N° d'ordre 198-2012
LYCEN – T 2012-09

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Olivier BONDU

Etude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$

et recherches du boson de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ dans l'expérience CMS au LHC (CERN)

Soutenue le 10 Octobre 2012
devant la Commission d'Examen

Jury :	L. Fayard	Président du jury
	S. Gascon-Shotkin	Directrice de thèse
	A. De Roeck	Rapporteur
	P. Paganini	Rapporteur
	M. Felcini	Examinateur
	A. Lucotte	Examinateur
	G. Moreau	Examinateur
	M. Pieri	Examinateur

Numéro d'ordre 198-2012 : Année 2012

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

Soutenue publiquement le 10 octobre 2012

par

Olivier Bondu

Étude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ et recherches du boson de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ dans l'expérience CMS au LHC (CERN)

Thèse dirigée par Susan Gascon-Shotkin

préparée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Groupe CMS

Jury :

Président du Jury :	Louis	Fayard
Rapporteurs :	Albert	de Roeck
	Pascal	Paganini
Directeur :	Susan	Gascon-Shotkin
Examinateurs :	Marta	Felcini
	Arnaud	Lucotte
	Grégory	Moreau
	Marco	Pieri

Résumé

Le Large Hadron Collider (LHC) au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) fonctionne depuis 2009 à la frontière franco-suisse. Cet accélérateur de particules a produit des quantités importantes de collisions proton-proton, à des énergies dans le centre de masse de 7 TeV (2010 et 2011), et 8 TeV (depuis avril 2012). L'un des buts de l'expérience Compact Muon Solenoid (CMS), qui enregistre et analyse ces collisions, est la recherche de bosons de Higgs. Dans le cadre du Modèle Standard, cette particule serait le quantum du champ de Higgs, qui permet d'expliquer le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible.

Un canal parmi les plus sensibles pour la recherche d'un boson de Higgs léger (c'est à dire pour des masses du boson de Higgs entre $90\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $150\,\mathrm{GeV}/c^2$) au LHC est la désintégration en deux photons. En effet, la production de deux photons isolés de haute énergie dans l'état final constitue un signal clair en milieu hadronique, malgré le faible rapport d'embranchement. De plus, à ces masses, la largeur du pic en masse invariante reconstruite est dominée par la résolution du détecteur. Une compréhension fine de l'objet photon, tel que reconstruit par l'expérience, est donc un prérequis obligatoire.

La première partie de mes travaux de thèse porte sur l'étude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$: ces désintégrations sont la seule source de photons certifiés de haute pureté du Modèle Standard, pour laquelle l'impulsion transverse des photons est relativement proche de celle prévue pour des photons issus d'un boson de Higgs. L'étude de ces désintégrations a permis la détermination de l'échelle d'énergie différentielle des photons dans les données à 7 TeV. Elles ont également été utilisées dans les données à 8 TeV comme outil de validation des variables de forme de cluster pour les photons dans la simulation, ainsi que pour déterminer l'efficacité des critères de réjection des électrons.

La deuxième partie de mes travaux de thèse traite de la recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Cette recherche est effectuée en plusieurs classes d'évènements pour améliorer la sensibilité, et l'étude de cette procédure de séparation en classes est présentée. Enfin, une analyse de faisabilité de recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons, produit lors de la désintégration d'un quark vecteur lourd à 14 TeV a été effectuée.

Discipline : Physique des particules

Mots-clefs : physique des hautes énergies, collisions proton-proton, boson de Higgs, expérience CMS, LHC, calorimètre électromagnétique (ECAL), photon, désintégrations radiatives, échelle d'énergie des photons, quark vecteur lourd

Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL) : Domaine scientifique de la Doua,
Bâtiment Paul Dirac, 4, rue Enrico Fermi, 69622 Villeurbanne Cedex

English title : Study of radiative decays $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ and search for Higgs bosons in the $H \to \gamma\gamma$ channel, in the CMS experiment at LHC (CERN)

Summary :

The Large Hadron Collider (LHC) at CERN (European Organisation for Nuclear Research) has been in operation since 2009 at the border between France and Switzerland. This particle accelerator has provided a significant quantity of proton-proton collisions, at center of mass energies of 7 TeV (2010 and 2011) and 8 TeV (since April 2012). One of the purposes of the Compact Muon Solenoid (CMS) experiment, which records and analyses those collisions, is the search for Higgs bosons. In the Standard Model, this particle would be the quantum of the Higgs field, thought to explain the electroweak symmetry-breaking mechanism.

One of the most sensitive channels for the search for a light Higgs boson (i.e. for masses between $90\,\mathrm{GeV}/c^2$ and $150\,\mathrm{GeV}/c^2$) at the LHC is through its decay into two photons. Indeed, the production of two highly energetic and isolated photons in the final state is a clean signal in hadronic collisions, despite the small branching ratio. Moreover, at these masses, the width of the reconstructed invariant mass peak is dominated by the detector resolution. Hence, a precise understanding of the photon object as reconstructed by the experiment is required.

The first part of the work presented here is the study of radiative decays $Z^0 \to \mu\mu\gamma$: these decays are the only Standard Model source of high purity certified photons, for which the transverse momentum of the photon is relatively similar to the one of the photons coming from a Higgs boson decay. The study of these decays enables the determination of the differential photon energy scale in the 7 TeV data. These decays have also been used in the 8 TeV data as a validation tool of photon cluster shape variables in the simulation, and also as a way to determine the electron rejection criteria efficiency.

The second part of the work concerns the search for a Higgs boson decaying into two photons. This search is done in several event classes in order to increase the sensitivity of the analysis, the study of the class separation procedure is presented. Finally, a benchmark study for the search for a Higgs boson decaying into two photons via vector-like top-partner decays at 14 TeV has been performed.

Keywords : high-energy physics, proton-proton collisions, Higgs boson, CMS experiment, LHC, electromagnetic calorimeter (ECAL), photon, radiative decays, photon energy scale, vector-like top-partner

Remerciements

Je remercie tout d'abord la petite équipe de Lyon qui m'a accompagné tous les jours pendant la durée de cette thèse. Suzanne Gascon, pour avoir été ma directrice, Morgan Lethuillier pour ses commentaires toujours pertinents et Bernard Ille pour m'avoir aidé à prendre du recul. Je remercie également les autres doctorants qui ont pu m'accompagner : Clément, parce que le bash (et awk), c'est la vie, Nicolas, pour l'importance des verres en plastique et du gros son, Hugues, pour les innombrables cafés / discussions à n'en plus finir, et Louis pour continuer à perpétrer les jeux de mots pourris au laboratoire. Je remercie également le reste du groupe CMS de Lyon pour son accueil et pour avoir supporté mes "petites questions" pendant si longtemps.

Je remercie mon jury de thèse, et en particulier Pascal Paganini et Albert De Roeck pour avoir accepté de relire et commenter ce manuscrit, ainsi que Louis Fayard pour avoir présidé le jury.

Je remercie Sébastien Ollivier et Brigitte Hamzaoui pour l'enseignement, Émilie Schibler et Mathieu Walter pour l'APPN, Hubert Hansen pour le CL, et Sylvie Florès pour tout le reste. Je remercie également toutes et tous les autres doctorant(e)s du laboratoire (oui, vous, tous), pour ces nombreux midis et pauses café indispensables pour rester sain d'esprit.

Je remercie Marta Felcini et Grégory Moreau pour ce projet des Houches que j'ai trouvé extrêmement enrichissant, tant personnellement que professionnellement, et les théoriciens Akin, Jérémy et Guillaume pour avoir répondu avec patience et pédagogie à mes questions d'expérimentateur stupide.

Je remercie aussi mes amis de Nantes, de Lyon, et d'ailleurs pour avoir supporté mes "bosoneries", et en particulier Arnold Schmürz, pour m'avoir sorti la tête du sac par le théâtre au moins une fois par semaine (ça dépend du point de vue). Je remercie en particulier mes colocataires Benjamin, Hugh, Héloïse et Antoine pour leur soutien et autres vidéos de chats mignons. Je remercie spécialement Ludivine pour le tigre ainsi que ce splendide autographe de Peter Higgs, et Benoît pour tous ces cafés à n'importe quelle heure du jour (ou de la nuit).

Je remercie enfin ma famille pour son soutien inconditionnel, et en particulier ma maman pour avoir relu tout le manuscrit sans y comprendre goutte !

Table des matières

Page de garde **i**

Résumé **iii**

Remerciements **v**

Table des matières **x**

Introduction **1**

1 Le Modèle Standard et le boson de Higgs **3**
1.1 Le Modèle Standard : particules et interactions 4
1.1.1 Présentation des particules 4
1.1.2 Formalisme mathématique 6
1.1.3 Principe du calcul perturbatif 10
1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs 10
1.2.1 Introduction : l'invariance de jauge 10
1.2.2 Unification électrofaible 11
1.2.3 Mécanisme de Higgs, boson de Higgs 12
1.2.4 Limites théoriques à la masse du boson de Higgs 14
1.2.5 Désintégrations du boson de Higgs 16
1.3 État de l'art & limites expérimentales 16
1.3.1 Production et désintégration du boson de Higgs 19
1.3.2 Le boson de Higgs au LEP, au Tevatron ; contraintes électrofaibles 26
1.4 Au-delà du Modèle Standard 30
1.4.1 Boson de Higgs via la désintégration de nouveaux quarks vecteurs lourds . 30
1.5 Conclusion 37

2 Dispositif expérimental **39**
2.1 L'accélérateur Large Hadron Collider 40
2.1.1 La chaîne de pré-accélération 40
2.1.2 Le Large Hadron Collider 42
2.1.3 Autres dispositifs expérimentaux 50
2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid 52
2.2.1 Système de coordonnées 54
2.2.2 Le détecteur à vertex et le trajectographe 55
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique 57
2.2.4 Le calorimètre hadronique 58
2.2.5 L'aimant supraconducteur 60
2.2.6 Les chambres à muons 61

2.2.7 Système de déclenchement . . . 63
2.3 Traitement des données . . . 68
2.3.1 Données réelles . . . 68
2.3.2 La chaîne de simulation . . . 68
2.3.3 La Grille de calcul . . . 72
2.3.4 Une nouvelle technique : algorithme du flux de particules . . . 72

3 Du calorimètre électromagnétique à l'objet photon 75
3.1 Les cristaux scintillants au tungstate de plomb . . . 76
3.1.1 Mécanisme de scintillation . . . 76
3.1.2 Gerbes électromagnétiques . . . 76
3.1.3 Choix du matériau . . . 78
3.1.4 Comportement aux radiations . . . 80
3.2 Disposition géométrique . . . 80
3.2.1 Le tonneau : EB . . . 80
3.2.2 Les bouchons : EE . . . 81
3.2.3 Le détecteur pied de gerbe : ES . . . 83
3.3 Photo-détecteurs, électronique de lecture et déclenchement . . . 84
3.3.1 Détection de la lumière de scintillation : APD et VPT . . . 84
3.3.2 Électronique de lecture . . . 85
3.3.3 Signaux anormaux : spikes . . . 87
3.4 Reconstruction de l'énergie et calibration . . . 89
3.4.1 Schéma de calibration du ECAL . . . 89
3.4.2 Algorithmes de clustering : hybrid et multi-5×5 . . . 89
3.4.3 Système de surveillance de transparence : $S_i(T,t)$ . . . 91
3.4.4 Inter-calibration : c_i . . . 91
3.4.5 Échelle d'énergie G . . . 93
3.4.6 Corrections en énergie $F_{e,\gamma}$ . . . 95
3.4.7 Résolution en énergie du ECAL . . . 98
3.4.8 Variables de forme du cluster . . . 99
3.5 L'objet photon . . . 100
3.5.1 Reconstruction . . . 100
3.5.2 Résolution en énergie . . . 101
3.5.3 Sommes d'isolation . . . 101

4 Désintégrations radiatives du boson Z^0 103
4.1 Introduction . . . 104
4.2 Le phénomène de Bremsstrahlung . . . 104
4.3 Sélections . . . 105
4.3.1 Échantillons utilisés . . . 105
4.3.2 Sélection des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ . . . 107
4.3.3 Sélection des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$ . . . 115
4.4 Validation de la simulation des photons . . . 115
4.5 Échelle d'énergie des photons : définitions et estimateurs . . . 121
4.5.1 Échelle d'énergie exacte à partir de l'information partonique : s_{TRUE} . . . 121
4.5.2 Échelle d'énergie mesurée à partir de l'information reconstruite : construction de l'estimateur s_{RECO} . . . 122
4.6 Échelle d'énergie des photons : méthodes de mesure . . . 131
4.6.1 Méthode par minimum de vraisemblance . . . 131

4.6.2 Méthode par ajustement de la corrélation avec l'énergie corrigée 133
4.6.3 Méthode de mesure par ajustement direct 133
4.7 Fermeture : facteur de correction 141
4.8 Conclusion 146

5 Recherches du boson de Higgs dans le canal diphoton 149
5.1 Introduction 150
5.2 Échantillons utilisés 151
5.2.1 Données 151
5.2.2 Simulation Monte-Carlo 151
5.3 Déclenchement des événements 153
5.4 Reconstruction des objets 153
5.4.1 Reconstruction des photons 153
5.4.2 Reconstruction des jets 154
5.5 Identification du vertex de l'interaction 154
5.5.1 Détermination du vertex primaire d'interaction 154
5.5.2 Probabilité d'avoir choisi le bon vertex 155
5.6 Sélection des photons 157
5.6.1 Présélection 158
5.6.2 Identification des photons 161
5.7 Modèles du signal et du bruit de fond 163
5.7.1 Modèle du signal 163
5.7.2 Contributions au bruit de fond de l'analyse 170
5.7.3 Modèle du bruit de fond 173
5.7.4 Interférence entre signal et bruit de fond 175
5.8 Classes d'événements 175
5.8.1 Classificateur basé sur un arbre de décision boosté 175
5.8.2 Le cas des classes dijet 177
5.8.3 Construction des différentes classes d'événements 178
5.8.4 Vérification des résultats officiels 179
5.8.5 Continuation de l'étude 180
5.9 Analyse statistique : résultats officiels 188
5.10 Conclusion 194

6 Un cas au delà-du Modèle Standard : production associée dans le cadre d'un modèle de quarks vecteurs 195
6.1 Introduction 195
6.2 Génération des événements et reconstruction 196
6.2.1 Signal $t'\bar{t}' \to thtZ/thbW/thth, h \to \gamma\gamma$ 196
6.2.2 Bruits de fond considérés 197
6.2.3 Simulation, reconstruction et présélection des événements 199
6.3 Sélection 202
6.4 Résultats 203
6.4.1 Reconstruction du boson de Higgs 203
6.4.2 Reconstruction des quarks vecteurs 206
6.5 Conclusion 207

Conclusion 211

A Validation de la simulation des photons avec $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ 213

B Incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des photons **217**

C Propriétés de l'excès observé à 125 GeV **225**

Bibliographie **236**

Introduction

La physique des particules, ou physique des hautes énergies, décrit les particules fondamentales et leurs interactions, au sein d'un cadre mathématique : le Modèle Standard de la physique des particules. Les bases de ce modèle existent depuis les années 60, et celui-ci a connu de nombreux succès, depuis la découverte des quarks jusqu'à la prédiction de la constante de couplage de l'électrodynamique quantique dont la précision a pu être vérifiée expérimentalement jusqu'à 8 ordres de grandeurs, ce qui en fait l'une des théories physiques les plus précises.

Cependant, ce Modèle Standard est ébranlé malgré ses succès : il est incapable, dans sa version courante, d'incorporer la théorie de la relativité générale, de décrire les oscillations des neutrinos, ... Mais surtout, ce Modèle Standard prédit depuis 1964 l'existence d'une particule, le boson de Higgs, dont l'existence n'a pas été confirmée à ce jour.

Le LHC constitue aujourd'hui le fer de lance qui permet de pousser le Modèle Standard dans ses retranchements : des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2010 et 2011, puis 8 TeV en 2012 ont permis de mettre en évidence l'existence d'une nouvelle particule, un boson, à une masse de 125 GeV. Cette particule, dont l'observation indépendante par les deux expériences CMS et ATLAS situées sur le LHC a été rendue publique le 4 juillet dernier, présente des caractéristiques qui sont pour l'instant compatibles avec celles prédites pour un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard.

J'ai eu la chance de faire ma thèse durant cette période cruciale et historique, depuis le démarrage du LHC et ses premières collisions en 2009, la montée en puissance formidable de la machine et l'analyse des montagnes de données récoltées par les expériences, jusqu'à l'annonce de la découverte d'une nouvelle particule en juillet 2012.

Ce manuscrit, qui présente mon travail de thèse au sein de la collaboration CMS, est composé de six chapitres. Le premier chapitre présente le cadre théorique, le Modèle Standard et le boson de Higgs, ainsi que l'état des contraintes théoriques et expérimentales sur l'existence du boson de Higgs. Le deuxième chapitre s'attachera à décrire le dispositif expérimental utilisé, à savoir le détecteur CMS situé sur le collisionneur LHC, ainsi que le schéma de traitement des données. Pour clore cette partie bibliographique, le troisième chapitre présente en détails le calorimètre électromagnétique de CMS, son schéma de calibration et la reconstruction des photons dans ce sous-détecteur.

