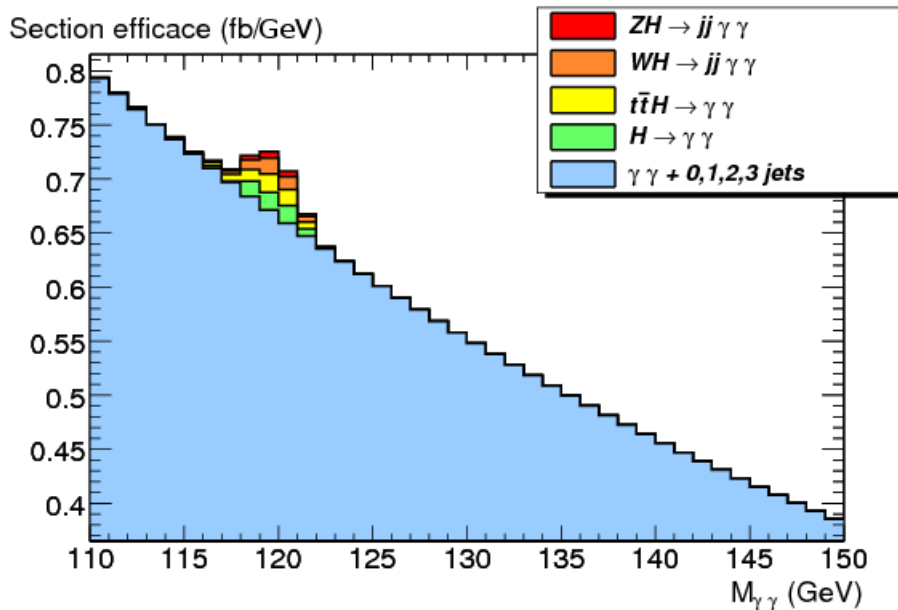


FIG. 5.37 – Distribution en masse invariante des deux photons après avoir appliqué les coupures de l'analyse hadronique.

tes dans un cône de rayon 0.4 autour de la direction du jet reconstruit. Nous ne prenons en compte que les traces dont l'impulsion transverse est supérieure à 0.5 GeV. On fait la corrélation entre la masse reconstruite d'un jet d'impulsion transverse donnée et la somme des impulsions transverses des traces. On peut donc appliquer une correction à partir de l'impulsion reconstruite dans le détecteur interne de traces. Nous corrigeons le quadri-vecteur par un facteur calculé à partir de la formule [51] :

$$f = p_2 \times \left(1 - e^{(p_0 - p_1 \times \sum p_T^{traces})} \right) \quad (5.9)$$

La direction du quadri-vecteur du jet reste inchangée, mais toutes ses composantes sont affectées par ce facteur f . Les paramètres de correction ont été optimisés suivant la position des jets en pseudo-rapidité et les valeurs des paramètres sont calculées par les formules données dans le tableau 5.11. Ces paramètres dépendent du rapport R , rapport de la somme des p_T des traces avec l'impulsion transverse du jet. Seuls les jets ayant une impulsion transverse supérieure à 35 GeV sont corrigés. L'étude des jets moins énergétiques n'a pas encore été effectuée.

	$ \eta^{jet} < 1.4$	$1.4 < \eta^{jet} < 1.8$	$1.8 < \eta^{jet} < 2.2$
p_0	$0.0020 + 0.0044 \times R$	$0.0707 - 0.1319 \times R$	$-0.0070 + 0.1689 \times R$
p_1	$0.0754 - 0.0196 \times R$	$0.0564 - 0.0076 \times R$	$0.0912 - 0.0480 \times R$
p_2	$1.064 - 0.1007 \times R$	$1.060 - 0.1366 \times R$	$1.027 - 0.0570 \times R$

TAB. 5.11 – Valeurs des paramètres utilisés pour corriger les quadri-vecteurs des jets.

Après avoir appliqué ces corrections, la résolution des jets est améliorée [51] (Fig. 5.38). Mais ces corrections n'améliorent pas beaucoup la résolution sur la masse invariante des jets (Fig. 5.39). Cette faible amélioration est confirmée par les résultats d'un autre groupe de travail d'ATLAS [51]. Une étude beaucoup plus poussée serait nécessaire pour ajuster les corrections en fonction de l'impulsion des jets et de leur pseudo-rapidité mais dans le temps qui nous a été imparti, cela n'a pas été possible. L'analyse basée sur des coupures sur l'impulsion des photons et jets pourrait être améliorée en utilisant d'autres variables, telles que l'impulsion du boson de Higgs ou des bosons Z et W, les distributions en distance (exprimée en ΔR) entre les différentes particules. Nous aurions pu aussi utiliser les propriétés des bosons W et Z. Par exemple, lorsqu'ils se désintègrent en deux quarks, une corde de couleur se crée entre les deux jets et l'activité hadronique entre les deux jets est différente de celle produite par les bruits de fond. Avec suffisamment de statistique, une analyse multi-variable aurait donné de meilleurs résultats.

L'analyse de désintégration hadronique des bosons Z et W offre une opportunité d'augmenter la signifiante des processus de production associée. En améliorant la résolution en masse invariante des jets, on pourrait séparer la contribution des deux bosons et ainsi avoir une mesure indépendante des couplages du boson de Higgs.

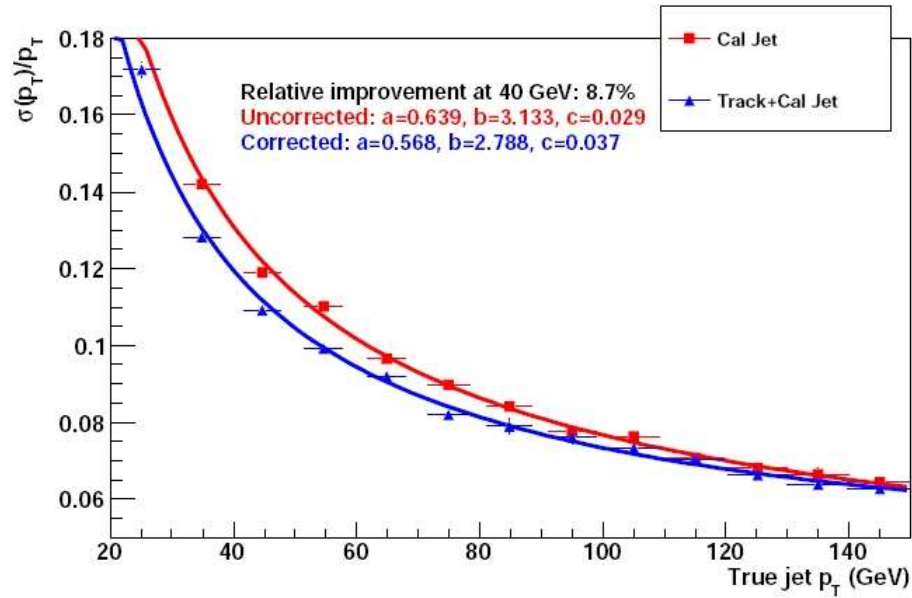


FIG. 5.38 – Résolution de l'impulsion des jets reconstruits avant et après avoir appliqué les corrections des traces [51].

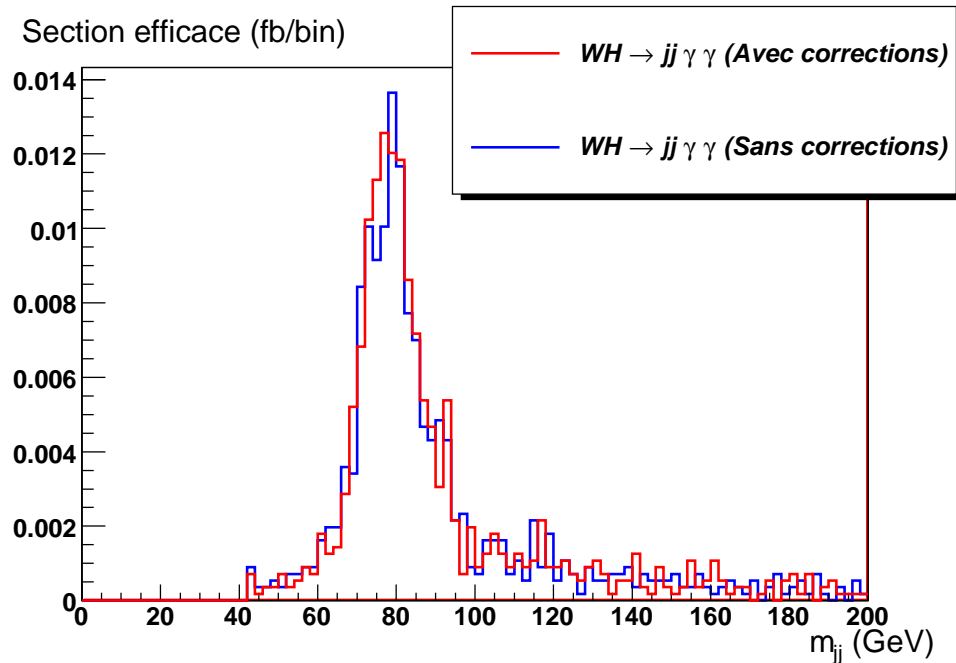


FIG. 5.39 – Distribution en masse invariante des jets avant et après les corrections des traces. Nous avons utilisé les événements $WH \rightarrow jj\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse hadronique.

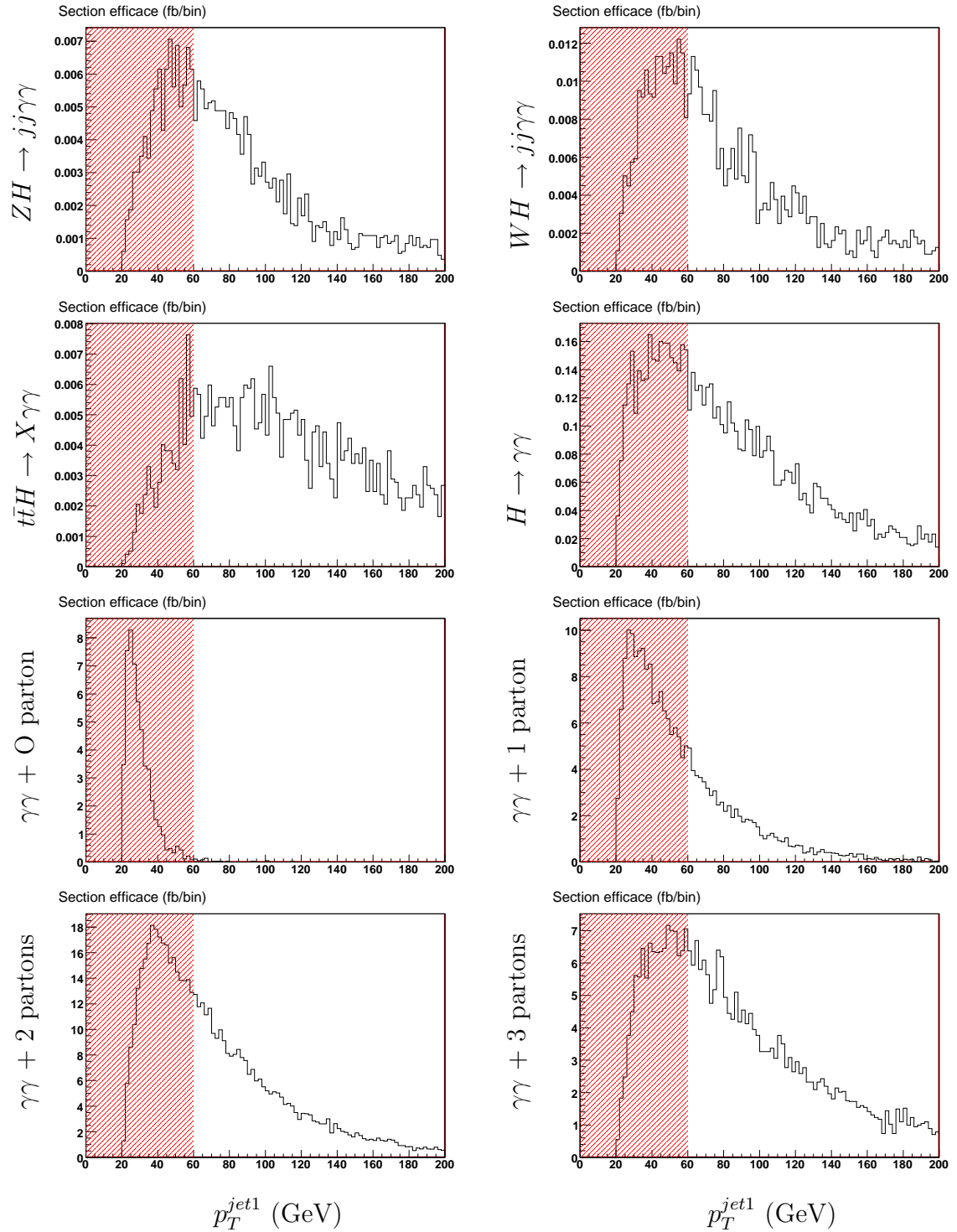


FIG. 5.40 – Distribution en impulsion transverse du jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l'analyse hadronique.

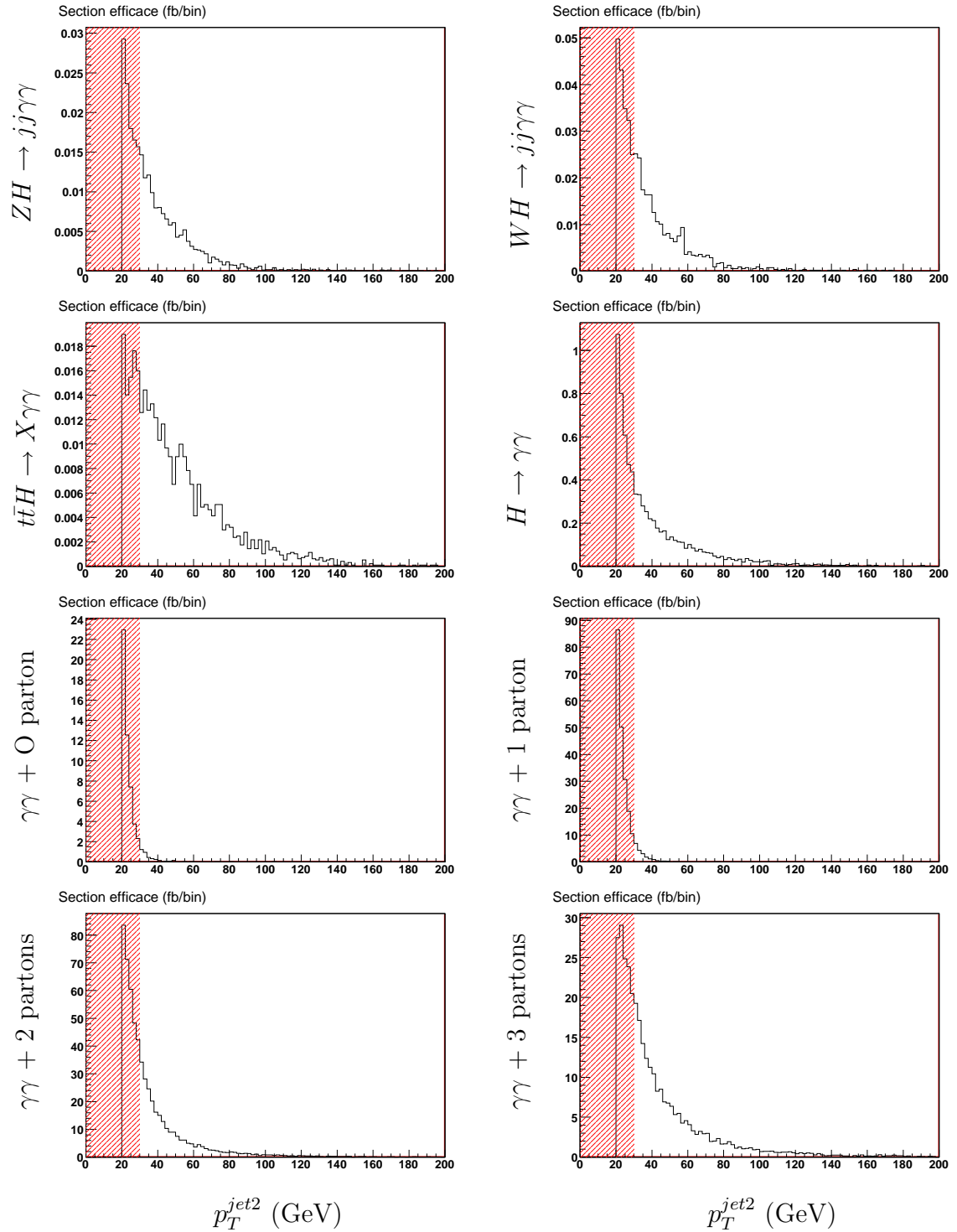


FIG. 5.41 – Distribution en impulsion transverse du second jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l'analyse hadronique.