Les trois chapitres suivant traitent du travail que j'ai pu effectuer. Le chapitre quatre présente la sélection et l'utilisation des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$, pour la validation de la simulation des photons ainsi que pour la mesure de l'échelle d'énergie des photons dans les données récoltées à 7 TeV. Le cinquième chapitre présente la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration en deux photons, dans les données récoltées à 7 TeV et à 8 TeV ainsi que les derniers résultats de cette recherche. Le sixième et dernier chapitre présente quant à lui une étude prospective d'un modèle au delà du Modèle Standard, de recherche d'un boson de Higgs produit par désintégration de quarks vecteurs et se désintégrant en deux photons, dans le cas de collisions à 14 TeV.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le boson de Higgs

Sommaire

1.1 Le Modèle Standard : particules et interactions 4
1.1.1 Présentation des particules 4
1.1.1.1 Les quarks 4
1.1.1.2 Les leptons 5
1.1.1.3 Les interactions : les bosons de jauge 5
1.1.1.4 Particules composites 6
1.1.2 Formalisme mathématique 6
1.1.2.1 Introduction du lagrangien 7
1.1.2.2 Secteur de Yang-Mills 8
1.1.2.3 Secteur de Dirac 8
1.1.2.4 Secteur de Yukawa 9
1.1.2.5 Secteur de Higgs 9
1.1.3 Principe du calcul perturbatif 10
1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs 10
1.2.1 Introduction : l'invariance de jauge 10
1.2.2 Unification électrofaible 11
1.2.3 Mécanisme de Higgs, boson de Higgs 12
1.2.4 Limites théoriques à la masse du boson de Higgs 14
1.2.4.1 Limite inférieure : stabilité du vide 14
1.2.4.2 Limite supérieure : unitarité 15
1.2.4.3 Limite supérieure : trivialité 15
1.2.4.4 Problème de l'ajustement fin 16
1.2.5 Désintégrations du boson de Higgs 16
1.3 État de l'art & limites expérimentales 16
1.3.1 Production et désintégration du boson de Higgs 19
1.3.1.1 Mécanismes de production au LHC 19
1.3.1.2 Désintégrations 19
1.3.2 Le boson de Higgs au LEP, au Tevatron ; contraintes électrofaibles . . . 26
1.3.2.1 Recherches du boson de Higgs au LEP 26
1.3.2.2 Recherches du boson de Higgs au Tevatron 27
1.3.2.3 Le boson de Higgs au LHC : état début 2012 27
1.3.2.4 Contraintes sur le Modèle Standard à partir des mesures électrofaibles de précision 30

1.4 Au-delà du Modèle Standard 30
1.4.1 Boson de Higgs via la désintégration de nouveaux quarks vecteurs lourds 30
1.4.1.1 Introduction 30
1.4.1.2 Modèle théorique 32
1.4.1.3 Phénoménologie et contraintes existantes 33
1.4.1.4 Points de référence 34
1.5 Conclusion 37

1.1 Le Modèle Standard : particules et interactions

1.1.1 Présentation des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules est le modèle généralement accepté décrivant les particules fondamentales et leurs interactions [1, 2, 3]. On considère ici le Modèle Standard minimal avec un seul doublet de Higgs. Ce modèle est une théorie effective, fondée sur la théorie quantique des champs, qui inclut naturellement à la fois la mécanique quantique et la théorie de la relativité restreinte. Selon ce modèle, la nature est composée de trois classes de particules fondamentales : les quarks, les leptons et les bosons de jauge. Les quarks et les leptons sont déclinés en trois générations comme illustré sur la figure 1.1. Les quarks et les leptons ont un spin 1/2, ils constituent la matière. Les bosons de jauge ont un spin 1, ils sont les porteurs des différentes interactions. Les particules de spin demi-entier sont dénommées fermions (comme les quarks et les leptons), et les particules de spin entier sont dénommées bosons (comme les bosons de jauge). Toutes ces particules sont considérées comme fondamentales, ou élémentaires, c'est à dire qu'il n'est apparu aucune preuve de structure sous-jacente dans les limites de la résolution que l'on peut atteindre aujourd'hui ($r \lesssim 10^{-18}$ m).

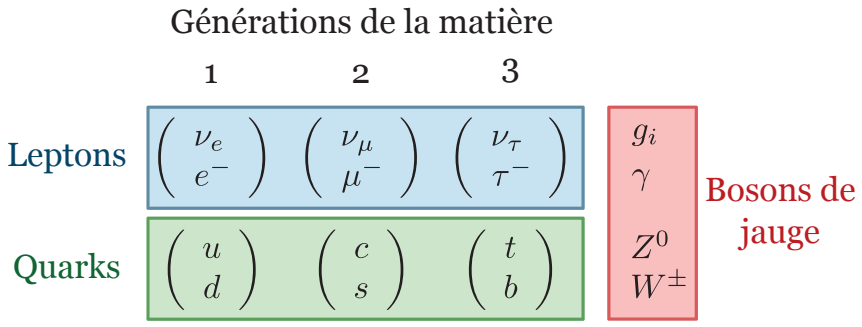


FIGURE 1.1 – Les particules du Modèle Standard. Les fermions (de spin 1/2) sont regroupés en trois générations (ou familles), et en deux ensembles : les leptons, soumis aux interactions faible et électromagnétique, et les quarks, soumis aux interactions faible, électromagnétique et forte. Les bosons de jauge (de spin 1) sont les particules agissant comme porteurs des interactions. Les gluons g_i portent l'interaction forte, le photon γ porte l'interaction électromagnétique et les bosons $W^\pm$ et Z^0 portent l'interaction faible.

1.1.1.1 Les quarks

Les quarks sont au nombre de six : u, d, s, c, b et t (pour *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* et *top*). Les deux quarks les plus légers u et d sont largement dominants dans la matière ordinaire (protons, neutrons), mais les autres quarks sont également nécessaires pour décrire celle-ci. Bien que le modèle des quarks tel que décrit par Gell-Mann [4] et Zweig [5, 6] ait déjà

TABLE 1.1 – Propriétés des quarks du Modèle Standard (données tirées de [9]).

nom	symbole	masse	charge	prédiction	découverte
quark up	u	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV	$+2/3$	1964	1968
quark down	d	$4.8^{+0.7}_{-0.3}$ MeV	$-1/3$	1964	1968
quark charm	c	1.275 ± 0.025 GeV	$+2/3$	1970	1974
quark strange	s	95 ± 5 MeV	$-1/3$	1964	1968
quark top	t	$173.5 \pm 0.6 \pm 0.8$ GeV	$+2/3$	1973	1995
quark bottom	b	4.18 ± 0.03 GeV	$-1/3$	1973	1977

TABLE 1.2 – Propriétés des leptons du Modèle Standard (données tirées de [9]). On peut noter qu'aucune masse et durée de vie n'est précisée pour les neutrinos. Pour ces derniers, les états propres de masse ne sont pas les mêmes que les états propres de saveur, ce qui donne lieu au phénomène d'oscillation des neutrinos. La masse et la durée de vie des états propres de saveur n'a donc pas de sens physique, tandis que la masse et durée de vie des états propres de masse ne sont pas connues. Les leptons e^-, μ^- et τ^- ont une charge de -1, tandis que les neutrinos associés sont neutres électriquement.

nom	symbole	masse (MeV)	durée de vie	prédiction	découverte
électron	e^-	$0.510998910 \pm 0.000000013$	$> 4.6 \times 10^{26}$ ans	1874	1897
muon	μ^-	105.658367 ± 0.000004	$(2.197034 \pm 0.000021) \times 10^{-6}$ s	-	1936
tau	τ^-	1776.82 ± 0.16	$(2.906 \pm 0.010) \times 10^{-13}$ s	-	1975
neutrino électronique	ν_e	-	-	1930	1956
neutrino muonique	ν_μ	-	-	$\approx$ 1940	1962
neutrino tau	ν_τ	-	-	$\approx$ 1970	2000

une cinquantaine d'années, le quark *top* a été découvert il y a seulement une quinzaine d'années par les expériences CDF [7] et DØ [8] du collisionneur Tevatron au Fermilab à Chicago, USA. Les nombres quantiques portés par les quarks sont : la charge électrique (soit $-1/3$ soit $+2/3$), le spin $1/2$ et la charge de couleur (qui leur permet de coupler aux gluons), comme résumé dans le tableau 1.1. À chacun de ces quarks, il faut ajouter leurs antiparticules, les antiquarks, de même masse mais avec des nombres quantiques opposés.

1.1.1.2 Les leptons

Les leptons sont également au nombre de six : l'électron e^-, le muon μ^-, le tau τ^- et leurs neutrinos associés : ν_e, ν_μ et ν_τ. Les nombres quantiques portés par les leptons sont : la charge électrique (-1 pour l'électron, le muon et le tau, 0 pour les neutrinos) et le spin $1/2$, comme résumé dand le tableau 1.2. À ces leptons il faut ajouter leurs antiparticules respectives.

1.1.1.3 Les interactions : les bosons de jauge

Il existe quatre interactions fondamentales :
- l'interaction électromagnétique, responsable de la cohésion des atomes ;
- l'interaction forte, responsable de la cohésion du noyau des atomes ;
- l'interaction faible, responsable des désintégrations nucléaires ;
- l'interaction gravitationnelle, responsable des mouvements et de la cohésion des astres.

Ces quatres forces ont des propriétés distinctes, résumées dans le tableau 1.3.

TABLE 1.3 – Les quatre interactions fondamentales. Les intensités relatives sont tirées de [10].

interaction	intensité relative à 10^{-18} m	modèle descriptif	médiateur(s)	rayon d'action (m)
forte	25	Chromodynamique Quantique	gluons g	10^{-15}
faible	1	Théorie Électrofaible	bosons $W^{\pm}$ et Z^0	10^{-18}
électromagnétique	0.8	Électrodynamique Quantique	photon γ	∞
gravitationnelle	10^{-41}	Relativité Générale	graviton ?	∞

Parmi ces quatre interactions, seules trois d'entre elles peuvent être incorporées au formalisme du Modèle Standard (voir tableau 1.4). Les quarks et les leptons interagissent ensemble via des bosons de jauge, qui sont les porteurs des interactions fondamentales :

- le photon γ est le porteur de l'interaction électromagnétique de longue portée. Il est sans masse et son comportement est décrit par les équations de l'électrodynamique quantique, ou QED pour *Quantum ElectroDynamics* ;
- les 8 gluons g_i sont les porteurs de l'interaction forte. Ils sont sans masse et leur comportement est décrit par les équations de la chromodynamique quantique, ou QCD, pour *Quantum ChromoDynamics* ;
- les bosons W^+, W^- et Z^0 sont les porteurs de l'interaction faible de courte portée. Ils sont massifs : $m_{W^{\pm}} = (80.399 \pm 0.023)$ GeV et $m_{Z^0} = (91.1876 \pm 0.0021)$ GeV [9]. Leur comportement est décrit par la théorie électrofaible (EWK, pour *Electro WeaK theory*), qui unifie la description des interactions faible et électromagnétique.

1.1.1.4 Particules composites

Les particules physiques dans la nature ont une charge de couleur nulle. Les hadrons sont des particules composées de quarks et de gluons, en un assemblage sans charge de couleur. Parmi les hadrons on peut noter :

- les mésons, dont les quarks de valence sont des paires quarks-antiquarks (ou des superpositions linéaires de telles paires). On mentionnera en particulier les mésons π^0 ($\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$) et η ($\frac{u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$) ;
- les baryons, dont les quarks de valence sont trois quarks/antiquarks. On mentionnera le proton p (uud) et le neutron n (udd).

On peut noter que la cohésion des hadrons est assurée par l'interaction forte. Cependant la plupart des hadrons ne sont pas stables et vont se désintégrer. Deux exceptions notoires sont : le proton, dont la durée de vie est estimée supérieure à 2.1×10^{29} ans [9], et les noyaux des atomes des éléments stables, en tant qu'assemblage de protons et neutrons. Il est impossible d'observer expérimentalement un quark - coloré - isolé. En effet lorsque deux quarks s'éloignent, le travail associé à cet éloignement va permettre l'apparition d'une nouvelle paire quark-antiquark, sans couleur. On appelle ce phénomène l'hadronisation d'un quark. La création de paires de quarks ou autres configurations plus complexes va ainsi donner lieu à une gerbe hadronique, ou *jet*, c'est à dire un ensemble de hadrons collimés.

1.1.2 Formalisme mathématique

Les symétries ont un rôle important en sciences physiques [11], et particulièrement en physique des particules. Toute expérience doit pouvoir être répétée à n'importe quel endroit, à n'importe quel moment et dans n'importe quelle direction : une même loi doit décrire les résultats. Ce sont les postulats d'homogénéité et d'isotropie de l'espace et du temps, que l'on exprime mathématiquement par l'invariance par les translations et rotations. On peut ajouter à ceci l'invariance

TABLE 1.4 – Propriétés des bosons du Modèle Standard (données tirées de [9]).

nom	symbole	masse	charge électrique	couleur	spin	prédiction	découverte
photon	γ	$< 1 \times 10^{-18}$ eV	$< 1 \times 10^{-35}$	non	1	1905	1923
gluon	g	0	0	octet	1	1962	1979
boson W	$W^{\pm}$	(80.399 ± 0.023) GeV	± 1	non	1	1968	1983
boson Z	Z^0	(91.1876 ± 0.0021) GeV	0	non	1	1968	1983
"boson de Higgs"	"H"	??	0	0	0	1964	??

sous les transformations de Lorentz, à la base de la relativité restreinte : les lois physiques sont les mêmes dans tous les référentiels galiléens (ce qui implique que la vitesse de la lumière soit constante et soit la même pour tout observateur). Les théories physiques sont donc invariantes sous les transformations de Lorentz inhomogènes, ce qui génère mathématiquement une structure de groupe dans la théorie : le groupe de Poincaré.

On peut noter également trois symétries importantes pour la physique des particules :

- la symétrie de parité P, qui explicite l'invariance par réflexion des coordonnées spatiales ;
- la conjugaison de charge C : les lois physiques doivent rester les mêmes si l'on change le signe de toutes les charges ;
- l'inversion du temps T : les lois physiques sont invariantes par inversion de la flèche du temps.

Chacune de ces symétries est violée individuellement : la violation de P apparaît dans les interactions faibles, la symétrie C est violée si l'on tente de l'appliquer aux neutrinos, et la symétrie T est violée par le second principe de la thermodynamique. En revanche, toute théorie quantique des champs locale et invariante de Lorentz, avec un hamiltonien hermitien, doit vérifier la symétrie CPT : c'est ce que l'on appelle le théorème CPT.

De façon plus spécifique, chacune des interactions faible, forte et électromagnétique est la description d'une symétrie, et leur description mathématique est donc basée sur la théorie des groupes. $U(1)$ est le groupe décrivant la symétrie autour de l'hypercharge faible, $SU(2)$ est le groupe décrivant la symétrie autour de l'isospin faible, et $SU(3)$ est le groupe décrivant la symétrie autour de la charge de couleur. La théorie des quarks et leptons comme briques élémentaires de la matière, et des interactions entre elles par les bosons de jauge, possède la symétrie de jauge : $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. C'est cette structure que l'on appelle le Modèle Standard des particules.

1.1.2.1 Introduction du lagrangien

La description mathématique de la physique des particules se fait dans le cadre de ce qu'on appelle la théorie des champs : à chaque particule est associé un champ $\psi(\vec{x}, t)$ dépendant de la position spatiale $\vec{x}$ et du temps t. Chaque particule est baignée dans les champs des interactions électrofaibles et fortes, et chaque champ d'interaction est décrit par son propre quantum : les bosons de jauge. Pour décrire l'ensemble des particules et leurs interactions, nous utilisons le formalisme du lagrangien $\mathcal{L}$, qui est une fonction des champs et de leurs dérivées partielles. La connaissance du lagrangien, tout comme en mécanique classique, permet à la fois de décrire l'ensemble d'un système dynamique et d'effectuer les calculs d'interaction.

Le lagrangien du Modèle Standard peut se décomposer en quatre termes, chacun représentant un secteur [12] :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs}$$

1.1.2.2 Secteur de Yang-Mills

Le secteur de Yang-Mills permet de décrire la cinétique des champs de jauge des différentes interactions :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4g_1^2}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4g_2^2}W^a_{\mu\nu}W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4g_3^2}G^A_{\mu\nu}G^{A\mu\nu}$$

où :

- g_1, g_2, g_3 sont les couplages associés respectivement à l'hypercharge, à l'isospin faible et à la couleur ;
- le tenseur de l'hypercharge $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, avec B_μ le champ du boson vecteur de $U(1)$;
- le tenseur de l'isospin $W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - \epsilon^{abc}W^b_\mu W^c_\nu$, avec W^a_μ $(a = 1, 2, 3)$ les bosons vecteurs de $SU(2)$ (ϵ^{abc} constante de structure antisymétrique de $SU(2)$) ;
- le tenseur de couleur $G^A_{\mu\nu} = \partial_\mu A^A_\nu - \partial_\nu A^A_\mu - f^{ABC}A^B_\mu A^C_\nu$, avec A^A_μ les champs des gluons ($A = 1, 2, ..., 8$, et f^{ABC} la constante de structure antisymétrique de $SU(3)$).

1.1.2.3 Secteur de Dirac

Le secteur de Dirac permet de décrire les fermions ainsi que leurs interactions avec les bosons de jauge. Les fermions de Dirac à quatre composantes peuvent être écrits en termes de spineurs de Weyl à deux composantes :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

L'avantage d'utiliser cette notation est de faire apparaître explicitement le fait que les fermions ne respectent pas la symétrie de parité P.

Les quarks et leptons du Modèle Standard peuvent maintenant s'écrire en utilisant seulement des spineurs à deux composantes de type L (avec (a, b, c) la notation des multiplets $(SU(3), SU(2), U(1))$, et i est l'indice qui indique la génération) :

$$\begin{array}{rcll} L_i & = & \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L & \sim (1, 2, y_1) \\ \bar{e}_{iL} & \sim & (1, 1, y_2) & \\ Q_i & = & \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L & \sim (3, 2, y_3) \\ \bar{u}_{iL} & \sim & (\bar{3}, 1, y_4) & \\ \bar{d}_{iL} & \sim & (\bar{3}, 1, y_5) & \end{array}$$

Les valeurs de l'hypercharge $y_1, y_2, ..., y_5$ restent à déterminer.

Les champs de jauge sont notés en terme de matrices :

$$\tilde{W}_\mu = \frac{1}{2}W^a_\mu \tau^a$$

et

$$\tilde{A}_\mu = \frac{1}{2}A^A_\mu \lambda^A$$

où τ^a sont les matrices de Pauli de $SU(2)$, et λ^A sont les matrices de Gell-Mann de $SU(3)$.

Le couplage des fermions aux champs de jauge est réalisé au moyen de dérivées covariantes,

définies par :

$$\begin{aligned} D_\mu L_i &= \left(\partial_\mu + i\tilde{W}_\mu + i\tfrac{y_1}{2}B_\mu\right) L_i \\ D_\mu \bar{e}_i &= \left(\partial_\mu + \tfrac{i}{2}y_2 B_\mu\right) \bar{e}_i \\ D_\mu Q_i &= \left(\partial_\mu + i\tilde{A}_\mu + i\tilde{W}_\mu + \tfrac{i}{2}y_3 B_\mu\right) Q_i \\ D_\mu \bar{u}_i &= \left(\partial_\mu - i\tilde{A}^*_\mu + \tfrac{i}{2}y_4 B_\mu\right) \bar{u}_i \\ D_\mu \bar{d}_i &= \left(\partial_\mu - i\tilde{A}^*_\mu + \tfrac{i}{2}y_5 B_\mu\right) \bar{d}_i \end{aligned}$$

Le lagrangien du secteur de Dirac peut donc finalement s'écrire :

$$\mathcal{L}_D = \sum_{i=1}^{3} L_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{e}_i + Q_i^\dagger \sigma \mu D_\mu Q_i + \bar{u}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{u}_i + \bar{d}_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{d}_i$$

1.1.2.4 Secteur de Yukawa

Le secteur de Yukawa décrit l'interaction entre le champ de Higgs et les champs de fermions. Il est nécessaire d'introduire ces termes de Yukawa du fait de l'impossibilité d'écrire des termes de masse invariants et renormalisables : les termes

$$L^T \sigma_2 \bar{e}_L, Q^T \sigma_2 \bar{u}_L, Q^T \sigma_2 \bar{d}_L$$

ne sont pas invariants par rapport à l'isospin faible.

L'introduction d'un champ scalaire doublet d'isospin, le champ de Higgs :

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \sim (1, 2, y_h)$$

est l'une des possibilités pour construire des termes de masse invariants, comme il sera détaillé à la section 1.2.

Il est ensuite possible de construire des termes d'interaction scalaire - fermion - fermion (termes dits de Yukawa) :

$$\mathcal{L}_Y = iY^e_{ij} L_i^T \sigma_2 \bar{e}_{jL} H^* + iY^u_{ij} Q_i^T \sigma_2 \bar{u}_{jL} \tau_2 H + iY^d_{ij} Q_i^T \sigma_2 \bar{d}_{jL} H^* + c.c.$$

où Y_{ij} sont les matrices complexes 3×3 des couplages de Yukawa, τ_i sont les matrices de Pauli de $SU(2)$ et σ_i sont les mêmes matrices de Pauli pour le spin. Après l'introduction du secteur de Higgs et la brisure spontanée de la symétrie, les termes de Yukawa donnent lieu à la fois à des termes d'interaction avec le champ scalaire et à des termes de masse.

Les couplages de Yukawa Y_{ij} ne sont pas tous indépendants car des redéfinitions des champs sont possibles en utilisant les symétries globales de $\mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_D$.

1.1.2.5 Secteur de Higgs

Le secteur de Higgs permet d'introduire la description de la brisure de symétrie électrofaible. Le lagrangien peut s'écrire, dans le cas minimal d'un seul doublet :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H)$$

où

$$D_\mu H = \left(\partial_\mu + i\tilde{W}_\mu + \frac{i}{2}y_h B_\mu\right) H$$

et

$$V(H) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2$$

Le potentiel V est le plus général possible, renormalisable et invariant par la symétrie $SU(2)\otimes U(1)$. Le doublet de Higgs est défini comme :

$$H = \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1)$$

Le mécanisme de brisure de la symétrie sera introduit plus en détail à la section 1.2.

1.1.3 Principe du calcul perturbatif

Il est en général très complexe d'écrire le lagrangien d'un processus donné et de résoudre le calcul de l'interaction. Les constantes de couplage des différentes interactions étant $\epsilon < 1$, il est possible de développer l'hamiltonien H d'un processus en séries de ϵ^n :

$$H = H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2 + \epsilon^3 H_3 + ...$$

On classe l'ordre d'un processus comme suit :

- le terme H_0 (à l'ordre 0) représente l'hamiltonien des particules libres, sans interactions ;
- le calcul au premier ordre $H_0 + \epsilon H_1$ représente la description la plus simple de l'interaction. On l'appelle calcul à l'ordre dominant ou calcul à l'arbre (noté par la suite LO pour *Leading Order*) ;
- le calcul au deuxième ordre $H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2$ est appellé NLO, pour *Next-to-Leading Order* ;
- le calcul au troisième ordre $H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2 + \epsilon^3 H_3$ est appelé NNLO, pour *Next-to-Next-to-Leading Order* ;
- en général, le calcul $\sum_{i=0}^{n} \epsilon^i H_i$ est appelé N(n)LO.

Pour mieux visualiser ces perturbations, le physicien R. Feynman a introduit des règles de calculs basées sur des diagrammes, où les lignes représentent des particules et les points (vertex) des interactions. L'exemple d'une interaction de diffusion quark-antiquark $q\bar{q} \to q\bar{q}$ est représenté sur la figure 1.2. L'ordre zéro, c'est à dire la propagation libre, est représenté figure 1.2a. L'ordre 1 est composé des diagrammes les plus simples pour un processus donné, sans boucle fermée, un exemple est représenté sur la figure 1.2b. Les figures 1.2c et 1.2d représentent des exemples de diagrammes aux ordres 2 et 3 respectivement. Plus l'on monte en ordre, plus le nombre de diagrammes possibles augmente, de même que la complexité des calculs.

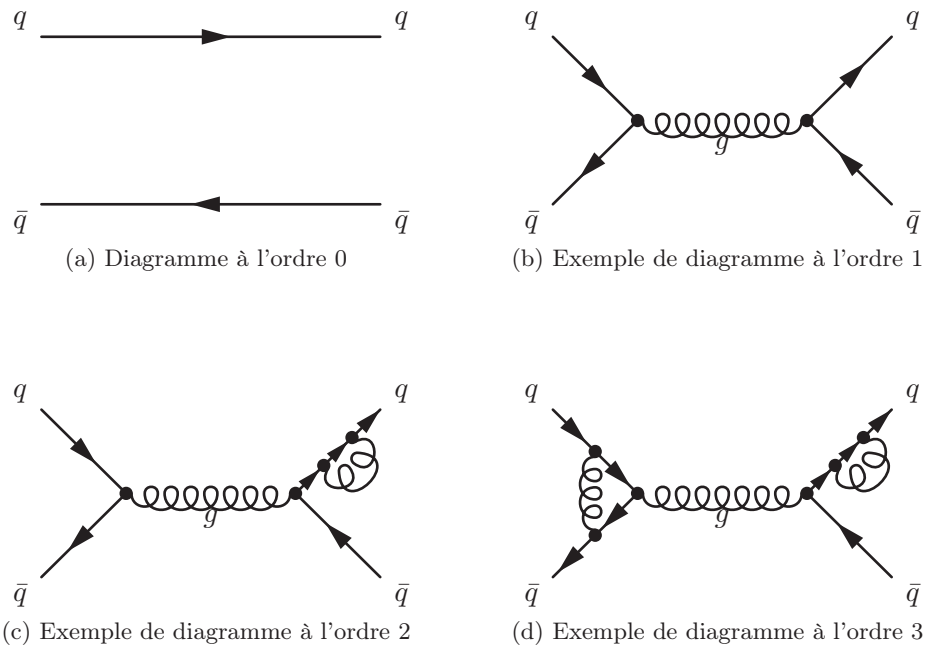
On appelle parfois ces corrections aux ordres supérieurs "corrections radiatives", car elles incluent un grand nombre de diagrammes dans lesquels il est possible d'émettre et d'absorber des particules.

1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs

1.2.1 Introduction : l'invariance de jauge

Le principe d'invariance de jauge [13] sous-tend l'ensemble de la formulation du Modèle Standard abordé dans la section 1.1.2. En QED, on peut considérer les transformations de phase qui changent l'état d'un électron, ce que l'on écrit symboliquement $e^- \to e^-$. Le principe de jauge définit l'interaction $e^- \to e^-\gamma$ dans laquelle un boson de jauge, ici le photon, est émis ou absorbé. De manière plus générale, il est possible de définir des transformations de jauge qui ne modifient pas seulement la fonction d'onde, mais également la nature de la particule. En particulier, il est possible de définir un ensemble de transformations de jauge qui transforment les électrons en neutrinos électroniques et vice-versa :

$$e^- \to \nu_e, \qquad \nu_e \to e^-, \qquad e^- \to e^-, \qquad \nu_e \to \nu_e$$



(a) Diagramme à l'ordre 0

(b) Exemple de diagramme à l'ordre 1

(c) Exemple de diagramme à l'ordre 2

(d) Exemple de diagramme à l'ordre 3

FIGURE 1.2 – Illustration de la représentation de Feynman et du principe du calcul perturbatif.

En appliquant le principe de jauge de la même façon que précédemment, on peut donc écrire les interactions :

$$e^- \to \nu_e W^-, \qquad \nu_e \to e^- W^+, \qquad e^- \to e^- W^0, \qquad \nu_e \to \nu_e W^0$$

où les bosons de jauge de la charge appropriée sont émis ou absorbés. Les bosons $W^\pm$ observés empiriquement peuvent être associés avec les bosons chargés. Cependant, il apparaît également un boson W^0, médiateur des processus à courant neutre, de la même forme et de même amplitude que les interactions de courant chargé. Les faits expérimentaux ne corroborent pas cette hypothèse, il devient donc nécessaire de complexifier le modèle.

1.2.2 Unification électrofaible

La résolution de ce problème passe par l'unification des interactions faibles avec l'électromagnétisme, présentée pour la première fois par Weinberg [2]. Si l'on introduisait l'électromagnétisme directement, le photon serait juste ajouté à la liste des bosons de jauge W^+, W^- et W^0 et le problème du boson W^0 resterait entier.

On peut ici introduire un boson B^0 [14] dans notre modèle naïf de la section précédente, avec les mêmes interactions que précédemment. L'introduction de ce boson B^0 permet d'obtenir 4 bosons, ce qui est le bon nombre pour les interactions faibles et électromagnétique. Les bosons W^0 et B^0 sont dégénérés et peuvent donc se mélanger. Il se trouve qu'exiger de retrouver les formes connues de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible de courant chargé est suffisant pour définir complètement l'interaction faible de courant neutre, en fonction d'un angle de mélange. On peut ainsi écrire les champs des états propres de masse :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W^3_\mu \sin\theta_W \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W^3_\mu \cos\theta_W \end{aligned}$$

On définit l'angle θ_W comme étant l'angle de mélange de l'interaction faible, défini par $\cos\theta_W = m_W/m_Z$, mesuré expérimentalement [9] : $\sin^2\theta_W = 0.23146 \pm 0.00012$. On peut choisir le champ

A_μ comme étant sans masse. Si l'on identifie le champ A_μ au photon et que l'on contraint ce champ à vérifier les interactions de l'électrodynamique, on peut obtenir plusieurs propriétés : par exemple, la différence de charge électrique dans tous les doublets est la même, ce qui est en accord avec l'expérience. En effet la différence de charge est de une unité entre les doublets $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$.

On peut également obtenir la relation :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{e^2}{8m_W^2 \sin^2\theta_W}$$

Si l'on prend les valeurs expérimentales mesurées avec une grande précision, et que l'on considère que le couplage électromagnétique dépend de l'échelle d'énergie de l'interaction, on obtient $m_W = 80\,\text{GeV}$, ce qui est très proche de la valeur expérimentale (voir tableau 1.4).

1.2.3 Mécanisme de Higgs, boson de Higgs

La brisure de la symétrie exige l'ajout de champs scalaires qui interagissent à la fois avec les fermions et les bosons de jauge, générant ainsi leur masses [14]. Ce mécanisme a été proposé notamment par P. Higgs, F. Englert et R. Brout en 1964 [15, 16, 17, 18, 19, 20].

Comme les interactions sont locales et que les masses sont toujours présentes durant la propagation libre, le scalaire doit aussi être toujours localement présent, c'est à dire qu'il se doit d'être présent partout. Le vide est donc uniformément rempli du champ scalaire : c'est ce qu'on appelle la valeur d'énergie du vide (notée VEV pour *Vacuum Expectation Value*) non nulle. Cette valeur non nulle n'est pas invariante par transformation de jauge. C'est pourquoi l'on qualifie cette invariance de jauge comme étant brisée spontanément, bien que l'invariance de jauge des interactions reste exacte (a contrario de l'état du vide) [13]. Faire l'hypothèse de ce mécanisme n'est pas un fait anodin, et les ramifications que cela implique ne sont pas toutes comprises. On ne sait pas interpréter, par exemple, la possible influence de cette VEV non nulle sur les effets gravitationnels, où encore les changements sur la géométrie de l'espace-temps pour un vide rempli de scalaires.

L'existence du champ de Higgs mène à trois principales conséquences [13] :

- les bosons $W^\pm$ et Z^0 peuvent acquérir des masses via le rapport $\frac{m_W}{m_Z} = \cos\theta_W$;
- il y a un quantum H^0, appelé boson de Higgs électriquement neutre associé avec le champ de Higgs ;
- le champ de Higgs permet de générer les masses des fermions (c'est à dire quarks et leptons).

Le lagrangien qui génère les masses des bosons de jauge est [14] :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left| \left(i\frac{\partial}{\partial x_\mu} - gT_i W_\mu^i - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi)$$

où

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda \left(\phi^\dagger \phi \right)^2$$

Le champ ϕ possède à la fois l'isospin faible et l'hypercharge, puisque l'on veut qu'il mélange W_μ^3 et B_μ après la brisure spontanée de la symétrie. On suppose que le champ ϕ se transforme comme $\phi \to e^{i\alpha_i T_i}\phi$ pour les transformations de $SU(2)$ et comme $\phi \to e^{iY\beta}\phi$ pour les transformations d'hypercharge.

Si on écrit

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \qquad \phi^\dagger\phi = \frac{1}{2}\left(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2\right)$$

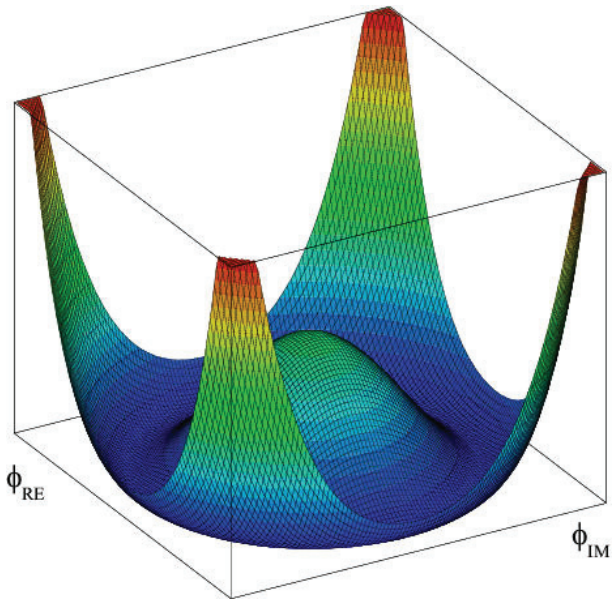


FIGURE 1.3 – Illustration du potentiel de Higgs, dit "en chapeau mexicain". CC BY SA Gonis (Spain)

avec comme précédemment $\mu^2 > 0$, on a brisure spontanée de la symétrie (voir illustration sur la figure 1.3), avec le minimum donné par :

$$\phi^\dagger\phi = \frac{v^2}{2}, \qquad v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$$

où, de façon plus générique :

$$\phi(x) = e^{i\theta_i(x)T_i}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Les quatre fonctions $\theta_1(x)$, $\theta_2(x)$, $\theta_3(x)$ et $H(x)$ déterminent $\phi(x)$ à un point x donné de l'espace temps.

Il est possible d'éliminer la rotation faible en utilisant la liberté du choix de la jauge. On peut se limiter à un choix de jauge spécifique, où les degrés de liberté propageant des particules sont des champs explicites. De plus, on a choisi de mettre v en composante de $\phi(x)$, qui est électriquement neutre. On en déduit que le vide ne va pas pouvoir contribuer à la charge électrique dans les processus de diffusion, et que la charge électrique sera conservée par les particules se propageant de façon physique. Pour déterminer les masses des bosons $W^\pm$ et Z^0, il suffit de prendre ϕ comme terme de valeur attendue du vide, puisque les masses des bosons de jauge sont présentes même lorsqu'aucune particule scalaire ne se propage dynamiquement. Si on choisit donc :

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

et que l'on substitue cette expression dans le lagrangien, on peut obtenir après développement :

$$\begin{cases} m_W &= \sqrt{4\pi\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)}\frac{v}{2} \\ m_Z &= \sqrt{g^2+g'^2}\frac{v}{2} \\ m_\gamma &= 0 \end{cases}$$

La densité moyenne d'énergie dans le vide est, à partir des masses mesurées de m_W et $\frac{g^2}{4\pi}$, de $v = 247$ GeV.

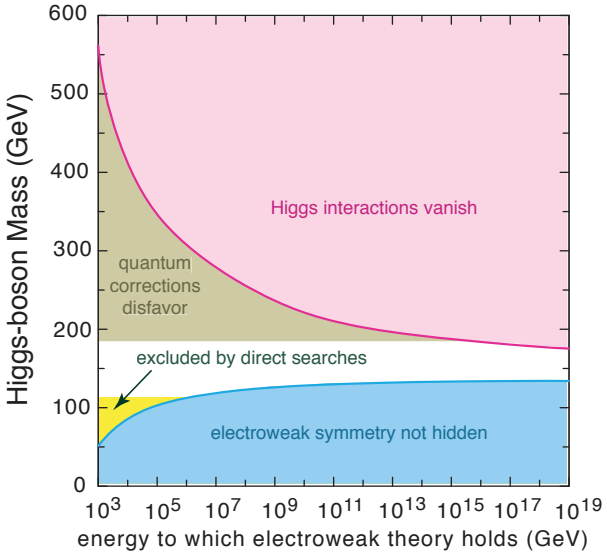


FIGURE 1.4 – Limites théoriques à la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie (figure tirée de [21]).

On peut également écrire le terme d'auto-interaction et en déduire que $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$. Il est possible de calculer le couplage entre le boson de Higgs et les bosons $W^{\pm}$ et Z^0, en fonction seulement de constantes connues et des masses des bosons W et Z^0. L'inconnue restante est l'échelle d'énergie nécessaire pour produire le boson de Higgs, c'est à dire la masse de ce dernier. L'ensemble des interactions avec les différents fermions et bosons est complètement déterminé et prédit, une fois la masse du boson fixée.

On peut noter que le champ de Higgs n'interagit pas avec le champ électromagnétique, et que donc le boson de Higgs est électriquement neutre. De plus, la théorie décrite brièvement ici ne fait intervenir qu'un doublet de scalaire. Il est possible d'obtenir le même mécanisme de génération de masse avec plusieurs doublets de scalaires, et donc d'obtenir plusieurs particules scalaires dans ce cas. Dans l'exemple de deux doublets, on obtient en plus du boson de Higgs H une paire supplémentaire de bosons neutres (un scalaire et un pseudoscalaire) ainsi qu'une paire chargée H^+ et H^-. La théorie ne nous indique pas combien de doublets prévoir : on se placera par la suite dans l'hypothèse qu'un seul doublet est prédit par la théorie.

1.2.4 Limites théoriques à la masse du boson de Higgs

S'il est vrai que la valeur exacte de la masse du boson de Higgs n'est pas prédite par la théorie, il reste que des valeurs extrêmes de cette masse font apparaître des incohérences dans notre modèle mathématique. Ces limites théoriques inférieures et supérieures sont représentées sur la figure 1.4 et sont discutées ci-après.