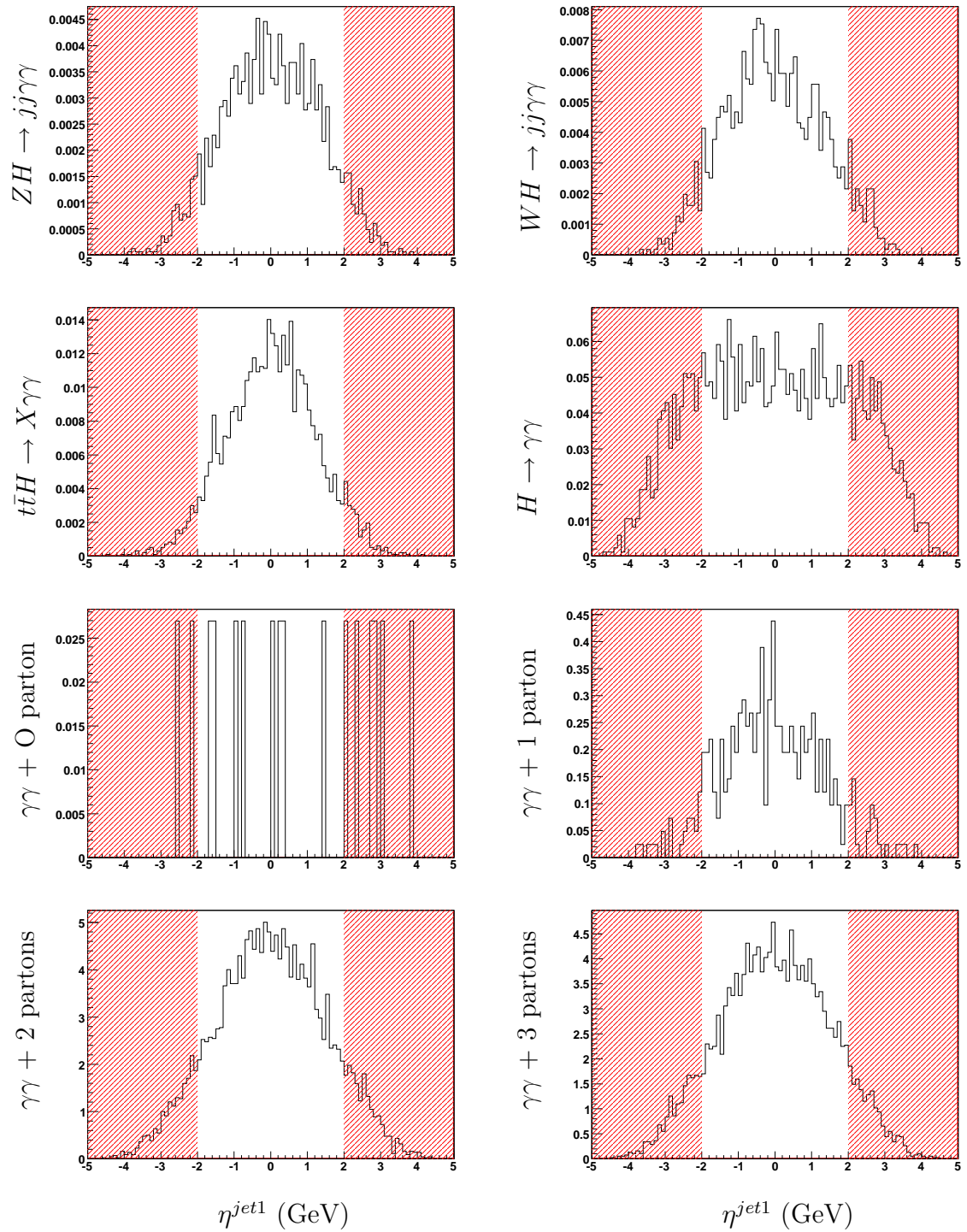


FIG. 5.42 – Distribution en pseudo-rapidité du premier jet sélectionné de plus haute impulsion transverse pour les signaux et bruits de fond de l’analyse hadronique après avoir appliqué les coupures sur l’impulsion des jets supérieure à 60 et 30 GeV respectivement pour le premier et second jet par ordre décroissant d’impulsion transverse.

5.12 Conclusion

La production associée d'un boson de Higgs avec un boson Z et W peut être utilisée pour augmenter la signifiante de découverte : l'étude nécessite de grandes statistiques (3 ans à faible luminosité, $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). La signifiante statistique de découverte d'un boson de Higgs de 120 GeV se désintégrant en photons est estimée à 5,7 après 30 fb^{-1} [28]. Ce résultat correspond à la combinaison des analyses inclusives et VBF. En ajoutant la contribution de la production associée, on estime mesurer le signal avec une signifiante égale à 6,4 (estimation à partir de la racine carrée de la somme des carrés des signifiantes).

L'analyse des désintégrations leptoniques des bosons faibles nous donne également l'opportunité de mesurer les couplages d'un boson de Higgs dans les faibles masses. Les couplages du bosons de Higgs au quark top, au boson Z et W sont proportionnels aux sections efficaces des processus $t\bar{t}H$, ZH et WH respectivement ($g^2 \propto \sigma$). Une étude spécifique du processus $t\bar{t}H$ permettra une mesure du couplage du boson de Higgs au quark top. Nous avons vu lors de l'analyse des désintégrations leptoniques des bosons Z et W qu'il est difficile de séparer la contribution des signaux $t\bar{t}H$, ZH et WH . Avant la coupure hadronique (Fig. 5.19 et 5.24), les sections efficaces mesurées par l'analyse « Higgs + lepton » et « Higgs + E_T^{miss} » sont proportionnelles à [52] [53] :

$$\begin{aligned} \sigma_{Higgs+lepton} &\propto g_{tH}^2 \text{ et } g_{WH}^2 \\ \sigma_{Higgs+E_T^{miss}} &\propto g_{tH}^2, g_{WH}^2 \text{ et } g_{ZH}^2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

La section efficace de ces processus est proportionnelle au nombre d'événements reconstruits. Après 30 fb^{-1} , nous aurons 5 événements pour l'analyse Higgs + lepton et 5 événements pour l'analyse Higgs + E_T^{miss} . Après 100 fb^{-1} , nous aurons 14 événements pour l'analyse Higgs + lepton et 15 événements pour l'analyse Higgs + E_T^{miss} . L'incertitude statistique sur la mesure d'un couplage est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\delta \sigma}{\sigma} = \frac{\delta g^2}{g^2} = \frac{2\delta g}{g} \quad (5.11)$$

En négligeant les incertitudes systématiques, on estime pouvoir mesurer les couplages avec une incertitude égale à 22 % après 30 fb^{-1} et 13 % après 100 fb^{-1} .

L'étude a montré la faisabilité de la reconstruction des événements de production associée. Les résultats sont compatibles avec d'anciennes études [4] [5] mais, pour la première fois dans l'expérience ATLAS, l'étude a été effectuée en simulation complète incluant des bruits de fond parfois sous-estimés par la simulation rapide. Par exemple, l'énergie transverse manquante ne provenant pas de neutrinos est sous-estimée en simulation rapide, ce qui donne une contribution plus faible des bruits de fond réductible. Les résultats sont encourageants même si de nombreuses incertitudes demeurent. Ces incertitudes seront mieux appréciées lorsque nous pourrons confronter les résultats aux données expérimentales.