1.2.4.1 Limite inférieure : stabilité du vide

Il est possible d'obtenir une limite inférieure à la masse du boson de Higgs en imposant la stabilité du vide [22]. Le potentiel de Higgs doit être de la forme :

$$V_{eff} = -\mu^2 H^2 + \lambda(\Lambda) H^4$$

pour que le développement du champ autour du minimum soit possible. Cette propriété doit être préservée même lorsque les corrections radiatives sont incluses. La constante de couplage λ

reçoit des corrections des diagrammes à boucles et devient un couplage évoluant avec l'échelle Λ à laquelle il est évalué. Les changements en λ sont donnés par une équation différentielle qui dépend des couplages de Yukawa (boucles de quarks) et des couplages de jauge (boucles de jauge). Le nouveau potentiel effectif définit à nouveau une VEV : $\phi_0 = v/\sqrt{2}$. Si les corrections à boucles sont trop importantes, il est possible d'obtenir un λ négatif et donc un état fondamental instable. D'un autre coté, si λ devient grand et positif, on a un minimum trivial à l'origine. Puisque $V(0) = 0$, un minimum non trivial existe pourvu que $V(v/\sqrt{2}) < 0$. Cette condition nous donne la borne inférieure (pour $\Lambda = 1$ TeV) [23] :

$$m_H \gtrsim 50 \text{ GeV}$$

1.2.4.2 Limite supérieure : unitarité

Il a été discuté précédemment que les couplages du boson de Higgs sont déterminés pourvu que sa masse soit donnée, et que la connaissance précise des bosons W et Z^0 ne permettait pas de donner des informations sur le boson de Higgs. Il est cependant possible d'investiguer la diffusion élastique WW. En effet l'amplitude de diffusion WW augmente avec la polarisation longitudinale des bosons W. Si l'on veut que l'amplitude de diffusion reste finie, c'est à dire que l'unitarité soit respectée, on obtient une limite supérieure pour la masse du boson de Higgs [24, 25] :

$$m_H^2 < \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (1.2 \text{ TeV})^2$$

Il est possible d'améliorer cette limite en considérant également les canaux couplés $W_L W_L$, $Z_L Z_L$, $Z_L H$ et HH (l'indice L indiquant ici une polarisation longitudinale). Si l'on demande désormais que les valeurs propres de ces canaux couplés vérifient également l'unitarité, on améliore la limite d'un facteur $1/\sqrt{3}$:

$$m_H \leq 700 \text{ GeV}$$

Donc dans le Modèle Standard, si le boson de Higgs a une masse supérieure à 700 GeV, l'unitarité est violée à moins qu'un nouveau phénomène ne se produise et ne la restaure.

Il est à noter [26] que si l'on suppose à l'inverse que la masse du boson de Higgs est très grande devant l'énergie ($s \ll m_H^2$), et si l'on considère la diffusion longitudinale des bosons W ($W_L^+ W_L^- \to W_L^+ W_L^-$), on obtient :

$$\sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV}$$

Ceci signifie que si le boson de Higgs est trop massif ou inexistant, il est nécessaire que l'on observe de la physique au-delà du Modèle Standard (communément dénotée BSM, pour Beyond Standard Model) à l'échelle du TeV afin que l'unitarité ne soit pas violée.

1.2.4.3 Limite supérieure : trivialité

On peut s'intéresser aux corrections radiatives à une boucle aux couplages quadratiques du boson de Higgs [26]. La relation des couplages quadratiques du boson de Higgs avec l'échelle d'énergie Q est décrite par la solution (à une boucle) de l'équation du groupe de renormalisation :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}$$

Si l'énergie est bien plus faible que l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible $Q^2 \ll v^2$, le couplage diminue et tend vers 0. La théorie est dite triviale, ou sans interaction. Si l'énergie

est bien plus bien plus élevée que l'échelle de brisure $Q^2 \gg v^2$, le couplage augmente et tend vers l'infini. Le point ou le couplage devient infini est appelé pôle de Landau et est à l'énergie :

$$\Lambda_C = v \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda}\right) = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{m_H^2}\right)$$

La limite de trivialité peut donc être présentée comme le domaine en énergie avec une coupure Λ_C, en dessous de laquelle l'auto-couplage du boson de Higgs λ est fini.

Par exemple si l'on se place à $\Lambda_C \sim 10^{16}\,\text{GeV}$ on a alors $m_H \lesssim 200\,\text{GeV}$. Si l'on a une coupure à $\Lambda_C \sim 10^3$ GeV, le boson de Higgs peut avoir une masse de l'ordre du TeV.

En particulier, si l'on met la coupure à la masse du boson de Higgs $\Lambda_C = m_H$, la condition que le couplage quadratique du boson de Higgs reste fini nous donne $m_H \lesssim 700$ GeV.

1.2.4.4 Problème de l'ajustement fin

Le calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs fait apparaître le problème de l'ajustement fin [26]. Si l'on coupe l'intégrale à une échelle Λ, on obtient en gardant uniquement les contributions dominantes à cette échelle (m_H^0 est la masse à nu contenue dans le lagrangien non renormalisé) :

$$m_H^2 = (m_H^0)^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2}\left[m_H^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2\right]$$

Si la coupure est haute, par exemple à l'échelle de grande unification $\sim 10^{16}$ GeV, il est nécessaire d'avoir un ajustement jusqu'à 16 décimales entre la masse à nu du boson de Higgs et les corrections radiatives pour avoir une masse physique du boson de Higgs dans l'intervalle [100 GeV, 1 TeV]. Ce problème est appelé problème de l'ajustement fin.

1.2.5 Désintégrations du boson de Higgs

Les couplages du boson de Higgs avec les autre particules ne dépendent que de la masse du boson de Higgs, dans le cas d'un seul doublet de Higgs. Tous les couplages avec les particules du Modèle Standard peuvent être calculés : les largeurs de désintégration des différents canaux sont présentés dans la table 1.5

1.3 État de l'art & limites expérimentales

La recherche du boson de Higgs est l'un des enjeux majeurs de la physique des particules depuis plusieurs dizaines d'années. La production de cette particule est un phénomène rare, et à ce titre il existe deux approches concurrentes pour augmenter la probabilité d'une observation :

1. Plus l'on accumule une statistique importante, plus l'on a de chances d'observer la particule ;
2. Plus l'on crée des conditions de hautes énergies, plus la section efficace du phénomène augmente (voir la figure 1.5).

Durant ces années de thèse, j'ai eu la chance d'assister à la concurrence entre ces deux approches : le Tevatron, accélérateur situé au Fermilab à Chicago, produisait des collisions à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96\,\text{TeV}$ avait accumulé une dizaine de fb^{-1} de données sur une dizaine d'années. Le LHC, accélérateur situé au CERN à Genève, n'avait accumulé qu'un facteur 1000 fois moins de données, et pourtant l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ramenait la recherche du boson de Higgs au LHC à la même sensibilité que les recherches au Tevatron.

TABLE 1.5 – Largeurs de désintégration partielles du boson de Higgs, tirée de [22]

Canal de désintégration	Largeur de désintégration partielle Γ où $\lambda_i = m_i^2/m_H^2$
(1) fermions $f : H \to f\bar{f}$	$N_c \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_f^2 m_H (1-4\lambda_f)^{3/2}$ N_c est un facteur de couleur : $N_c = \begin{cases} 1 \text{ pour les leptons} \\ 3 \text{ pour les quarks} \end{cases}$
(2) bosons $Z^0 : H \to Z^0 Z^0$	$\frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_H^3 (1-4\lambda_Z)^{1/2}(12\lambda_Z^2 - 4\lambda_Z + 1)$
(3) bosons $W^\pm : H \to W^+ W^-$	$\frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} m_H^3 (1-4\lambda_W)^{1/2}(12\lambda_W^2 - 4\lambda_W + 1)$
(4) gluons $g : H \to gg$	$\frac{G_F}{36\pi\sqrt{2}} m_H^3 \left[\frac{\alpha_S(m_{H0}^2)}{\pi}\right]^2 \left\lvert\sum_q I_q\right\rvert^2$
via des boucles de quarks q	où $I_q = 3\left[2\lambda_q + \lambda_q(4\lambda_q - 1) f(\lambda_q)\right]$ $f(\lambda) = \begin{cases} -2\left[\sin^{-1}(1/\sqrt{4\lambda})\right]^2, & \lambda > 1/4 \\ \frac{1}{2}\left[\ln(\eta^+/\eta^-) - i\pi\right]^2, & \lambda < 1/4 \end{cases}$ $\eta^\pm = 1/2 \pm \sqrt{1/4 - \lambda}$
(5) photons $\gamma : H \to \gamma\gamma$	$\frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} m_H^3 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \lvert I\rvert^2$ où $I = \sum_q Q_q^2 I_q + \sum_l Q_l^2 I_l + I_W (+ I_s)$ Q_i est la charge de la particule $I_q = 3\left[2\lambda_q + \lambda_q(4\lambda_q - 1) f(\lambda_q)\right]$ $I_l = 2\lambda_l + \lambda_l(4\lambda_l - 1) f(\lambda_l)$ $I_W = 3\lambda_W(1 - 2\lambda_W(1 - 2\lambda_W) f(\lambda_W) - 3\lambda_W - 1/2$ $I_S = -\lambda_S\left[1 + 2\lambda_S f(\lambda_S)\right]$

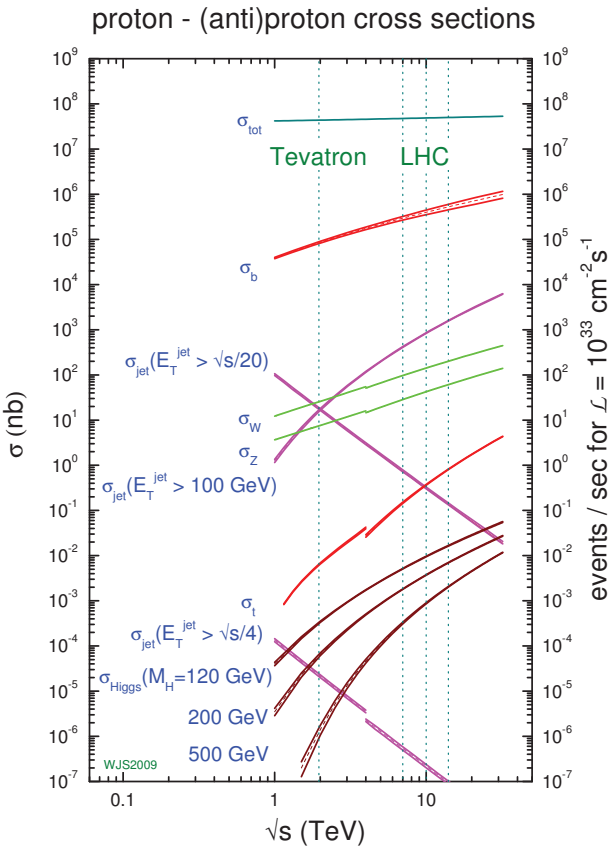


FIGURE 1.5 – Sections efficaces de production des principales particules du Modèle Standard, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Figure tirée de [27].

Durant l'année 2011, les deux expériences généralistes du LHC (ATLAS et CMS) ont accumulé environ $5\,\mathrm{fb}^{-1}$ de données, soit environ moitié autant de données que chaque expérience du Tevatron durant une dizaine d'années.

Cette section présente l'état des recherches du boson de Higgs du Modèle Standard dans les expériences des précédents accélérateurs LEP [1] et Tevatron, ainsi que l'état de l'art du LHC avec les données de l'année 2011 à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$.

1.3.1 Production et désintégration du boson de Higgs

Le couplage du boson de Higgs du Modèle Standard [2] est corrélé à la masse des particules avec lesquelles il interagit : plus une particule est massive plus le boson de Higgs va interagir avec elle[14] (voir table 1.5). De la même façon, le boson de Higgs n'interagira jamais directement avec les particules sans masse, notamment le photon ou les gluons.

1.3.1.1 Mécanismes de production au LHC

Les sections efficaces des mécanismes de production du boson de Higgs dans les collisionneurs proton-proton, en fonction de la masse du boson de Higgs, sont représentées sur la figure 1.6.

Fusion de gluon Dans ce mécanisme, deux gluons couplent au boson de Higgs par l'intermédiaire d'une boucle de fermions lourds, comme illustré sur la figure 1.7. Bien qu'étant un diagramme à boucle, la fusion de gluon est le mécanisme prédominant de production du boson de Higgs, comme illustré sur la figure 1.6. Ceci est du au fait que la luminosité de gluons au LHC est bien supérieure à la luminosité de quarks, comme illustré figure 1.8.

Fusion de bosons vecteurs Ce mécanisme de production est environ un ordre de grandeur moins probable que la fusion de gluons présentée ci-dessus. Le boson de Higgs produit par ce canal est accompagné par deux quarks présents dans l'état final, comme illustré sur la figure 1.9. Ces quarks sont en général très énergiques car ils ont émis par radiation un boson vecteur de masse importante (conservation de l'énergie). La production du boson de Higgs est donc accompagnée de deux jets très énergiques et situés vers l'avant du détecteur. Ces jets peuvent également être utilisés pour la discrimination des événements d'un éventuel boson de Higgs.

Production associée ou 'Higgsstrahlung' Dans les canaux de production Higgsstrahlung, le boson de Higgs est accompagné dans l'état final par des quarks tops ou par des bosons vecteurs (toutes particules suffisament lourdes pour pouvoir émettre un boson de Higgs par radiation). Ces processus sont illustrés sur les figures 1.10 et 1.11 La présence de ces objets lourds dans l'état final permet d'avoir une autre signature sur laquelle baser une sélection d'événements.

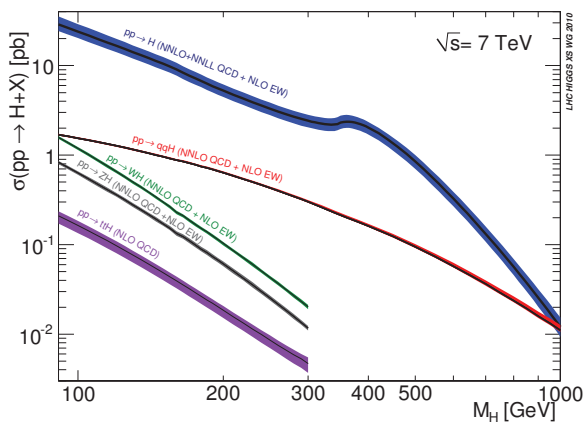
1.3.1.2 Désintégrations

De la même façon que pour les différents canaux de production, le boson de Higgs va se désintégrer selon plusieurs possibilités en fonction de sa masse, comme illustré sur la figure 1.12. La largeur du boson de Higgs (représentée figure 1.13) est également déterminée par la théorie en fonction de sa masse.

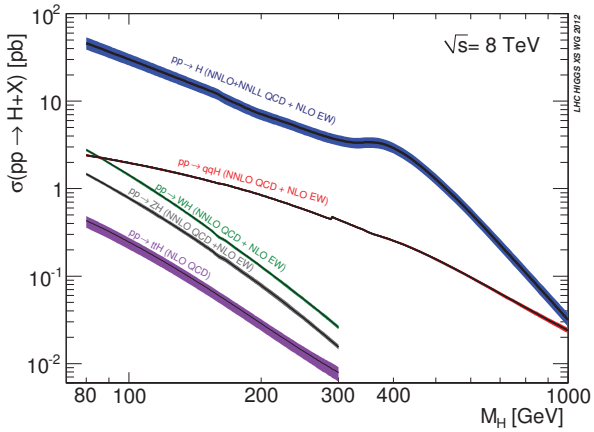
Cette section présente les paramètres à prendre en compte pour étudier la pertinence d'un canal de désintégration dans le cadre d'une recherche du boson de Higgs.

1. *Large Electron Positron Collider*, l'accélérateur du CERN précédent le LHC.

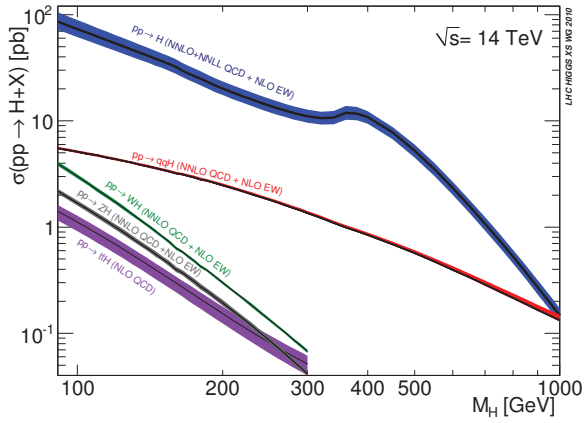
2. Dans ce paragraphe et dans ce document en général, on parlera toujours du boson de Higgs du Modèle Standard à moins que cela ne soit explicité.



(a) $\sqrt{s} = 7$ TeV



(b) $\sqrt{s} = 8$ TeV



(c) $\sqrt{s} = 14$ TeV

FIGURE 1.6 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC, en fonction de la masse supposée de celui-ci. La production pour $\sqrt{s} = 7$ TeV (2011) est présentée en 1.6a, pour $\sqrt{s} = 8$ TeV (2012) en 1.6b et à l'énergie nominale du LHC de $\sqrt{s} = 14$ TeV (prévue pour 2014) en 1.6c. Figure tirée de [28].

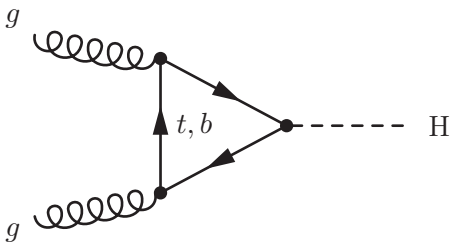


FIGURE 1.7 – Production d'un boson de Higgs par fusion de gluon, par l'intermédiaire d'une boucle de quarks.

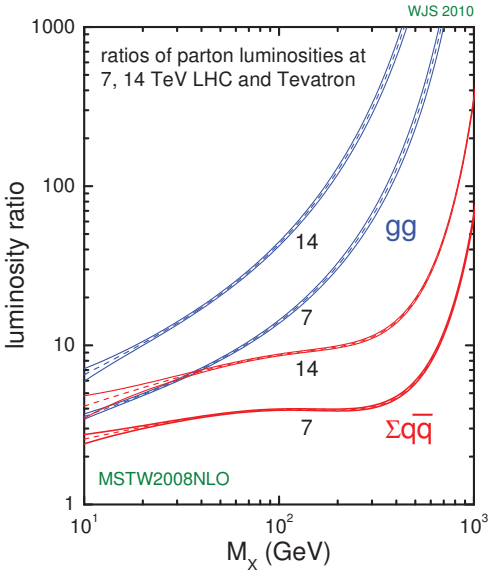


FIGURE 1.8 – Rapport de la luminosité de gluons au LHC pour des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7, 14$ TeV, divisé par la luminosité de partons au Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV). Figure tirée de [27].

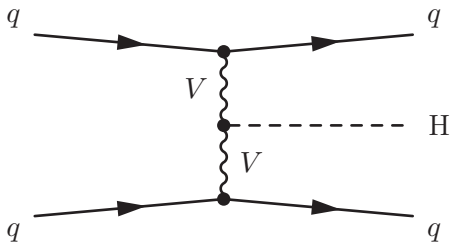
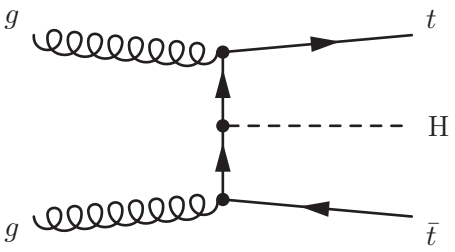
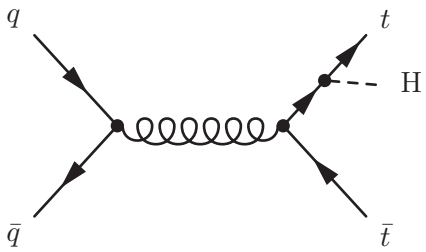


FIGURE 1.9 – Production d'un boson de Higgs par fusion de boson vecteurs (VBF), en association avec deux quarks.

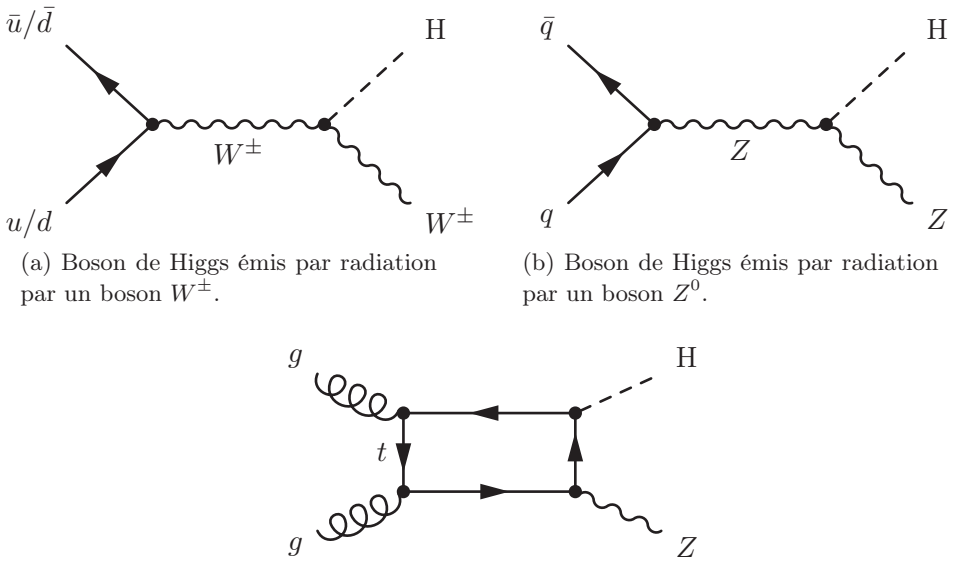


(a) Boson de Higgs émis par radiation par la ligne de quarks intermédiaire.



(b) Boson de Higgs émis par radiation par les quarks dans l'état final.

FIGURE 1.10 – Production associée d'un boson de Higgs avec une paire de quarks top.



(a) Boson de Higgs émis par radiation par un boson $W^{\pm}$.

(b) Boson de Higgs émis par radiation par un boson Z^0.

(c) Boson de Higgs émis par radiation par une boucle de quarks.

FIGURE 1.11 – Production associée d'un boson de Higgs avec un boson vecteur.

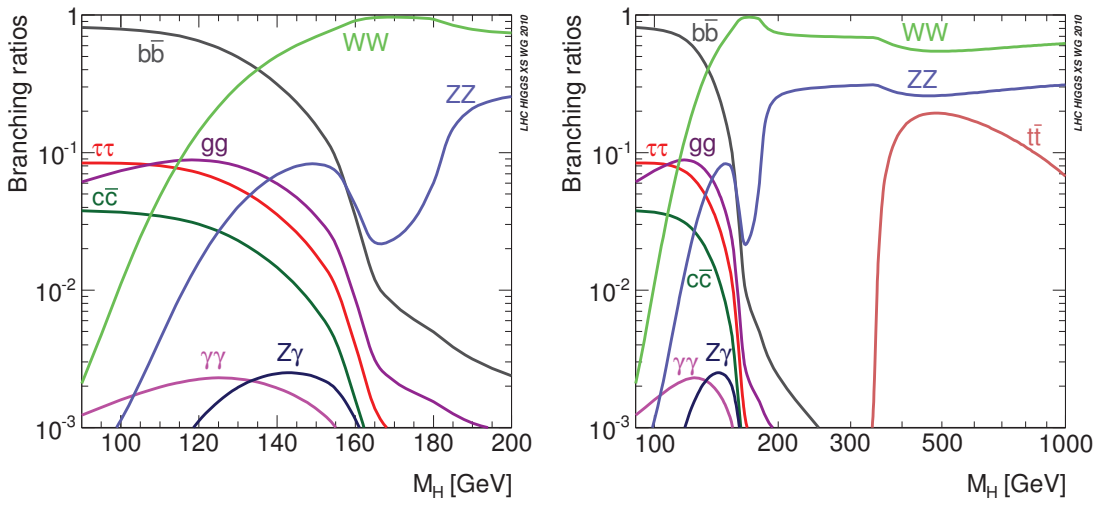


FIGURE 1.12 – Rapport d'embranchement du boson de Higgs à basse masse (gauche) et sur l'ensemble de la gamme de masse considérée (droite) (tiré de [28]).

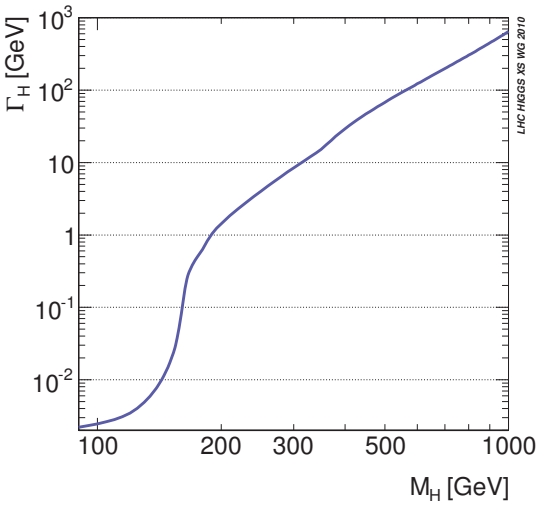


FIGURE 1.13 – Largeur intrinsèque du boson de Higgs (tiré de [28])

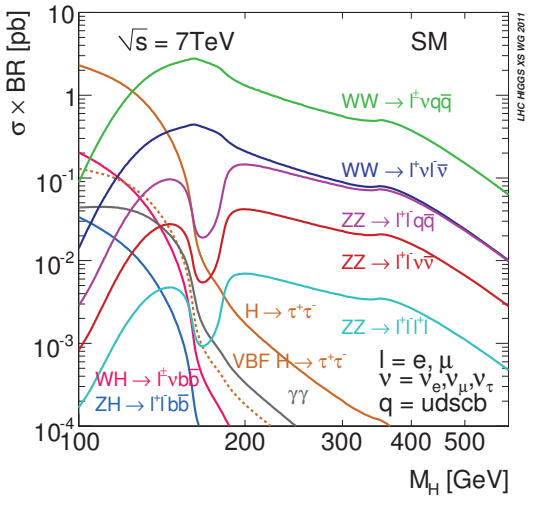
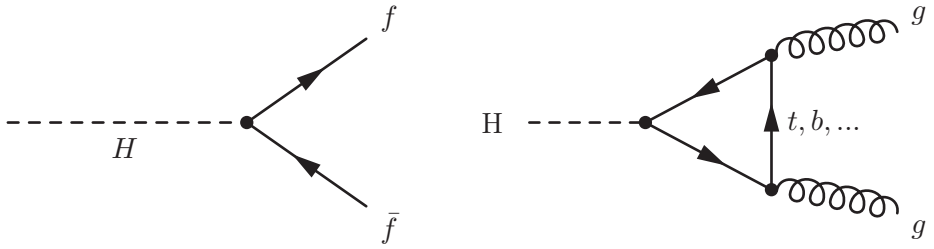


FIGURE 1.14 – Section efficace de production multipliée par les rapports d'embranchement du boson de Higgs du Modèle Standard (tiré de [28]).



(a) Désintégration en une paire de fermions.

(b) Désintégration en une paire de gluons.

FIGURE 1.15 – Désintégration d'un boson de Higgs en une paire de fermions $f\bar{f}$ (figure 1.15a), de gluons gg (figure 1.15b). Les fermions ici peuvent être soit des quarks (c, b ou t), soit des leptons τ. Les désintégration en fermions plus légers (quarks u, d, s, ou leptons e, μ), ne sont pas interdites, mais simplement négligeables à cause de leur masse plus faible.

Désintégration en paire de quarks, de gluons Comme visible sur la figure 1.12, pour des masses du boson de Higgs inférieures à environ 140 GeV, trois canaux de désintégrations dominants sont en une paire de quarks $\bar{b}b$, de quarks $\bar{c}c$, ou de gluons gg (par l'intermédiaire d'une boucle de quarks t, b), représentés sur la figure 1.15.

Ces désintégrations présentent plusieurs difficultés :

- le LHC est un collisionneur hadronique, et à ce titre la production de gerbes hadroniques y est extrêmement fréquente, noyant le signal constitué par le boson de Higgs dans un bruit de fond QCD d'une section efficace plus d'un facteur 10 000 fois plus grande (voir par exemple la figure 1.5) ;
- la largeur du boson de Higgs dans ce régime de masse est au plus de quelques dizaines de MeV. La résolution du détecteur est donc essentielle pour reconstruire un pic de masse invariante. Malheureusement, la résolution en énergie sur la masse invariante dijet n'est en général pas suffisante.

La combinaison de ces deux facteurs rend une éventuelle analyse de ces canaux de désintégration très difficile, car de pouvoir discriminant très faible. Un des moyens de contourner ces difficultés est d'explorer ces canaux de désintégration en association avec des canaux de production présentant des signatures spécifiques dans l'état final. Si l'on considère par exemple la production associée, il est possible de demander un lepton isolé supplémentaire dans l'état final.

Désintégration en paire de leptons taus Les leptons taus se désintégrant pour plus de 65 % des cas de façon hadronique [9], l'analyse de ce canal présente les mêmes difficultés que les canaux présentés ci-avant (figure 1.15a). Cependant, comparée à l'analyse de la désintégration $\bar{b}b$, il est possible également de reconstruire les objets leptons τ : en effet les jets issus de ces leptons sont plus collimés, ce qui facilite leur identification. De plus, la production de leptons taus est beaucoup moins importante que la QCD multi-jet, et compense donc la faible efficacité de reconstruction de ces derniers. L'analyse de ce canal en association avec la production de bosons vecteurs est donc un canal sensible à relativement basse luminosité intégrée.

Désintégration en paire de photons La désintégration en une paire de photons se fait par l'intermédiaire d'une boucle médiatrice de quarks ou de bosons $W^{\pm}$, réprésentée sur la figure 1.16.

Il est clair d'après la figure 1.12 que la désintégration d'un boson de Higgs en 2 photons est négligeable au premier abord devant les autres canaux de désintégration. Seulement, plusieurs

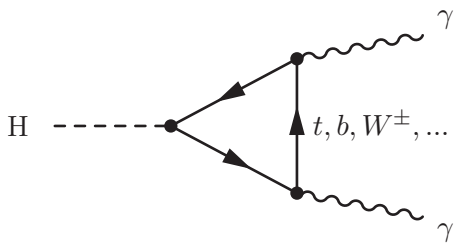


FIGURE 1.16 – Désintégration d'un boson de Higgs en deux photons.

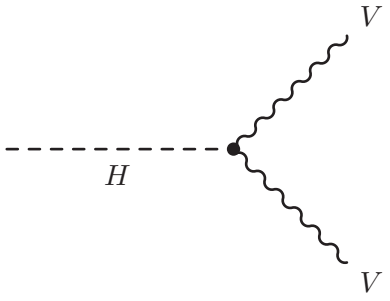


FIGURE 1.17 – Désintégration en une paire de bosons vecteurs VV, où $V = W^{\pm}, Z^0$.

considérations expérimentales font de ce canal l'un des canaux phares de recherche du boson de Higgs :

- deux types de bruit de fond dominent ce canal de recherche :
  - le bruit de fond réductible, très important, est principalement composé d'événements de QCD dans lesquels un ou plusieurs jets comportent des mésons neutres. Les mésons neutres peuvent en effet se désintégrer en deux photons très collimés, et la mauvaise identification d'un méson neutre pour un photon peut donc intervenir et noyer le signal ;
  - le bruit de fond irréductible (production QCD de deux photons dans l'état final) reste une contribution importante, mais possède un spectre en masse invariante bien défini par la théorie ;
- il est possible de construire un calorimètre électromagnétique avec une bonne résolution, ce qui permet de reconstruire et de distinguer un pic de masse invariante, pourvu que ce pic soit étroit.

Bien que le bruit de fond soit important, il sera donc possible de distinguer un signal car celui-ci est clair et compense le faible rapport d'embranchement.

Désintégration en paire de bosons vecteurs L'avantage de la désintégration du boson de Higgs en une paire de boson vecteurs $W^{\pm}$ ou Z^0 (figure 1.17) est l'éventuelle présence de leptons dans l'état final. En effet on a environ 30 % des bosons $W^{\pm}$ et environ 10 % des bosons Z^0 se désintégrant de manière leptonique (voir table 1.6). Ces leptons rendent plus aisée la distinction d'un éventuel signal en collisions hadroniques.

L'évolution des rapports d'embranchement leptoniques du boson de Higgs en fonction de sa masse est présentée figure 1.14 pour comparaison avec les autres canaux de désintégration. Les principaux bruits de fond dans ces recherches sont les productions diboson Z^0Z^0 et W^+W^- du Modèle Standard, ce qui nécessite une bonne compréhension de ces processus.

Désintégration en une paire de quarks top De même que précédemment, ce canal est plutôt adapté à des bosons de Higgs de haute masse pour que la désintégration en deux quarks t puisse avoir lieu (figure 1.15a). La détection des quarks t se fait par la détection de quarks b et de bosons $W^{\pm}$ (le rapport d'embranchement $t \to bW$ est de $99^{+0.09}_{0.08}$ % [9]).

TABLE 1.6 – Rapport de branchement des principales désintégrations des bosons Z^0 et $W^{\pm}$, tiré de [9]. La mention "invisible" signifie dans le cas du boson $W^{\pm}$ que celui-ci se désintègre en une particule chargée avec une impulsion située sous le seuil de détectabilité, $p < 200$ MeV. Dans le cas du boson Z^0, il s'agit de la désintégration en une paire de neutrinos.

boson	désintégration	rapport d'embranchement
W^+	$e^{\pm}\nu$	$(10.75 \pm 0.13) \times 10^{-2}$
	$\mu^+\nu$	$(10.57 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
	$\tau^+\nu$	$(11.25 \pm 0.20) \times 10^{-2}$
	hadrons	$(67.60 \pm 0.27) \times 10^{-2}$
	invisible	$(1.4 \pm 2.9) \times 10^{-2}$
Z^0	e^+e^-	$(3.363 \pm 0.004) \times 10^{-2}$
	$\mu^+\mu^-$	$(3.366 \pm 0.007) \times 10^{-2}$
	$\tau^+\tau^-$	$(3.367 \pm 0.008) \times 10^{-2}$
	invisible	$(20.00 \pm 0.06) \times 10^{-2}$
	hadrons	$(69.91 \pm 0.06) \times 10^{-2}$

Désintégration en un photon et un boson vecteur Cette désintégration se fait par l'intermédiaire d'une boucle médiatrice, à l'instar de la désintégration en deux photons représentée sur la figure 1.16, où il suffit de remplacer un photon par un boson Z^0. Comme discuté précédemment, seuls environ 10 % des bosons Z^0 se désintègrent de façon leptonique. La production par les processus de QCD d'un photon accompagné de deux jets dans l'état final est très importante, et cela rend extrêmement difficile l'exploitation de ce canal par les désintégrations hadroniques du boson Z^0.

Pour l'exploitation expérimentale de ce processus, il est donc nécessaire de regarder les désintégrations leptoniques du boson Z^0, ce qui diminue d'un facteur 10 le rapport d'embranchement. Ce canal commence tout juste à être investigué expérimentalement pour les recherches du LHC à $\sqrt{s} = 8$TeV.

1.3.2 Le boson de Higgs au LEP, au Tevatron ; contraintes électrofaibles

Les expériences du LHC n'ont pas été les premières à rechercher le boson de Higgs.

Deux types de contraintes sur la masse du boson de Higgs existent et sont présentées ci-après : les recherches directes, telles qu'effectuées par le LEP ou le Tevatron, et les contraintes indirectes provenant des mesures des autres paramètres du Modèle Standard.

1.3.2.1 Recherches du boson de Higgs au LEP

L'accélérateur Large Electron-Positron Collider (LEP) était précédemment installé au CERN dans ce qui est l'actuel tunnel du LHC. Quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) ont analysé les données issues de ces collisions e^+e^-. Le principal mécanisme de production du boson de Higgs étudié au LEP était le Higgsstrahlung (voir figure 1.18), tandis que le principal canal de désintégration considéré était hadronique (soit un total de 4 jets dans l'état final). Ces analyses ont été les premières recherches directes de l'existence du boson de Higgs du Modèle Standard.

La combinaison statistique des données accumulées par les quatre expériences est présentée en référence [29]. Les données analysées pour ces recherches ont une énergie dans le centre de masse comprise entre 189 GeV et 209 GeV.

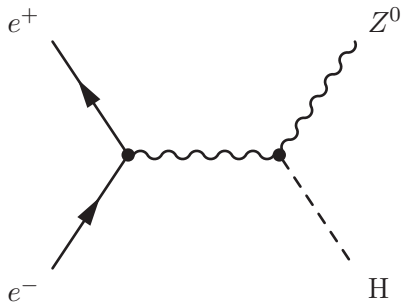


FIGURE 1.18 – Production d'un boson de Higgs par Higgsstrahlung en collisions e^+e^-.

L'expérience ALEPH a observé un excès d'événements compatible avec la production d'un boson de Higgs du Modèle Standard à une masse de 115 GeV. Les données des expériences L3 et OPAL, tout en étant cohérentes avec l'hypothèse de l'absence de signal, semblent favoriser légèrement l'hypothèse de la présence d'un signal dans cette région de masse. L'expérience DELPHI, quant à elle, a observé des données présentant un léger déficit par rapport au nombre attendu d'événements de bruit de fond. Les résultats finaux sont présentés sur la figure 1.19 : la limite inférieure médiane attendue de la masse du boson de Higgs est de 115.3 GeV, tandis que la limite inférieure observée est de 114.4 GeV, à 95 % du niveau de confiance. La différence est due à l'excès observé dans les données par rapport au bruit de fond attendu dans les masses au delà de 115 GeV.

1.3.2.2 Recherches du boson de Higgs au Tevatron

L'accélérateur Tevatron, situé au Fermilab à Chicago (USA), est un collisionneur proton-antiproton, avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Deux expériences (CDF et DØ) ont analysé les données issues de ces collisions. Les mécanismes de Higgsstrahlung, fusion de gluon et fusion de boson vecteurs ont été considérés, ainsi que les modes de désintégration $H \to b\bar{b}$, $H \to W^+W^-$, $H \to \tau^+\tau^-$ et $H \to \gamma\gamma$. Le Tevatron a cessé de délivrer des collisions aux expériences CDF et DØ en octobre 2011, mais l'ensemble des données récoltées par les deux expérience n'a pas encore fini d'être analysé à ce jour. Les résultats présentés ici sont donc préliminaires.