Ces canaux, difficiles à détecter, pourraient montrer de la physique au-delà du MS mais nécessitent de grandes quantités de données (plusieurs années à haute luminosité $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

CONCLUSION

L'expérience ATLAS est un détecteur de particules installé auprès de l'accélérateur LHC. Il aura notamment pour but de tester le Modèle Standard et en particulier rechercher le boson de Higgs, particule prédite par le MS.

Le canal de recherche Higgs en deux photons est un des canaux les plus importants dans une gamme de masse allant de 100 à 150 GeV. Ce canal bénéficie de la très bonne résolution du calorimètre électro-magnétique du détecteur ATLAS. Le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons est faible. Nous avons donc dû considérer un grand nombre de processus de bruit de fond, même lorsque leurs sections efficaces sont faibles, car ils pourraient être importants. Nous avons trouvé que la production associée avec un boson Z et W apporte une contribution non-négligeable lors de la recherche du boson de Higgs en deux photons. En effet, la combinaison des canaux de production associée avec les canaux gg-fusion et VBF accroît la signifiante de découverte.

Afin de sélectionner les événements susceptibles de contenir les processus recherchés, nous avons configuré le système de déclenchement de l'enregistrement des données. En effet, le taux de collisions sera tel que nous ne serons pas en mesure d'enregistrer toutes les données. Nous avons développé des signatures suivant les processus recherchés, nous devons avoir la meilleure reconstruction des événements. Pendant cette phase de sélection, nous n'avons accès qu'à une partie de l'information du détecteur et nous sommes limités en temps. Dans ces conditions, nous avons développé des algorithmes permettant la reconstruction de ces objets.

Après avoir sélectionné ces événements, nous devons les reconstruire et nous utiliserons pour cela les ordinateurs de la grille de calcul. Ces ordinateurs sont disposés dans des centres de calcul ("Tier"). Les "Tiers" sont classés en trois catégories : les Tier 1 reconstruiront les données, les Tier 2 seront chargés de la production Monte-Carlo et les Tier 3 feront l'analyse des données reconstruites. Dans le cadre de ma thèse, j'ai notamment participé à la mise en place d'un Tier 3 au LPSC à

Grenoble. J'ai également utilisé les ordinateurs de la grille pour l'analyse présentée dans ce mémoire.

Une très bonne discrimination jet-photon-électron est indispensable à l'étude. Nous avons optimisé les algorithmes de sélection en utilisant les événements Monte Carlo. Les paramètres d'identification devront être ajustés en fonction des données réelles.

Nous avons étudié deux topologies différentes : les événements contenant deux photons énergétiques, un lepton isolé et de l'énergie manquante pour sélectionner majoritairement les événements $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et les événements contenant deux photons énergétiques et de l'énergie transverse manquante pour l'étude des événements $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$. La séparation des analyses permet d'obtenir une meilleure signifiante statistique et rend possible la mesure des couplages du boson de Higgs aux bosons Z et W.

La signifiante de découverte de ce signal (Fig 5.43) est estimée à 2.93 ($m_H = 120$ GeV, 30 fb^{-1}) dans le cas où les bruits de fond sont correctement évalués et à 2.36 dans un cas pessimiste pour lequel la contribution du bruit de fond est doublée. Des versions plus récentes de la reconstruction des événements permettent une meilleure identification des leptons et photons dans le détecteur. On pourrait assouplir les critères d'identification, ce qui augmenterait le nombre d'événements de signal.

L'analyse de production associée souffre de nombreuses incertitudes qu'il est difficile d'évaluer tant qu'on n'aura pas de données. Les effets d'empilement n'ont pas été pris en compte et ces derniers pourraient perturber la mesure des impulsions des particules ou de l'impulsion transverse manquante.

Des générateurs d'événements de physique au premier ordre ont été utilisés mais les contributions aux ordres supérieurs pourraient être importantes. Le rayonnement de QCD modifie la topologie des événements prédite par les Monte Carlos, et ces effets ajoutent une incertitude sur la validité des estimations. Les estimations des sections efficaces données par les générateurs dépendent aussi de fonctions PDF

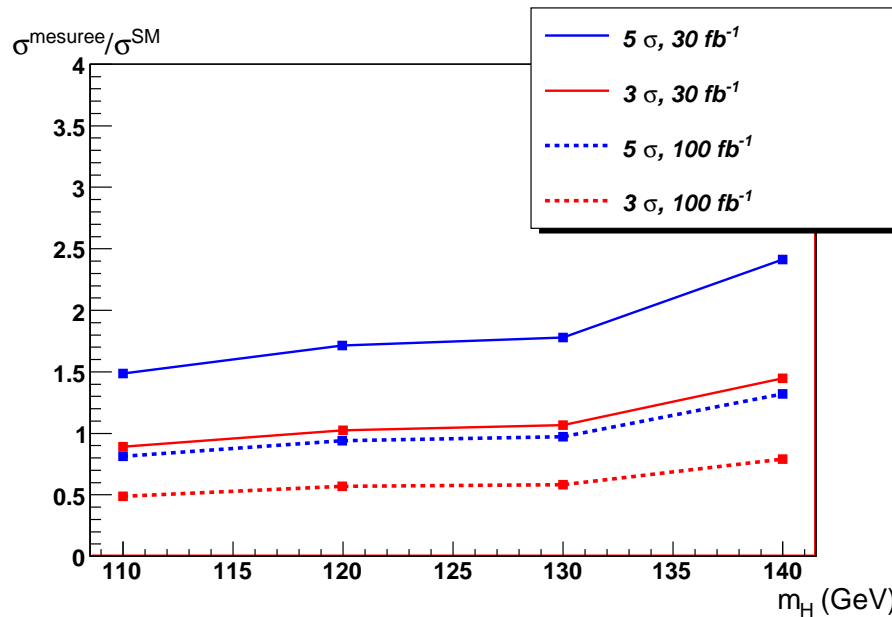


FIG. 5.43 – Rapport entre la section efficace nécessaire pour voir le signal de production associée et la section efficace prédite par le MS pour 30 fb^{-1} en bleu et 100 fb^{-1} en rouge. Les courbes pleines correspondent à une signifiante de 5σ et les courbes en pointillés correspondent à 3σ .

(Parton Distribution Function) des protons.

Certains bruits de fond dont on estime que la contribution sera faible ont été négligés. Les bruits de fond de QCD, la contribution des muons cosmiques nécessitent de très grandes quantités de données impossibles à simuler dans un temps raisonnable. La connaissance des bruits de fond n'est donc pas précise et nous sommes dans l'attente des données expérimentales pour mieux connaître dans quelle mesure nous pourrions voir les événements de production associée.

Pour le même type d'analyse, l'expérience CMS s'est consacrée à l'analyse Higgs + lepton mais n'a pas considéré l'étude d'un boson de Higgs accompagné par de l'énergie manquante [6]. L'étude, basée sur une méthode de vraisemblance, permet d'avoir des résultats plus favorables que les nôtres mais certains bruits de fond réductibles (par exemple $c\bar{c}\gamma\gamma$) ont été négligés. Les coupures sur les photons sont moins strictes que les nôtres. Certains bruits de fond pourraient avoir une contri-

bution plus importante que dans notre étude.

Nous aurions pu utiliser des méthodes multivariées afin de mieux sélectionner les événements de signal. Cela requiert de très grandes quantités de données à simuler. Les Monte Carlo ainsi que la simulation du détecteur doivent être les plus réalistes possibles. Pour utiliser ces méthodes d'analyse, nous devons être sûrs que les distributions prédites par les Monte Carlo correspondent bien aux données. La bonne compréhension du détecteur sera donc indispensable. L'avantage de l'analyse avec coupures est de pouvoir voir la dépendance des bruits de fond en modifiant la valeur des coupures et vérifier que cela correspond bien à ce qu'on observe avec des données réelles. Cela donnera confiance en la validité de la simulation.