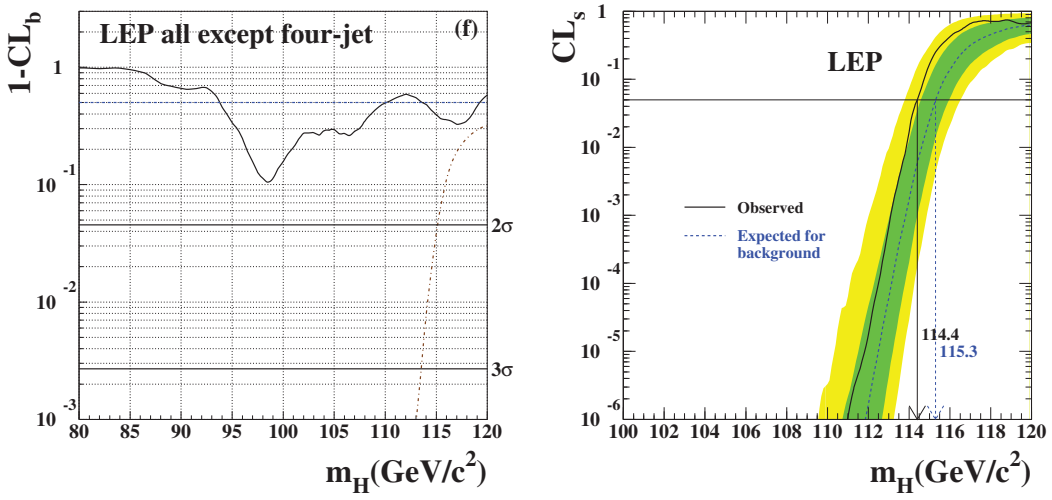
La combinaison statistique des données accumulées par les deux expériences est présentée en référence [30]. Une version préliminaire des résultats finaux est présentée sur la figure 1.20.

La combinaison des données des deux expériences du Tevatron conduit à exclure à 95 % de niveau de confiance les deux régions $100 < m_H < 109$ GeV et $158 < m_H < 175$ GeV.

1.3.2.3 Le boson de Higgs au LHC : état début 2012

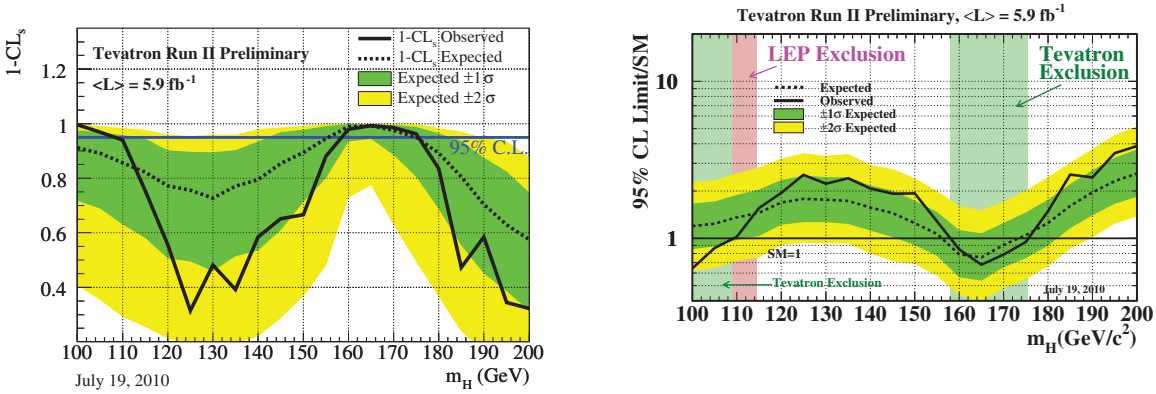
L'accélérateur LHC, dont il sera question dans ce manuscrit, est un collisioneur proton-proton situé au CERN à Genève (Suisse), avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2010 et 2011, et $\sqrt{s} = 8$ TeV en 2012. Deux expériences en particulier, CMS et ATLAS, ont analysé les données issues de ces collisions pour y rechercher la présence du boson de Higgs. En particulier, l'analyse des données récoltées à $\sqrt{s} = 7$ TeV a été rendue publique en février 2012 [31, 32]. Ces résultats ont été utilisés pour l'analyse qui sera présentée au chapitre 6 dont le cadre théorique est abordé dans ce chapitre à la section 1.4.1. Les deux expériences ont observé des données similaires : un excès est observé aux alentours de 125 GeV, et l'hypothèse d'un boson de Higgs du Modèle Standard est exclue à 95 % du niveau de confiance pour les hypothèses de masse 130 GeV $\lesssim m_H \lesssim$ 550 GeV, comme présenté sur la figure 1.21.

L'analyse des données 2012 et la combinaison des données 2011 et 2012 ne sera pas discutée avant le chapitre 5.



(a) 1 - CL_b (b) CL_s

FIGURE 1.19 – Résultats des recherches du boson de Higgs combinant les données des quatre expériences du LEP. À gauche, 1 - CL_b (aussi appelée p-value) représentant la confiance dans l'hypothèse bruit de fond. Plus la valeur de 1 - CL_b est faible pour une masse donnée, plus les données sont inconsistantes avec l'hypothèse de la présence du bruit de fond seul. À droite, CL_s = CL_{s+b} / CL_b représente la confiance dans l'hypothèse signal. L'intersection de la courbe avec la droite $CL_s = 0.05$ défini le niveau de confiance à 95 % sur cette borne inférieure. Les bandes verte et jaune représentent respectivement l'incertitude à 68 % et 95 % sur la courbe attendue. Figures tirées de [29].



(a) 1 - CL_s (b) Fraction de la section efficace prédite par le Modèle Standard

FIGURE 1.20 – Résultats des recherches du boson de Higgs combinant les données de deux expériences du Tevatron. À gauche est représentée la force d'exclusion 1 - CL_s en fonction de la masse du boson de Higgs, obtenue avec la méthode CL_s pour la combinaison des analyses des deux expériences. À droite est représentée la section efficace attendue/observée, normalisée par la section efficace du boson de Higgs prédite par le Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Figures tirées de [30].

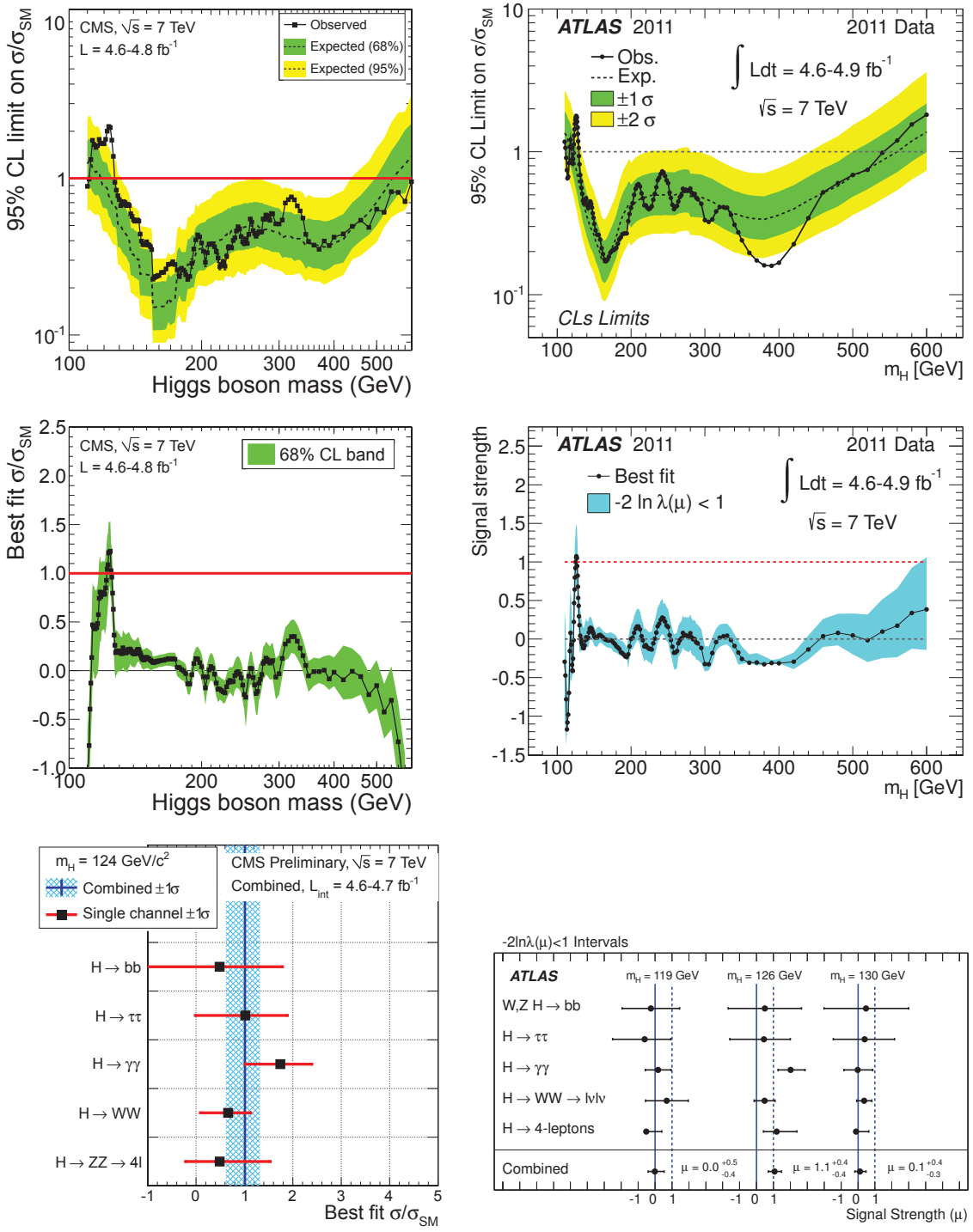


FIGURE 1.21 – Limites supérieures à 95 % du niveau de confiance du rapport de section efficace σ/σ_{SM} pour l'hypothèse du boson de Higgs du Modèle Standard, en fonction de l'hypothèse de la masse du boson de Higgs, pour l'ensemble de la gamme de masse recherchée (haut). Ajustement du rapport de section efficace σ/σ_{SM} pour l'hypothèse du boson de Higgs du Modèle Standard, en fonction de l'hypothèse de la masse du boson de Higgs (milieu). Compatibilité entre les différents canaux pour une hypothèse de masse donnée (bas). Les résultats de l'expérience CMS (gauche) sont tirés de [31], les résultats de l'expérience ATLAS (droite) sont tirés de [32].

1.3.2.4 Contraintes sur le Modèle Standard à partir des mesures électrofaibles de précision

Les différentes observables du Modèle Standard ne sont pas indépendantes les unes des autres, et une mesure d'un jeu de paramètres peut ainsi aider à en contraindre d'autres. En particulier la contribution du boson de Higgs aux corrections quantiques des observables dépend de l'hypothèse de masse m_H considérée. Des mesures de précision dans le secteur électrofaible (m_W, Γ_W, Γ_Z, $A_{fb}^{0,b}$, ...) ont été réalisées au Tevatron, au LEP et au SLC, en combinant les mesures des différentes expériences et permet de manière indirecte de contraindre la masse du boson de Higgs. La référence [33] présente la combinaison des mesures de précision et les ajustements des observables du Tevatron et du LEP, en ne prenant pas en compte les recherches directes du boson de Higgs réalisées dans les données LEP-II ni les résultats préliminaires du Tevatron. Les résultats sont présentés sur la figure 1.22.

La combinaison de ces recherches permet de contraindre la masse du boson de Higgs à $m_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV. De plus, la figure 1.22b montre qu'en l'état actuel des recherches, la cohérence du Modèle Standard favorise un boson de Higgs à basse masse.

1.4 Au-delà du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules a été formalisé dans les années 70, et malgré ses nombreux et spectaculaires succès, un certains nombre de questions ouvertes existent :

- contrairement à ce que prévoit le Modèle Standard, les neutrinos ont une masse non nulle (oscillation des neutrinos) ;
- le Modèle Standard suggère la violation de la symétrie CP en QCD, bien qu'aucune mesure ne le montre actuellement ;
- le Modèle Standard ne propose aucun candidat naturel à la matière noire en accord avec les observations cosmologiques ;
- la gravité (relativité générale) est complètement absente ;
- le problème de l'ajustement fin (présenté section 1.2.4.4) n'a pas de solution naturelle ;
- ...

Les théoriciens phénoménologistes n'ont bien évidemment pas cessé de proposer de nombreux modèles permettant d'atténuer tout ou partie de ces différentes tensions. La littérature est plus que foisonnante d'idées sur le sujet, ce qui s'éloigne du but de ce manuscrit. On ne discutera dans cette section, à titre d'exemple, que d'un modèle phénoménologique dont l'étude expérimentale sera présentée au chapitre 6.

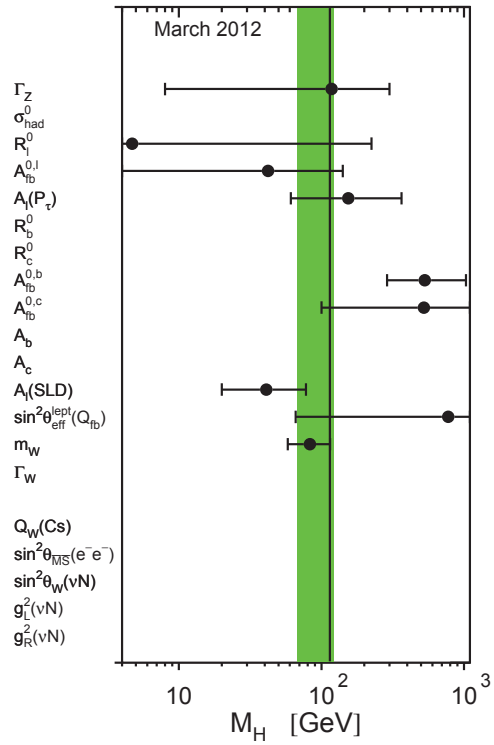
1.4.1 Boson de Higgs via la désintégration de nouveaux quarks vecteurs lourds

Dans le cadre d'un travail effectué durant les rencontres des Houches [3] en 2011, j'ai pu participer à une analyse phénoménologique [34] d'un nouveau canal de production du boson de Higgs. Ce modèle commence à être étudié au sein de la communauté expérimentale CMS.

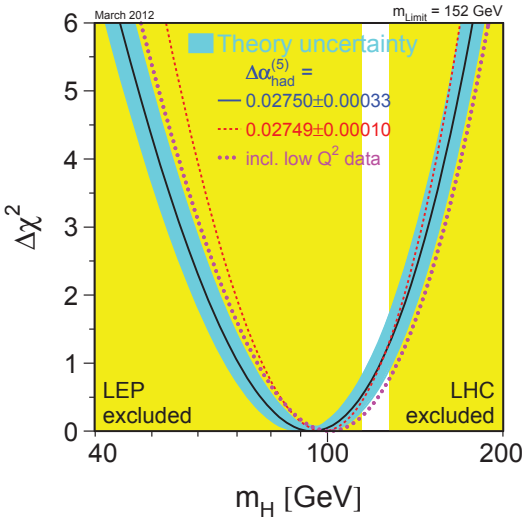
1.4.1.1 Introduction

Les modèles de physique au-delà du Modèle Standard peuvent modifier les couplages du (ou des) boson de Higgs, que ce soit pour la production ou la désintégration. L'une des possibilités est la production de bosons de Higgs via la désintégration de particules lourdes et colorées supplémentaires, celles-ci pouvant être produites en abondances au LHC via l'interaction forte.

3. http ://phystev.in2p3.fr/Houches2011/



(a) Contraintes sur la masse du boson de Higgs



(b) Qualité de l'ajustement des paramètres du Modèle Standard

FIGURE 1.22 – Résultats de la combinaison des mesures de précision électrofaible du Tevatron, du LEP et du SLC. À gauche sont représentées les contraintes sur la masse du boson de Higgs pour différentes pseudo-observables. Ne sont représentées que les observables dont la précision de la mesure permet de contraindre la masse sur l'échelle de la figure. La bande verte représente la contrainte résultante à partir de toutes les pseudo-observables, la ligne verticale représente la limite expérimentale inférieure sur la masse du boson de Higgs à partir des recherches directes effectuées au LEP ($m_H > 114.4\,\text{GeV}$). À droite est représenté $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ en fonction de la masse du boson de Higgs. La bande bleue représente l'incertitude théorique due aux corrections aux ordres supérieurs non inclus. Les bandes verticales représentent les limites d'exclusion directe des recherches effectuées au Tevatron et au LEP-II. La valeur préférée, correspondant au minimum de la courbe, correspond à $m_H = 94^{+29}_{-24}\,\text{GeV}$. Les figures sont de [33], mises à jour pour les conférences d'hiver 2012.

La plupart des alternatives aux théories SuperSymétriques (dites SUSY) prédisent l'existence de quarks supplémentaires avec des couplages vecteurs [4] (une revue plus complète de la littérature est disponible dans [34]) :

- les modèles "little higgs", dans lesquels les quarks vecteurs sont les partenaires des champs du Modèle Standard promus en multiplets plus grands ;
- les modèles de bosons de Higgs composites et de quark top composites, dans lesquels les quarks vecteurs sont des résonances des états liés que sont les particules du Modèle Standard ;
- les modèles à dimensions supplémentaires avec les quarks du Modèle Standard dans le bulk, les quarks vecteurs sont des excitations de Kaluza-Klein de ces champs du bulk. Deux exemples sont le mécanisme d'unification jauge-Higgs et le scénario de Randall-Sundrum ;
- les modèles d'unification des couplages de jauge, dans lesquels les quarks vecteurs sont incorporés dans les représentations de $SU(5)$.

Les quarks vecteurs avec la même charge électrique que les quarks de type up sont communément appelés partenaires du top et notés t'. La phénoménologie de la production directe des quarks vecteurs a déjà été étudiée au LHC de façon indépendante du modèle. Ces études ont cependant mis l'accent plus sur la découverte des partenaires t' eux-mêmes plutôt que comme un moyen de découverte d'autres particules comme le boson de Higgs.

Le t' peut également être produit individuellement plutôt qu'en paire, ce qui mène à d'autres états finals. La production individuelle concurrence la production par paire à haute masses du t', selon le modèle considéré.