La production associée permet également de mesurer les couplages du boson de Higgs aux particules du Modèle Standard. Des couplages différents de ceux attendus ou une augmentation de la section efficace due à une résonance révélerait de la physique au-delà du Modèle Standard. Les couplages du boson de Higgs aux bosons faibles sont accessibles par la mesure de la section efficace de la production associée. Une mesure précise de la luminosité ainsi que l'efficacité de reconstruction des événements est primordiale. Un écart dans la mesure de la section efficace par rapport à la section efficace attendue montrerait de la physique au-delà du MS. Le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), par exemple, prédit un boson de Higgs de faible masse dont les couplages diffèrent des couplages prédits par le MS et dépendent de la valeur du paramètre $\tan(\beta)$.

La mesure des couplages du boson de Higgs est importante en cas de découverte pour confirmer la nature de la nouvelle résonance. Cette étude montre que les processus $WH/ZH/t\bar{t}H$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ sont potentiellement intéressants pour augmenter la signifiante de découverte du boson de Higgs du MS et éventuellement pour mesurer les couplages aux bosons de jauge électro-faibles du MS avec une précision de $\sim 22\%$ après 30 fb^{-1} . En dépit des incertitudes, l'analyse de production associée d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons est prometteuse.

Malgré les bruits de fond importants, il est fort probable que nous comprendrons mieux les queues des distributions et leur impact avec les données expérimentales. Déjà, les nouvelles versions du software d'ATLAS intègrent des améliorations des algorithmes de reconstruction des particules, et les résultats pourront, de même, être certainement améliorés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **LEP Working Group for Higgs boson searches** Collaboration, R. Barate *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson at LEP,” *Phys. Lett.* **B565** (2003) 61–75, arXiv :hep-ex/0306033.
- [2] P. Renton, “Global Electroweak Fits and the Higgs Boson Mass,” arXiv :0809.4566 [hep-ph].
- [3] **Gfitter** Collaboration, J. Haller, “Fits of the Electroweak Standard Model and Beyond using Gfitter,” arXiv :0810.3664 [hep-ph].
- [4] G. Eynard and R. Zitoun, *Etude de la production associée du boson de Higgs HW, Ht \bar{t} , HZ \rightarrow $\gamma\gamma + e^{-+}/\mu^{-+} + X$ avec le détecteur ATLAS, auprès du LHC.* oai :cds.cern.ch :360430. PhD thesis, Grenoble 1, Annecy-le-Vieux, 1998. Presented on 6 May 1998.
- [5] P. H. Beauchemin and G. Azuelos, “Search for the SM Higgs boson in the $\gamma\gamma + E_T^{miss}$ channel,” Tech. Rep. ATL-PHYS-2004-028. ATL-COM-PHYS-2004-056. CERN-ATL-COM-PHYS-2004-056, CERN, Geneva, 2004.
- [6] M. Lethuillier, J. L. Agram, C. Baty, S. Gascon-Shotkin, S. Perriès, and O. Ravat, “Search for a Neutral Higgs Boson with WH/ZH, $H \rightarrow 2\gamma$ Channel,” Tech. Rep. CMS-NOTE-2006-110. CERN-CMS-NOTE-2006-110, CERN, Geneva, May, 2006.
- [7] **Particle Data Group** Collaboration, W. M. Yao *et al.*, “Review of particle physics,” *J. Phys.* **G33** (2006) 1–1232.
- [8] CNRS Lyon. Inst. Nat. Phys. Nucl. Phys. Part., oai :cds.cern.ch :222221. *22ème École d’été de Physique des Particules.* CNRS Lyon. Inst. Nat. Phys. Nucl. Phys. Part., Paris, 1990.
- [9] The TEVNP Working Group and Collaboration, for the CDF and Collaboration, D0, “Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs- Boson Production with up to 3.0 fb $^{-1}$ of data,”.

- [10] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model,” *Phys. Rept.* **457** (2008) 1–216, arXiv :hep-ph/0503172.
- [11] S. Dawson, “Introduction to the physics of Higgs bosons,” arXiv :hep-ph/9411325.
- [12] C. Quigg, “Higgs bosons, electroweak symmetry breaking, and the physics of the Large Hadron Collider,” *Contemp. Phys.* **48** (2007) 1–11, arXiv :0704.2045 [hep-ph].
- [13] A. Ghinculov and T. Binoth, “Perturbative and nonperturbative Higgs signals,” *Acta Phys. Polon.* **B30** (1999) 99–105, arXiv :hep-ph/9807227.
- [14] K. Riesselmann, “Limitations of a standard model Higgs boson,” arXiv :hep-ph/9711456.
- [15] B. Mellado *et al.* *Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group* (2007) , com-phys-2007-024.
- [16] M. Duhrssen *et al.*, “Extracting Higgs boson couplings from LHC data,” *Phys. Rev.* **D70** (2004) 113009, arXiv :hep-ph/0406323.
- [17] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
[http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html).
- [18] A. R. Zerwekh, “Associate Higgs and gauge boson production at hadron colliders in a model with vector resonances,” *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 791–795, arXiv :hep-ph/0512261.
- [19] G. Azuelos *et al.*, “Exploring little Higgs models with ATLAS at the LHC,” *Eur. Phys. J.* **C39S2** (2005) 13–24, arXiv :hep-ph/0402037.
- [20] D. Cocolicchio, F. Feruglio, G. L. Fogli, and J. Terron, “WZ pair production at the LHC in left-right models,” *Physics Letters B* **255** 599–604.
- [21] C. Lefevre, “LHC : the guide ,”
[http ://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/multimedia/-brochure/brochure-2006-003-eng.pdf](http://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/multimedia/-brochure/brochure-2006-003-eng.pdf).
- [22] R. Achenbach, P. Adragna, V. Andrei, P. Apostoglou, B. Åsman, C. Ay, B. M. Barnett, B. Bauss, M. Bendel, C. Böhm, J. R. A. Booth, I. P. Brawn,

P. Bright-Thomas, D. G. Charlton, N. J. Collins, C. J. Curtis, A. Dahloff, A. O. Davis, S. Eckweiler, J. P. Edwards, E. F. Eisenhandler, P. J. W. Faulkner, J. Fleckner, F. Föhlich, J. Garvey, C. N. P. Gee, A. R. Gillman, P. Hanke, R. P. Hatley, S. Hellman, A. Hidvegi, S. J. Hillier, K. Jakobs, M. Johansen, E. E. Kluge, M. Landon, V. Lendermann, J. N. Lilley, K. Mahboubi, G. Mahout, A. Mass, K. Meier, T. Moe, E. Moyse, F. Müller, A. Neusiedl, C. Nöding, B. Oltmann, J. M. Pentney, V. J. O. Perera, U. Pfeiffer, D. P. F. Prieur, W. Qian, D. L. Rees, S. Rieke, F. Rühr, D. P. C. Sankey, U. Schäfer, K. Schmitt, H. C. Schultz-Coulon, C. Schumacher, S. Silverstein, R. J. Staley, R. Stamen, M. C. Stockton, S. Tapprogge, J. P. Thomas, T. Trefzger, P. M. Watkins, A. Watson, P. Weber, and E. E. Woehrling, “The atlas level-1 calorimeter trigger,” Tech. Rep. ATL-DAQ-PUB-2008-001. ATL-COM-DAQ-2008-002, CERN, Geneva, Jan, 2008.

- [23] ATLAS Collaboration, J. E. Proudfoot, and W. F. E. Mader, “Jet, missing et and tau combined performance,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2008-074, CERN, Geneva, May, 2008.
- [24] A. Brandt, S. Xella, and X. Wu, “Atlas trigger performance,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN, Geneva, May, 2008.
- [25] S. D. Ellis and D. E. Soper, “Successive combination jet algorithm for hadron collisions,” *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3160–3166, [arXiv :hep-ph/9305266](#).
- [26] J. Alwall *et al.*, “MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation,” *JHEP* **09** (2007) 028, [arXiv :0706.2334 \[hep-ph\]](#).
- [27] M. Lethuillier *et al.*, “Search for a neutral Higgs boson with $W H / Z H, H \rightarrow \gamma \gamma$ channel,” *J. Phys.* **G34** (2007) N105–N132.
- [28] L. Fayard and L. Nisati, “Higgs boson searches with atlas,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2008-113, CERN, Geneva, Aug, 2008.
- [29] K. L. Adamson, D. de Florian, and A. Signer, “Gluon induced contributions to $Z\gamma$ production at hadron colliders,” *Phys. Rev. D* **67** (2003) no. 3, 034016.
- [30] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv :hep-ph/0603175](#).

- [31] Z. Was, P. Golonka, and G. Nanava, “PHOTOS Monte Carlo and its theoretical accuracy,” [arXiv :0807.2762](https://arxiv.org/abs/0807.2762) [hep-ph].
- [32] J. Alwall *et al.*, “A standard format for Les Houches event files,” *Comput. Phys. Commun.* **176** (2007) 300–304, [arXiv :hep-ph/0609017](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609017).
- [33] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” *JHEP* **07** (2003) 001, [arXiv :hep-ph/0206293](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293).
- [34] A. Rimoldi *et al.*, “ATLAS detector simulation : Status and outlook,”. Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17-21 Oct 2005.
- [35] **GEANT4** Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4 : A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [36] “ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1,”. CERN-LHCC-99-14.
- [37] Centre de Calcul IN2P3 - CNRS [http ://cc.in2p3.fr](http://cc.in2p3.fr).
- [38] Infrastructure Tier-3 Grenoble
[http ://lpsc.in2p3.fr/informatique/tier3.html](http://lpsc.in2p3.fr/informatique/tier3.html).
- [39] R. québécois de calcul de haute performance [https ://rqchp.ca/](https://rqchp.ca/).
- [40] Gaia in McGill
[http ://www.hep.physics.mcgill.ca/ATLAS/wiki/index.php?title=GAIA](http://www.hep.physics.mcgill.ca/ATLAS/wiki/index.php?title=GAIA).
- [41] EventView [https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/EventView](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/EventView).
- [42] M. Fanti, “Documentation du package HiggsAnalysisUtils ,”
[https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/HiggsAnalysisUtils](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/HiggsAnalysisUtils).
- [43] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework,” *Nucl. Inst. and Meth. in Phys* **A389** (1996) 81–86.
- [44] L. Carminati, “Higgs to photons Inclusive Background Reconstruction ,”
[https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/-HggInclusiveBackgroundReco](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/-HggInclusiveBackgroundReco).

- [45] D. Froidevaux and D. Zerwas, “Electron/photon csc chapter,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2008-110, CERN, Geneva, Aug, 2008.
- [46] Quick guide to the Panda monitor <http://panda.atlascomp.org>.
- [47] ATLAS Collaboration, “Muon combined performance csc chapter,” Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2008-055, CERN, Geneva, May, 2008.
- [48] M. R. Whalley, D. Bourilkov, and R. C. Group, “The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and Lhaglué,” [arXiv :hep-ph/0508110](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0508110).
- [49] V. Bartsch and G. Quast, “Expected signal observability at future experiments,” Tech. Rep. CMS-NOTE-2005-004. CERN-CMS-NOTE-2005-004, CERN, Geneva, Feb, 2005.
- [50] W. Verkerke and D. Kirkby, “The RooFit toolkit for data modeling,” [arXiv :physics/0306116](https://arxiv.org/abs/physics/0306116).
- [51] Z. Marshall, E.W. Hughes, A. Schwartzman *Track-based improvement in the jet energy resolution for ATLAS (2008)* , [com-physics-2008-085](https://arxiv.org/abs/com-physics-2008-085).
- [52] M. Dührssen, “Prospects for the measurement of higgs boson coupling parameters in the mass range from 110 - 190 gev,” Tech. Rep. ATL-PHYS-2003-030, CERN, Geneva, Jul, 2003. revised version number 1 submitted on 2003-09-10 10 :42 :24.
- [53] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko, and E. Richter-Was, “Measuring Higgs boson couplings at the LHC,” *Phys. Rev.* **D62** (2000) 013009, [arXiv :hep-ph/0002036](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0002036).
- [54] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, and M. Treccani, “Matching matrix elements and shower evolution for top- quark production in hadronic collisions,” *JHEP* **01** (2007) 013, [arXiv :hep-ph/0611129](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611129).
- [55] Z. Nagy, “QCD and Monte Carlo generators,” [arXiv :0706.4063 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0706406).
- [56] J. Alwall *et al.*, “Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions,” *Eur. Phys. J.* **C53** (2008) 473–500, [arXiv :0706.2569 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0706256).
- [57] J. Tanaka, “Datasets for $H \rightarrow 2$ photons ,” <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/HiggsWGCSCHG1Dataset>.

- [58] Pacman Headquarters <http://physics.bu.edu/pacman/>.
- [59] F. Lambert, “Exemple de job d’analyse utilisant athena et DQ2 ,”
<https://lpsc.in2p3.fr/trac/informatique/wiki/tutoathena>.
- [60] B. Brelier, “Page dédiée au Tier 3 de Grenoble ,”
<http://lpsc.in2p3.fr/twiki/bin/view/Main/TierGrenoble>.

Annexe I

Matching avec le générateur MadGraph

Nous avons utilisé le générateur Monte-Carlo MadGraph [26] pour produire certains bruits de fond de l'analyse. MadGraph ne procède pas à l'émission de rayonnement QCD à l'état initial et final, ni à la fragmentation des partons. Le générateur doit être interfacé à Pythia pour procéder à ces étapes. Lors de ces rayonnements, un jet très énergétique peut être produit. Ce processus peut correspondre à un autre diagramme de Feynman incluant la production de ce jet supplémentaire. Nous pouvons nous retrouver dans une situation où le même diagramme est utilisé plusieurs fois, ce qui apporte un double comptage des événements lors de la production. Nous devons donc soustraire cette production de jets qui, s'ils sont très énergétiques, sont mieux décrits par l'élément de matrice.

I.1 Principe du matching

Les différentes procédures de matching [54] (c'est à dire de joindre les deux méthodes de production de jets : élément de matrice et gerbe hadronique) suivent en général une stratégie similaire. Nous définissons ce qu'est un jet et nous calculons la section efficace du processus considéré en reconstituant les jets. Par exemple, lors de l'étude d'un état final X , la section efficace est estimée pour $pp \rightarrow X + n$ partons pour plusieurs valeurs $n = 0 \dots N$. Les événements sont ensuite additionnés proportionnellement à leur section efficace totale. Ensuite, chacune des configurations est acceptée ou rejetée suivant une probabilité dépendant des coupures cinématiques. Cette probabilité peut inclure les facteurs de forme de Sudakov [55] (donnant la possibilité qu'un parton émette un autre parton dur, par exemple un gluon). La dernière étape consiste à effectuer la gerbe partonique (parton shower). La gerbe, produite selon "Leading Log Approximation", donne une représentation fiable d'émission partonique à petits angles, mais ne génère pas correctement des partons de grande impulsion transverse, relative au parton initial. Après cette étape, aucun jet supplémentaire ayant une impulsion transverse dépassant une valeur donnée ne doit être produit, car la production de jets

dans ce cas est mieux décrite par l'élément de matrice. Si un jet (défini par une coupure en impulsion transverse) supplémentaire est produit, l'événement est alors rejeté. Différents algorithmes de matching sont utilisés en physique des particules. Ils diffèrent principalement par la définition des jets, la façon dont sont acceptés ou rejetés les jets suivant l'élément de matrice ou encore le véto de jet au moment des rayonnements finaux (parton shower).

I.2 Matching dans MadGraph

Trois méthodes de matching sont accessibles dans MadGraph : le matching CKKW [55] avec les facteurs de forme Sudakov de Sherpa (cette méthode n'est pas encore validée), le matching MLM [55] avec un algorithme de cône (comme dans AlpGen) et le matching MLM avec un algorithme de k_{\perp} . Cet algorithme définit une variable $d_{ij} = \Delta R_{ij}^2 \min(P_{Ti}^2, P_{Tj}^2)$, entre chaque paire de partons i et j , appelée « mesure k_T ». Des coupures sont appliquées au moment de la génération : une coupure en impulsion transverse est fixée à 15 GeV mais cette valeur peut être ajustée par l'utilisateur. Cette coupure sépare l'espace de phase décrit par l'élément de matrice de l'espace de phase décrit par les rayonnements à l'état initial et final. L'échelle de factorisation, c'est à dire l'échelle utilisée pour définir les densités de partons, correspond à l'échelle du processus primaire partonique. L'échelle de renormalisation (qui sert à évaluer α_s à chaque branchement de parton) correspond à la mesure k_T de ce branchement. Notre contribution a consisté à intégrer dans Athena la nouvelle interface qui permet un tel matching : cela permet à l'ensemble des utilisateurs d'ATLAS de pouvoir produire des événements MadGraph avec la méthode de matching dans le cadre de notre modèle de données.