1.4.1.2 Modèle théorique

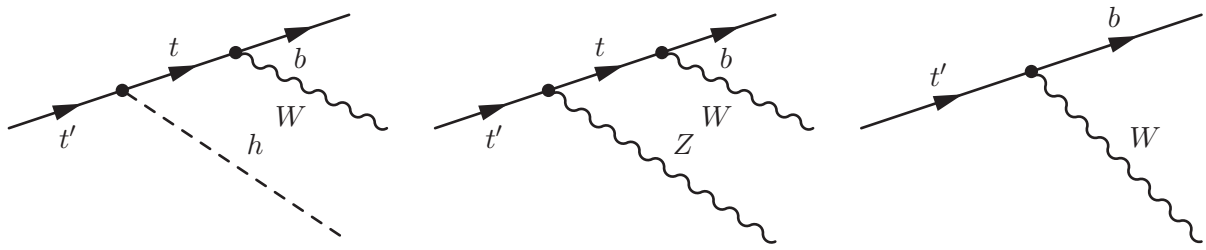
Le modèle théorique détaillé ci-après a été développé par A. Azatov, A. Falkowski, D.K. Ghosh et G. Moreau, et est développé dans [34]. On suppose qu'un multiplet de quarks vecteurs supplémentaires incluant une composante t' est présent à basse échelle d'énergie. Le scénario minimal comporte seulement des multiplets additionnels de quarks vecteurs incluant des composantes t' capables de supprimer fortement la production de boson de Higgs par fusion de gluon. On a besoin d'introduire tout d'abord un premier partenaire t' du top dans un doublet de $SU(2)_L$ ainsi qu'un second partenaire t'' du top dans un singlet de jauge. On ne considère pas le doublet incluant un b' qui serait également échangé dans la boucle triangulaire, pour des fins de simplifications du modèle : l'ajout de ce quark pourrait avoir des corrections importantes au couplage $Z^0 \to b\bar{b}$ où les contraintes expérimentales sont très fortes. Le doublet est donc $(q_{5/3}, t')$, où $q_{5/3}$ est un quark exotique avec une charge électrique de $5/3$ et sans auto-interaction de Yukawa.

On note t' et t'' les états propres dans la base d'interaction, et t_1, t_2, t_3 les états propres de masse, où $m_{t_3} > m_{t_2} > m_{t_1}$ et t_1 est le quark top du Modèle Standard, et m_{t_1} sa masse physique.

Tous les termes génériques de masse possibles et couplages de Yukawa sont donc contenus dans le Lagrangien (H représente le doublet de Higgs du Modèle Standard) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Yuk.}} = {} & Y\overline{\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}}_L H^\dagger t_R^c + Y'\overline{\begin{pmatrix} q_{5/3} \\ t' \end{pmatrix}}_L H t_R^c + Y''\overline{\begin{pmatrix} q_{5/3} \\ t' \end{pmatrix}}_{L/R} H t''_{R/L} + \tilde{Y}\overline{\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}}_L H^\dagger t''_R \\ & + Y_b\overline{\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}}_L H b_R^c + m\ \bar{t}''_L t_R^c + m'\overline{\begin{pmatrix} q_{5/3} \\ t' \end{pmatrix}}_L \begin{pmatrix} q_{5/3} \\ t' \end{pmatrix}_R + m''\ \bar{t}''_L t''_R + \text{H.c.} \end{aligned} \tag{1.1}$$

4. Dans le Modèle Standard, la notation $SU(2)_L$ rappelle la constatation expérimentale que seules les chiralités L des fermions interagissent. En rajoutant ces nouveaux fermions, on ne veut pas interdire *a priori* l'interaction des chiralités R. On dénomme donc ces quarks "vecteurs", pour se rappeler du fait que les composantes L et R peuvent interagir via $SU(2)$.



(a) $t' \to th$ (b) $t' \to tZ$ (c) $t' \to bW$

FIGURE 1.23 – Diagrammes de Feynman des trois canaux de désintégration possible du quark vecteur t'.

Par construction, les quarks vecteurs ont les mêmes nombres quantiques et représentations du groupe de jauge pour les états de chiralité gauche ou droite. Il est à noter que les couplages des deux premières générations de quarks avec les partenaires du top t' et t'' sont négligeables devant les mélanges $t - t' - t''$, dont les angles de mélange sont faibles. Les deux premières générations de quarks sont donc découplées de b, t, t', t''.

On peut définir une rotation du champ qui permet d'éliminer le terme $+m\ \bar{t}''_L t^c_R$ sans perdre la généralité. Le Lagrangien 1.1 fait apparaître, après brisure de la symétrie électrofaible, la matrice de masse :

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \overline{\begin{pmatrix} t \\ t' \\ t'' \end{pmatrix}}_L \begin{pmatrix} Yv & 0 & \tilde{Y}v \\ Y'v & m' & Y''v \\ m & Y''v & m'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t^c \\ t' \\ t'' \end{pmatrix}_R + \text{H.c.} \tag{1.2}$$

On peut remarquer que les quarks vecteurs n'ont pas besoin du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible pour acquérir une masse. Une conséquence non triviale du choix de la charge de t' et t'' est la présence de termes de Yukawa dans la diagonale de la matrice de masse 1.2. Ceci permet d'obtenir de fortes suppressions du mécanisme de fusion de gluon : le signe du couplage de Yukawa Y'' des partenaires du top (t', t'') est choisi indépendamment du signe du couplage de Yukawa Y du top t. Il est ainsi possible de générer des interférences destructrices entre les boucles dues au top et celles dues à ses partenaires.

Le t' considéré ici est un singlet sous le groupe de jauge $SU(2)_L$, ses couplages et ses désintégrations à l'arbre en boson de Higgs et bosons vecteurs : $t' \to th$, $t' \to tZ$, $t' \to bW$ sont déterminés. Les couplages sont représentés sur la figure 1.23. Le branchement $t_2 \to q_{5/3}W$ n'est pas autorisé.

1.4.1.3 Phénoménologie et contraintes existantes

On ne considérera ici que la phénoménologie associée au quark t_2, dans le cadre du modèle minimal présenté à la section précédente. Cette phénoménologie est suffisamment flexible pour permettre d'augmenter ou réduire la section efficace du boson de Higgs. La section efficace de production d'une paire de t_2 au LHC, calculée avec le programme HATHOR[35] au NNLO, est présentée sur la figure 1.24. On peut voir que la section efficace de production avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ varie entre plusieurs dizaines de pb et quelques dixièmes de pb. La section efficace est divisée environ par un facteur 10 si l'on considère une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$.

Des recherches directes de quarks vecteurs ont été effectuées au sein de la collaboration CMS. Les deux recherches rendues publiques portent sur la production d'une paire de quarks vecteurs

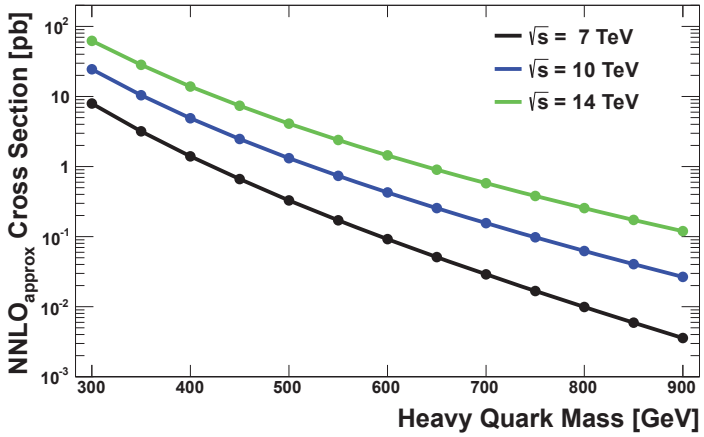


FIGURE 1.24 – Section efficace de production d'une paire de t_2 au LHC, générée avec le programme HATHOR[35]. Figure tirée de [36]

t_2, en considérant leur désintégration exclusive $t_2 \to bW$ pour [37] et $t_2 \to tZ$ pour [38]. Les limites d'exclusion sont présentées sur les figures 1.25 et 1.26 : la limite inférieure pour la masse t' est $m_{t'} > 557\,\text{GeV}$ dans le premier cas et $m_{t'} > 475\,\text{GeV}$ pour le second.

Dans notre cas, les limites imposées par ces mesures sont moins contraignantes : en effet les trois branchements de désintégration $t_2 \to th$, $t_2 \to tZ$ et $t_2 \to bW$ sont considérés, on a donc $B_{t_2\to bW} < 100\,\%$ (resp. $B_{t_2\to tZ} < 100\,\%$) . La prédiction théorique de la section efficace $\sigma(pp \to t_2\bar{t}_2) \times B^2_{t_2\to bW}$ (resp. $\sigma(pp \to t_2\bar{t}_2) \times B^2_{t_2\to tZ}$) est donc diminuée d'un facteur $B^2_{t_2\to bW}$ (resp. $B^2_{t_2\to tZ}$), et la limite basse observée sur m_{t_2} est donc plus faible, autour de 400 GeV.

1.4.1.4 Points de référence

Les limites sur la masse d'un quark vecteur t' ont été discutées à la section précédente, et les limites sur la section efficace de production du boson de Higgs ont déjà été discutées aux sections 1.3.2 et 1.3.2.3. Les points de références présentés dans le tableau 1.7 prennent en compte l'ensemble de ces contraintes et représentent donc des points de l'espace de phase de notre modèle compatibles avec les résultats expérimentaux. Les points A1 et A2 prévoient un boson de Higgs à $m_h = 125\,\text{GeV}$, tandis que les points B, C et D prévoient un boson de Higgs à des masses plus élevées ($m_h = 255$, 320 et 540 GeV).

En particulier concernant les recherches directes d'un boson de Higgs, pour les jeux de paramètres A1 (A2), on a :

$$\sigma^{t'}_{gg\to h} B^{t'}_{h\to\gamma\gamma} / \sigma^{SM}_{gg\to h} B^{SM}_{h\to\gamma\gamma} = 1.16\ (1.19)\ \ ;\ \ \sigma^{t'}_{gg\to h} B^{t'}_{h\to WW} / \sigma^{SM}_{gg\to h} B^{SM}_{h\to WW} = 1.25\ (1.28) \quad (1.3)$$

$$\sigma^{t'}_{gg\to h} B^{t'}_{h\to ZZ} / \sigma^{SM}_{gg\to h} B^{SM}_{h\to ZZ} = 1.25\ (1.28)\ \ ;\ \ \sigma^{t'}_{gg\to h} B^{t'}_{h\to\tau\tau} / \sigma^{SM}_{gg\to h} B^{SM}_{h\to\tau\tau} = 1.25\ (1.28) \quad (1.4)$$

$$\sigma^{t'}_{gg\to h} B^{t'}_{h\to bb} / \sigma^{SM}_{gg\to h} B^{SM}_{h\to bb} = 1.25\ (1.28) \quad (1.5)$$

Toutes ces prédictions sont parfaitement compatibles avec l'état des recherches détaillé dans la section 1.3.2.3. On a notamment une augmentation de la section efficace par fusion de gluon :

$$\sigma^{t'}_{gg\to h} / \sigma^{SM}_{gg\to h} = 1.27\ (1.31)$$

Ainsi qu'une diminution du rapport d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs en deux photons :

$$B^{t'}_{h\to\gamma\gamma} / B^{SM}_{h\to\gamma\gamma} = 0.91\ (0.90).$$

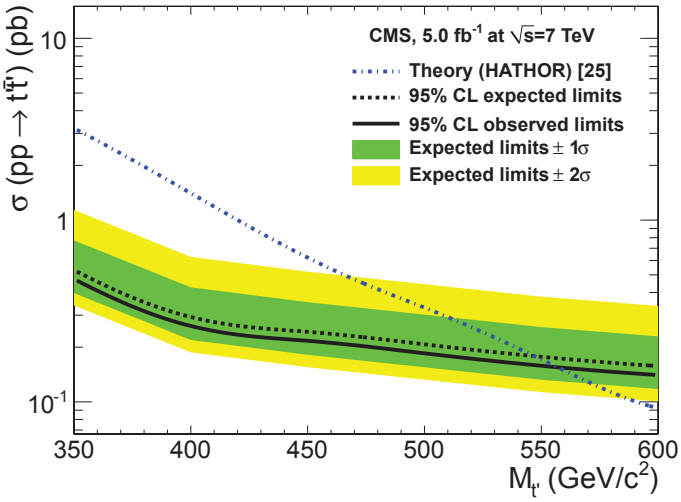


FIGURE 1.25 – Limites supérieures à 95 % du niveau de confiance sur la section efficace de production $t'\bar{t}'$ en fonction de la masse t'. Le rapport d'embranchement $t' \to bW$ est supposé égal à 100 %. La limite basse observée (attendue) sur $m_{t'}$ est 557 (547) GeV. Figure tirée de [37].

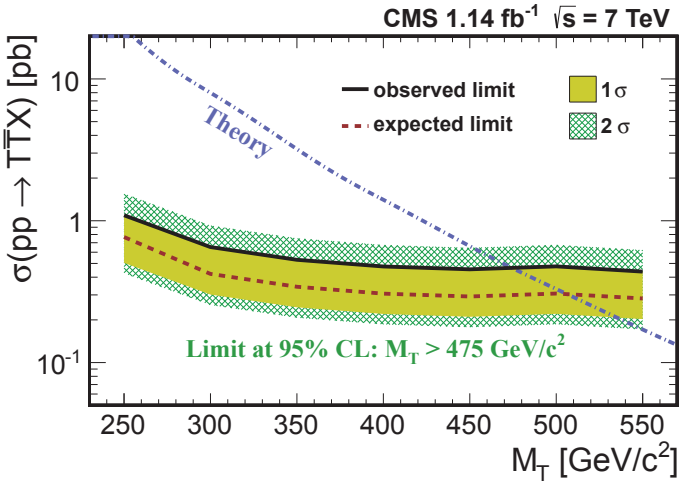


FIGURE 1.26 – Limites supérieures à 95 % du niveau de confiance sur la section efficace de production $t'\bar{t}'$ en fonction de la masse t'. Le rapport d'embranchement $t' \to tZ$ est supposé égal à 100 %. La limite basse observée sur $m_{t'}$ est 475 GeV. Figure tirée de [38].

TABLE 1.7 – Tableau présentant les différents points de référence étudiés dans [34]. Les paramètres fondamentaux du modèle sont la masse du boson de Higgs m_h, les paramètres liés aux masses de t' et t'' : m/m' et m'', ainsi que les rapports des couplages de Yukawa : $Y/\tilde{Y}$ et Y'/Y''. Les masses physiques m_{t_2} et m_{t_3} résultantes, les sections efficaces de production $\sigma_{t_2\bar{t_2}}$, la largeur Γ_{t_2}, ainsi que les rapports d'embranchement $B_{t_2\to t_1 h}$, $B_{t_2\to t_1 Z}$ et $B_{t_2\to bW}$ sont présentés. Pour aider à la comparaison avec les recherches directes du boson de Higgs, le rapport $\sigma^{t'}_{gg\to h}/\sigma^{SM}_{gg\to h}$ est également présenté pour chaque point étudié.

Parameter Set	A1	A2	B	C	D
Y / $\tilde{Y}$	-1.43 / 2	1.02 / -0.1	1.15 / 0.4	1.12 / -0.5	1.05 / -0.3
Y' / Y''	1.85 / -1	1 / 0.55	-1.5 / 1.6	1.1 / 1.65	1.7 / 1.9
m / m' (GeV)	0 / 370	0 / 675	0 / 770	0 / 810	80 / 1100
m'' (GeV)	510	645	980	850	1100
m_{t_3} (GeV)	722	804	1181	1125	1454
m_{t_2} (GeV)	403	599	626	572	788
m_h (GeV)	125	125	255	320	540
$\sigma^{SM}_{gg\to h}$ (pb) @ 7 TeV	15.31	15.31	3.18	2.25	0.58
$\sigma^{SM}_{gg\to h}$ (pb) @ 14 TeV	49.85	49.85	13.50	10.59	3.85
$\sigma^{t'}_{gg\to h}/\sigma^{SM}_{gg\to h}$	1.27	1.31	0.45	0.40	0.65
$\sigma^{t'}_{\bar{t}_1 t_1 h}$ (pb) @ 7 TeV	0.0194	0.076	0.0037	0.0016	$7\ 10^{-4}$
$\sigma^{t'}_{\bar{t}_1 t_1 h}$ (pb) @ 14 TeV	0.138	0.0760	0.036	0.021	0.015
$\sigma_{\bar{t}_2 t_2}$ (pb) @ 7 TeV	1.361	0.0936	0.0709	0.136	0.0115
$\sigma_{\bar{t}_2 t_2}$ (pb) @ 14 TeV	13.53	1.465	1.164	1.975	0.284
$B_{t_2\to t_1 h}$ (%)	62.6	82.1	60.8	13.5	43.0
$B_{t_2\to t_1 Z}$ (%)	28.6	14.7	25.0	46.1	40.3
$B_{t_2\to bW}$ (%)	8.8	3.2	14.2	40.4	16.6
Γ_{t_2} (GeV)	4.4	3.5	19.8	6.5	8.8
$\sigma_{\bar{t}_2 t_2} B^2_{t_2\to bW}$ (pb)	0.01	$1.5\ 10^{-}$	0.001	0.022	0.000(3)
LHC bound [37]	< 0.26	< 0.14	< 0.14	< 0.16	×
$\sigma_{\bar{t}_2 t_2} B^2_{t_2\to t_1 Z}$ (pb)	0.11	0.002	0.004	0.029	0.002
LHC bound [38]	< 0.5	< 0.4	< 0.4	< 0.4	×

Dans le cas des jeux de paramètres B,C et D, les désintégrations dominantes sont $h \to ZZ$ et $h \to WW$, les rapports d'embranchement ne sont pas modifiés et seule la section efficace de production par fusion de gluon est affectée :

$$\sigma^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}}/\sigma^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}} = 0.45 \;\; [B] \;\; ; \;\; 0.40 \;\; [C] \tag{1.6}$$

et concernant le point D :

$$\sigma^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}} B^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{h}\to\mathrm{ZZ}}/\sigma^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}} B^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{h}\to\mathrm{ZZ}} = 0.69 \qquad \sigma^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}} B^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{h}\to\mathrm{WW}}/\sigma^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{gg}\to\mathrm{h}} B^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{h}\to\mathrm{WW}} = 0.69 \tag{1.7}$$

où

$$B^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{h}\to\mathrm{ZZ}}/B^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{h}\to\mathrm{ZZ}} = 1.06 \qquad B^{\mathrm{t}'}_{\mathrm{h}\to\mathrm{WW}}/B^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{h}\to\mathrm{WW}} = 1.06 \;\; [D].$$

On peut enfin noter que les points de références ont été choisis pour être compatibles avec les recherches du boson de Higgs au LHC à $\sqrt{s} = 7\mathrm{TeV}$, présentées à la section 1.3.2.3. Cependant, le modèle admet suffisamment de flexibilité non seulement pour être compatible avec la confirmation d'un excès à $m_H = 125\mathrm{GeV}$ (points A1 et A2) avec certains désaccords entre les différents canaux de désintégration, mais également pour être compatible avec un éventuel boson de Higgs situé sur le reste de la gamme de masse avec une section efficace inférieure à celle prédite par le Modèle Standard (points B, C et D).

1.5 Conclusion

Ce chapitre présente succinctement le Modèle Standard de la physique des hautes énergies. Développé depuis les années 70, ce Modèle a prédit avec succès de nombreuses observables expérimentales : unification des forces faible et électromagnétique, mesure de précision électrofaible, découverte des quarks, ... L'une des limitations de ce Modèle Standard est la prédiction de l'existence du boson de Higgs, qui n'a pas été observé expérimentalement. Ce boson est la particule relique du mécanisme de Higgs, qui explique la brisure de la symétrie électrofaible. Dans le cadre du Modèle Standard, toutes les propriétés du boson de Higgs sont prédites (couplages, spin, largeur, ...) à l'exception de sa masse.