Pour valider la nouvelle interface, nous avons comparé les résultats de MadGraph avec les résultats des générateurs Sherpa et AlpGen.

I.3 Validation de l'interface

Nous avons produit des événements $Z + \text{jets}$, le boson Z se désintégrant en électrons ou muons, avec les générateurs MadGraph et AlpGen. Le rayonnement à l'état initial et final est ajouté par Pythia et le "matching" entre MadGraph/AlpGen

et Pythia a été ajouté. Nous avons comparé quelques distributions pour valider l'interface comme la distribution des impulsions des jets ou leurs pseudo-rapidités. L'étude n'inclut pas les effets de détecteurs dont les effets devraient être identiques pour les deux générateurs.

Nous avons tracé les distributions en impulsion transverse (Fig. I.1) et en pseudo-rapidité (Fig. I.2) pour le second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse. Les distributions sont normalisées à partir de la section efficace estimée par les générateurs. Sur les figures I.1 et I.2, le cas à un jet n'a pas d'entrée car nous regardons la distribution du second jet. Les variables étudiées ont des distributions similaires, le matching dans MadGraph fonctionne correctement. Les différences sont dues à des sections efficaces différentes. Ces sections efficaces ont été estimées par chacun des générateurs. Nous avons produit localement les événements MadGraph mais nous avons utilisé des événements de AlpGen produits par d'autres utilisateurs. Les coupures appliquées au niveau des générateurs diffèrent. Les distributions du jet le plus énergétique sont faussées par ces coupures. Nous avons choisi de comparer les jets moins énergétiques pour lesquels les coupures appliquées ont un impact plus faible. Comme le montre les figures I.1 et I.2, les générateurs AlpGen et MadGraph donnent des résultats similaires, ce qui montre que les méthodes de matching fonctionnent dans MadGraph.

I.4 Conclusion

La nouvelle interface MadGraph avec Matching a été intégrée au framework Athena à partir de la version 14.2.0 (sortie en juillet 2008). Les utilisateurs d'ATLAS peuvent maintenant utiliser le matching dans MadGraph officiellement. Les résultats semblent en accord avec les autres générateurs : notre travail a consisté à vérifier que l'interface fonctionnait et non valider le Monte Carlo. Une étude plus complète avec une production d'événements dans les mêmes conditions est nécessaire pour terminer le travail. Une comparaison des résultats du générateur MadGraph avec les générateurs Sherpa et AlpGen valideraient ainsi les méthodes de matching utilisées dans MadGraph. D'autres études montrent les différences entre ces générateurs [56].

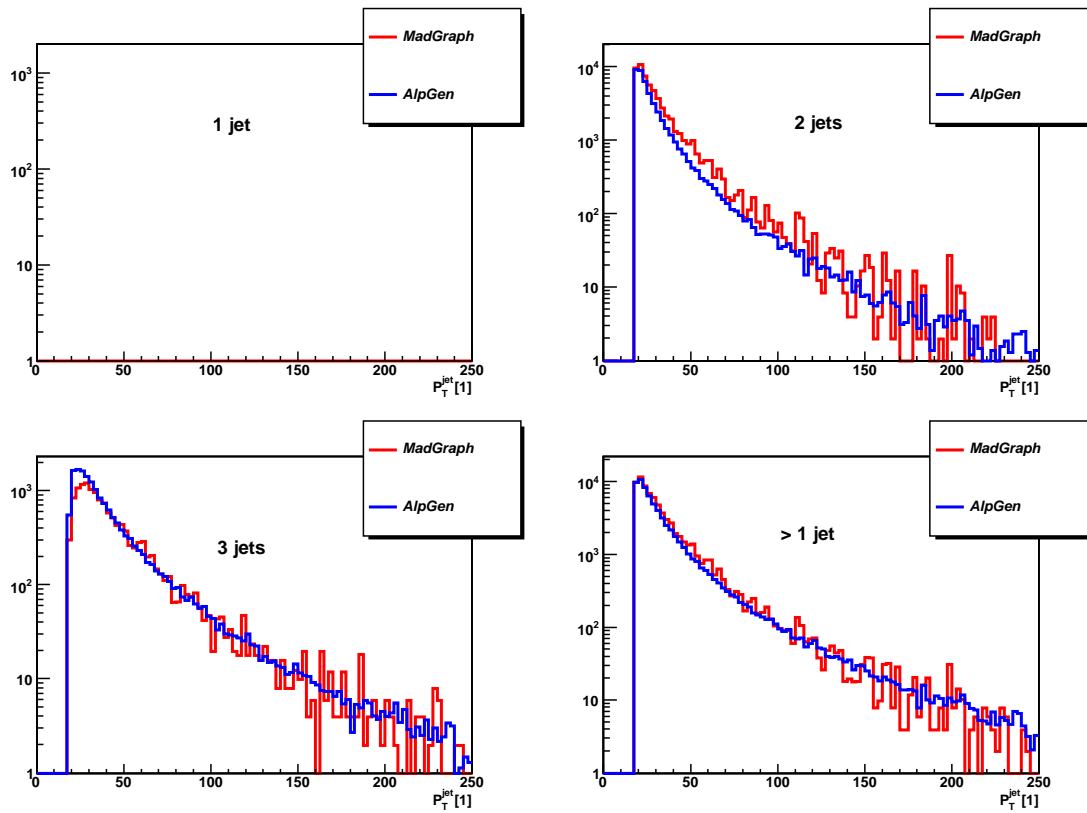


FIG. I.1 – Distribution en impulsion transverse du second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse.

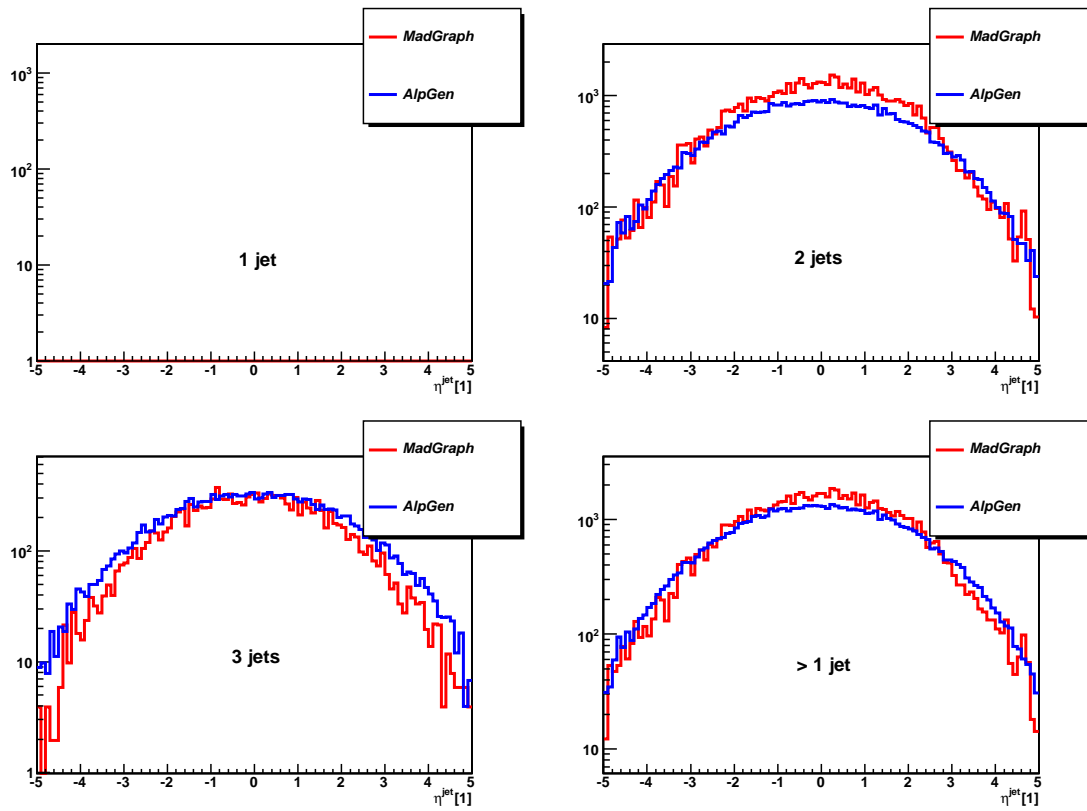


FIG. I.2 – Distribution en pseudo-rapidité du second jet par ordre décroissant d'impulsion transverse.

Annexe II

Contribution à la production et à l'analyse des événements

Je me suis personnellement impliqué dans la production et l'analyse des événements qui ont servi à la rédaction de la note CSC [28]. Pour s'assurer que tous les événements pour les notes CSC soient produits dans les mêmes conditions, nous avons centralisé la production sur la grille de calcul. Les différentes étapes, la génération, la simulation, la reconstruction et l'analyse ont été traitées sur la grille de calcul.

Le générateur Pythia est inclus dans Athena et peut-être directement utilisé sur la grille. Les quadri-vecteurs des particules des événements produits à partir des autres MonteCarlo (MadGraph, AlpGen, Sherpa, Mc@NLO ...) doivent être générés localement, seul le rayonnement à l'état initial et final effectué par Pythia est exécuté sur la grille.

J'ai produit les fichiers d'entrées des processus utilisant MadGraph : il a fallu s'assurer que les fichiers produits seraient utilisables sur la grille de calcul. Pour cela, j'ai dû tester les scripts officiels localement en utilisant exactement la même configuration que la grille de calcul. Cette étape n'a pas juste consisté à vérifier la structure informatique mais également la physique : j'ai dû produire des distributions pour vérifier l'exactitude de la production. En particulier, je me suis focalisé sur les coupures appliquées au niveau du générateur. Nous n'avons produit des événements que dans un espace de phase correspondant aux signaux étudiés. Il est inutile de produire des événements dont nous savons qu'ils ne seront pas sélectionnés par l'analyse. Par exemple, pour les analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ sensibles dans une gamme de masse invariante des deux photons allant de 110 à 140 GeV, nous avons sélectionné les événements de bruit de fond dont la masse invariante se trouve dans l'intervalle $90 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV. Ces coupures réduisent la section efficace des bruits de fond et permettent de se focaliser sur des événements susceptibles d'être gênants pour l'analyse.

Pour inclure une coupure sur la masse invariante des deux photons, j'ai modifié le code du programme MadGraph car ce dernier n'autorisait pas une coupure supérieure. Cette modification a fait l'objet d'une validation.

Le groupe de Tokyo a fourni les événements du générateur AlpGen. Tout comme MadGraph, AlpGen n'inclut pas une coupure supérieure sur la masse invariante des photons. J'ai écrit un script qui, à partir du fichier de quadri-vecteurs produit par AlpGen, produit un nouveau fichier ne contenant que les événements dont la masse invariante des photons se trouve dans l'intervalle souhaité. Je me suis assuré que les paramètres donnés dans l'entête du fichier correspondent aux modifications apportées sans quoi, l'interface avec Pythia ne fonctionnerait pas. Il a fallu, par exemple, modifier la section efficace lue par l'interface ainsi que le nombre d'événements contenus dans le fichier.

Une fois ces fichiers produits dans le format compatible et validés, nous les enregistrons sur la grille de calcul de sorte qu'ils soient accessibles par tous les utilisateurs. Les sections efficaces ainsi que les conditions de production sont référencées par une page wiki [57].

La seconde étape de simulation et de reconstruction a fait l'objet de règle de quota par groupe de travail : nous n'avons pas été autorisés à avoir autant de statistiques que nous aurions souhaitées car il a fallu partager les ressources. Nous étions cependant autorisés à augmenter la statistique des bruits de fond en utilisant des ressources locales. Nous devons respecter certaines exigences : les fichiers générés devaient être produits centralement, les procédures pour simuler et reconstruire les événements devaient être suivies. J'ai dû installer une partie des programmes d'ATLAS (des modifications des versions d'athena) sur les ordinateurs locaux. Une fois ces événements reconstruits, une validation est imposée pour comparer les résultats avec ceux provenant de la production officielle.

Une fois ces événements reconstruits et la validation effectuée, nous avons obtenu

l'autorisation d'enregistrer les données sur la grille de sorte qu'elles soient accessibles par tous les physiciens.

La dernière étape a consisté à analyser les événements reconstruits. Le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$ a développé un package commun nommé "HiggsAnalysisUtils" contenant tous les outils décrits au chapitre 5. Je me suis impliqué dans ce projet en codant les sélecteurs pour les analyses de production associée et j'ai participé à la définition des variables nécessaires aux analyses. Cette collaboration a nécessité de nombreuses itérations, et a fait l'objet de discussions régulières avec les utilisateurs. Il était indispensable d'avoir un outil commun pour valider les résultats plus facilement. Si une erreur est commise, l'ensemble du groupe la subit et il est ainsi plus facile de la corriger. Tout le code est accessible par CVS (Concurrent Version System), les utilisateurs peuvent l'utiliser en le téléchargeant sur leurs ordinateurs, mais il est également possible de l'utiliser sur la grille de calcul.

Il est plus efficace de lancer l'analyse sur la grille plutôt que de télécharger les données localement. Le flux important de données que fournira ATLAS ne permettra pas aux utilisateurs de télécharger les données, il est donc important d'apprendre et tester les outils de la grille. J'ai utilisé l'outil PANDA [46] pour lancer l'analyse des événements à BNL (Brookhaven National Laboratory). Les données produites après l'analyse sont enregistrées sur la grille, il suffit d'utiliser le certificat grille propre à chaque utilisateur pour télécharger les données localement et tracer les graphiques avec ROOT par exemple.

La production a nécessité plusieurs mois de travail, nous avons utilisé des ressources informatiques considérables pour mener à bien ce projet. Malgré l'effort apporté, la statistique n'a pas été suffisante pour avoir des résultats avec une incertitude statistique la plus faible possible.

Annexe III

Configuration d'un Tier3 à Grenoble

Le groupe de Grenoble a acquis un Tier3 dans le but de pouvoir analyser les données stockées au Tier1 de Lyon. Pour cela, il a fallu configurer les machines pour que chacun des utilisateurs puisse l'utiliser. Un groupe d'informaticiens s'est chargé de la partie technique et j'ai contribué à effectuer les tests avec les logiciels d'ATLAS. J'ai notamment installé plusieurs versions d'Athena.

L'installation d'Athena utilise un installateur appelé Pacman [58]. L'installation télécharge automatiquement tous les fichiers depuis le CERN. Cette étape dure plusieurs heures et doit être relancée à plusieurs reprises si la connexion est perdue. L'installation d'une versions d'Athena prend environ 5 Go et doit se faire sur SLC3 (Scientific Linux Cern) pour des versions antérieures à la version 13 et SLC4 (Scientific Linux Cern 4) pour les version postérieures à la version 13.

J'ai utilisé le Tier3 de Grenoble pour augmenter la statistique de mes bruits de fond. J'ai écrit des scripts pour utiliser les logiciels installés sans que l'utilisateur ne soit obligé de faire sa propre installation. Deux pages wiki ([59] et [60]) donnent tous les détails pour lancer un job sur ce cluster. Tous les utilisateurs d'ATLAS sont autorisés à utiliser le Tier3 mais une priorité est donnée aux utilisateurs français. Le Tier3 est partagé avec l'expérience ALICE dont un groupe est basé à Grenoble.

Nous pouvons lancer tout type de job Athena sur le Tier 3 : des jobs de production d'événements, de simulation ou de reconstruction ou encore d'analyse. Pour la production, la simulation et la reconstruction, nous devons fournir les événements d'entrée que nous pouvons copier sur un disque local. On peut également lancer un analyse en fournissant les fichiers nécessaires à l'analyse sous forme d'un fichier compressé. Les données de sortie sont copiées sur un disque attaché au Tier3 et peuvent être ensuite téléchargées sur un ordinateur afin de faire son analyse, avec ROOT par exemple.