L'état de l'art des limites théoriques et expérimentales au printemps 2012 a été présenté. Les différents mécanismes de production et modes de désintégration de ce boson de Higgs ont été discutés, ainsi que leur pertinence d'un point de vue expérimental. Une étude expérimentale de recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons dans les données à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$ délivrées par le LHC sera présentée au chapitre 5.

Un modèle au delà du Modèle Standard a également été présenté, et sera utilisé pour une étude prospective au chapitre 6.

Le LHC avec ses performances devrait permettre de conclure sur l'ensemble de la gamme de masse sur l'existence ou l'absence d'un boson de Higgs tel que prédit par le Modèle Standard.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1 L'accélérateur Large Hadron Collider 40
2.1.1 La chaîne de pré-accélération 40
2.1.2 Le Large Hadron Collider 42
2.1.2.1 Description 42
2.1.2.2 Structure du faisceau 43
2.1.2.3 Évolution de la luminosité 46
2.1.2.4 Évolution de l'énergie de collision 49
2.1.3 Autres dispositifs expérimentaux 50
2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid 52
2.2.1 Système de coordonnées 54
2.2.2 Le détecteur à vertex et le trajectographe 55
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique 57
2.2.4 Le calorimètre hadronique 58
2.2.5 L'aimant supraconducteur 60
2.2.6 Les chambres à muons 61
2.2.7 Système de déclenchement 63
2.2.7.1 Système de déclenchement de niveau 1 64
2.2.7.2 Déclenchement de haut niveau 66
2.2.7.3 Échantillons primaires 67
2.3 Traitement des données 68
2.3.1 Données réelles 68
2.3.1.1 Informations brutes des sous-détecteurs 68
2.3.1.2 Séquence de reconstruction des objets physiques 68
2.3.2 La chaîne de simulation 68
2.3.2.1 Générateurs à élément de matrice 69
2.3.2.2 Générateurs à gerbe partonique 69
2.3.2.3 Simulation du détecteur 69
2.3.2.4 Simulation de la réponse de l'électronique 69
2.3.2.5 Système de déclenchement 71
2.3.2.6 Correction de l'empilement dans la simulation 71
2.3.3 La Grille de calcul 72
2.3.4 Une nouvelle technique : algorithme du flux de particules 72

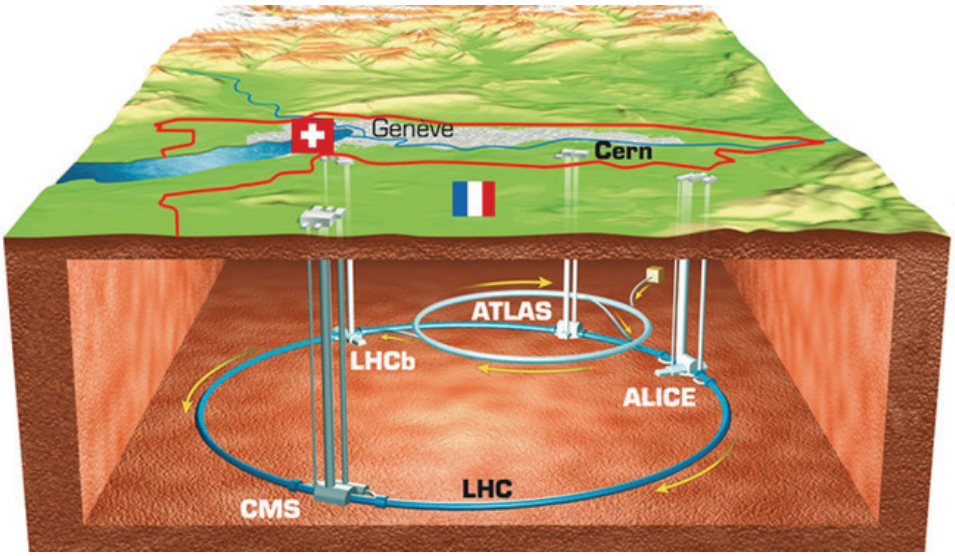


FIGURE 2.1 – Vue en coupe de l'installation du Large Hadron Collider à la frontière Franco-Suisse. L'échelle n'est pas respectée. ©CERN

2.1 L'accélérateur Large Hadron Collider

Le but du Grand Collisionneur de Hadrons, où LHC pour *Large Hadron Collider*, est d'aider à dévoiler la description de la physique au delà du Modèle Standard par le biais de collisions allant à des énergies jusqu'à 14 TeV. Le LHC est un accélérateur et collisionneur de hadrons, composé de deux anneaux supraconducteurs. Il est installé dans le tunnel de 26.7 km construit pour l'accélérateur LEP (*Large Electron Positron collider*) sur le site du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Le tunnel est enterré à une profondeur moyenne de 100 m, de 45 m sous le lac Léman à 170 m sous les montagnes du Jura, soit une inclinaison moyenne de 1.4 %. Le CERN est situé entre la ville de Genève et les montagnes du Jura, à la frontière Franco-Suisse. Une vue en coupe de l'emplacement est présenté sur la figure 2.1.

L'avantage d'un accélérateur circulaire est l'accélération incrémentale des particules à chaque tour de l'anneau, ce qui permet d'atteindre des énergies bien plus importantes que dans les accélérateurs linéaires. La principale limite à ce type d'accélérateur est la radiation synchrotron. En effet à chaque changement de trajectoire du faisceau de particule (pour des particules relativistes), de l'énergie est perdue par radiation : $\Delta E \sim \frac{E^4}{\rho m^4}$, où ρ est le rayon de courbure. La conception d'un accélérateur circulaire est donc un compromis entre la puissance disponible / raisonnable pour accélérer les particules, et le rayon de l'accélérateur. Dans notre cas, l'importante différence de masse entre l'électron (511 keV) et le proton (938 MeV) rend intéressante l'utilisation du tunnel du LEP, ancien accélérateur d'électrons et de positrons, pour un accélérateur de protons et autres hadrons. Le LHC (décrit à la section 2.1.2) n'est pas un accélérateur isolé, et s'inscrit dans le complexe d'accélérateurs du CERN : la chaîne de pré-accélération du LHC sera décrite à la section 2.1.1. On ne présentera dans ce document que les collisions de protons.

2.1.1 La chaîne de pré-accélération

La chaîne de pré-accélération du LHC (figure 2.2) est composée des éléments suivants :

- le Duoplasmatron Proton Ion Source, permet de produire des protons en ionisant un gaz d'hydrogène ;
- les protons sont ensuite injectés dans l'accélérateur linéaire Linac2 et accélérés jusqu'à

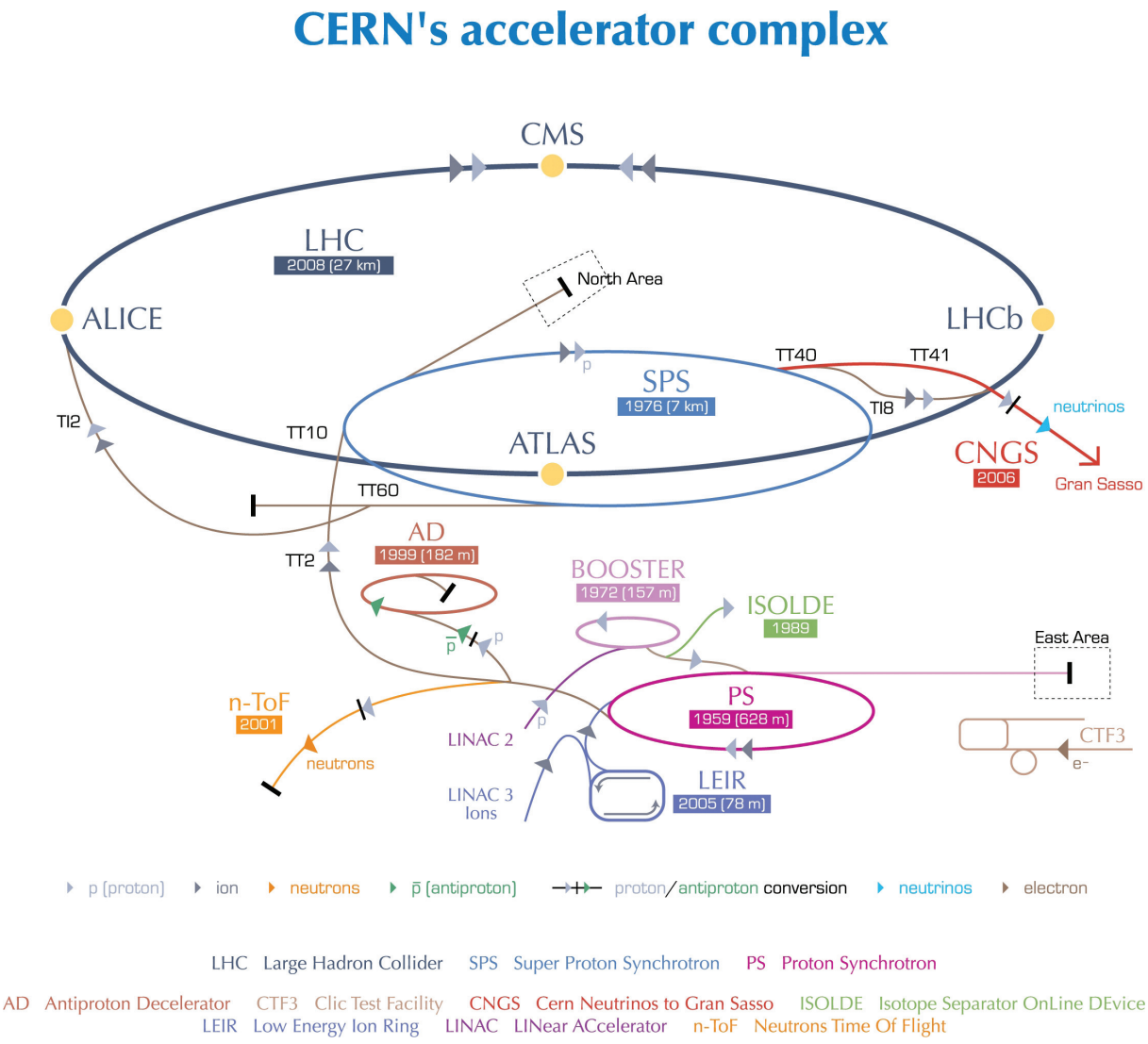


FIGURE 2.2 – Schéma de l'organisation du complexe d'accélérateurs du CERN. ©CERN

50 MeV. Le Linac2 a été construit en 1978 ;
- les protons sont ensuite injectés dans le synchrotron Proton Synchrotron Booster (PSB) pour être accélérés jusqu'à 1.4 GeV. Le PSB est constitué de quatre anneaux d'un rayon de 25 mètres chacun et a été construit en 1972 ;
- les protons sont ensuite injectés dans le synchrotron Proton Synchrotron (PS), pour être accélérés jusqu'à 28 GeV. Le PS a un rayon de 100 mètres et est en opération depuis 1959 ;
- les protons sont ensuite injectés dans le synchrotron Super Proton Synchrotron (SPS), pour être accélérés jusqu'à 450 GeV. Le SPS a une circonférence de 6.9 kilomètres et est en opération depuis 1976.

Les protons ne sont pas accélérés individuellement, mais sont organisés en paquets le long de la chaîne de pré-accélération. Ces paquets sont formés en tirant parti des différents diamètres des synchrotrons successifs et des cycles d'injection associés pour passer d'un étage d'accélération à l'autre, mais également en exploitant les différentes harmoniques radiofréquences de ces synchrotrons.

On peut noter que l'ensemble des accélérateurs de la chaîne de pré-accélération, malgré certaines mises à niveau partielles, ont plus de 25 ans, ce qui montre la maturité et la maîtrise des technologies en jeu. Les performances de la chaîne de pré-accélération ont également une incidence importante sur les performances atteignables par le LHC. Par exemple, l'émittance longitudinale du faisceau doit être faible à l'injection dans le LHC pour faciliter le transport du faisceau dans les lignes de $\sim 2.5\,\mathrm{km}$ entre le SPS et le LHC. Par contre, l'émittance longitudinale doit être plus grande au moment des collisions pour éviter le gonflement de l'émittance transverse à cause de la diffusion au sein du faisceau. Les paramètres du faisceau du LHC représentent une optimisation de l'ensemble de ce type de contraintes.

2.1.2 Le Large Hadron Collider

2.1.2.1 Description

Le LHC [39] est composé de deux accélérateurs de particules dans des anneaux séparés. Les dipôles qui permettent de dévier les faisceaux sont présentés sur la figure 2.3. Ils possèdent deux tubes à faisceau séparés, chacun pourvu d'un champ magnétique et d'une chambre à vide séparés.

La déviation d'une particule dans un champ magnétique est :

$$p = 0.3 \times B\rho$$

où p est l'impulsion de la particule en GeV, B est le champ magnétique en T et ρ est le rayon de courbure en m.

Le LHC n'est pas circulaire mais est composé de huit arcs et huit sections droites en alternance, composant huit octants comme représenté sur la figure 2.4. Les dipôles doivent pouvoir dévier des protons circulant à une impulsion de 7 TeV, mais à cause de cette alternance d'arcs et de sections droites, le rayon de courbure effectif est plus important : les dipôles doivent donc produire un champ magnétique allant jusqu'à 8.33 T. Afin de produire les courants électriques permettant de générer de tels champs magnétiques, il est nécessaire que ces dipôles soient supraconducteurs pour diminuer leur résistivité. Chacun des 1232 dipôles du LHC est donc refroidi à l'hélium liquide à une température de 1.9 K [1]. La radiation synchrotron est absorbée par ce même système cryogénique.

Pour éviter les collisions entre le faisceau et le gaz dans le tube de faisceau, les dipôles fonctionnent sous ultravide. La densité équivalente d'hydrogène doit être de moins de $10^{15} \mathrm{H_2 m^{-3}}$, jusqu'à moins de $10^{13}\ \mathrm{H_2 m^{-3}}$ pour les points d'interactions (soit une pression équivalente à

1. Pour comparaison, la température du fond diffus cosmologique est de 2.7255 K [9].

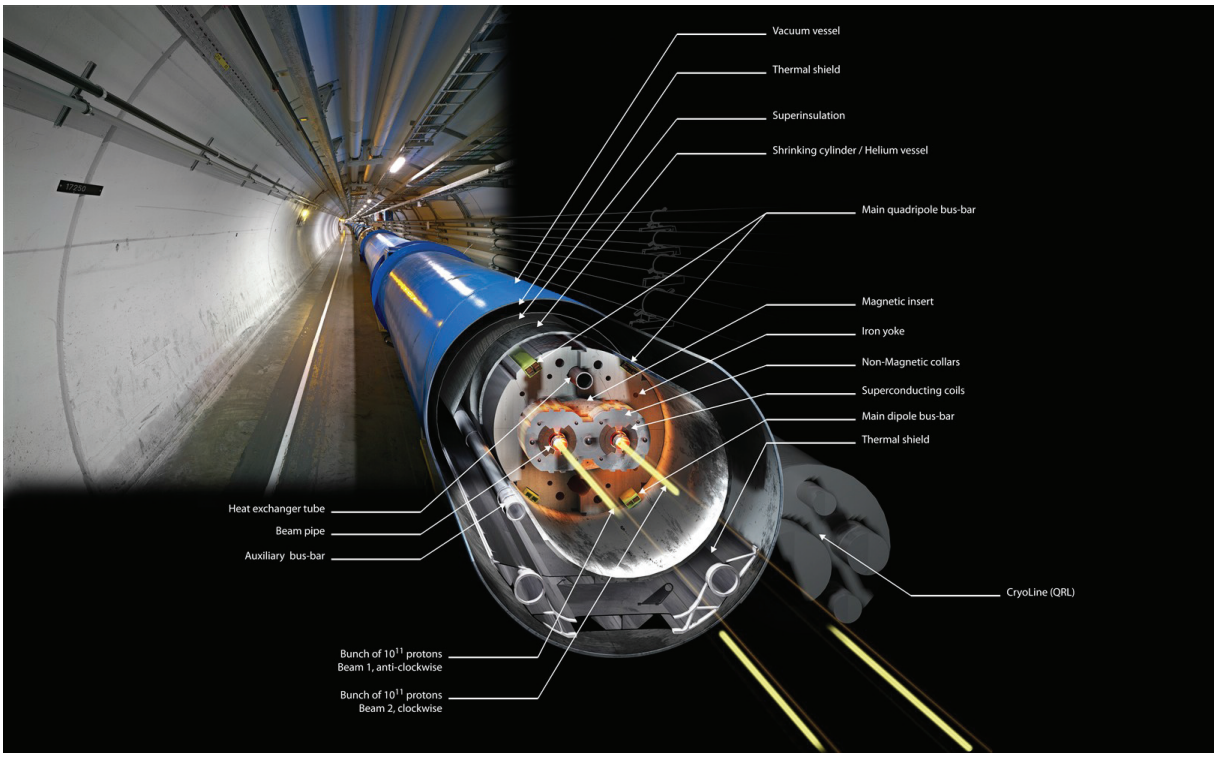


FIGURE 2.3 – Vue en coupe d'un dipôle du LHC. On peut voir clairement les deux tubes de faisceaux séparés. ©CERN

température ambiante de 10^{-10} à 10^{-11} mbar). Le LHC comporte également 520 quadripôles pour la focalisation du faisceau, 2464 sextupôles et 1232 octupôles pour les corrections des autres paramètres du faisceau.

On peut également voir sur la figure 2.4 que chacun des différents octants a sa propre fonction pour la gestion du faisceau :

- les octants 1 et 5 sont dédiés aux expériences CMS et ATLAS ;
- les octants 2 et 8 sont dédiés respectivement à l'expérience ALICE et l'injection du faisceau 1 d'une part, à l'expérience LHCb et l'injection du faisceau 2 d'autre part ;
- les octants 3 et 7 sont dédiés au nettoyage et à l'ajustement des paramètres des faisceaux ;
- les cavités radiofréquences, permettant l'accélération des faisceaux, sont situées dans l'octant 4 ;
- l'octant 6 est dédié à l'éjection des deux faisceaux. Le cœur du bloc d'arrêt des faisceaux est composé de plaques de graphite de différentes densités.

Les différentes expériences seront décrites brièvement à la section 2.1.3.

2.1.2.2 Structure du faisceau

Si l'on cherche à remplir le LHC de paquets espacés de 25 ns, le nombre total de paquets possible est de 3564. En pratique, le nombre nominal de paquets par faisceau est de 2808. La réduction du nombre de paquets est due à la synchronisation des différents accélérateurs de la chaîne de pré-accélération, à la nécessité pour les différentes expériences d'un temps sans collision (par exemple pour des séquences de calibration), et à la mise en place de critères de sécurité pour l'éjection asynchrone des faisceaux. Le remplissage du LHC est organisé en "train de paquets" permettant une injection plus aisée du faisceau. Un exemple de configuration de remplissage du LHC est présenté sur la figure 2.5.

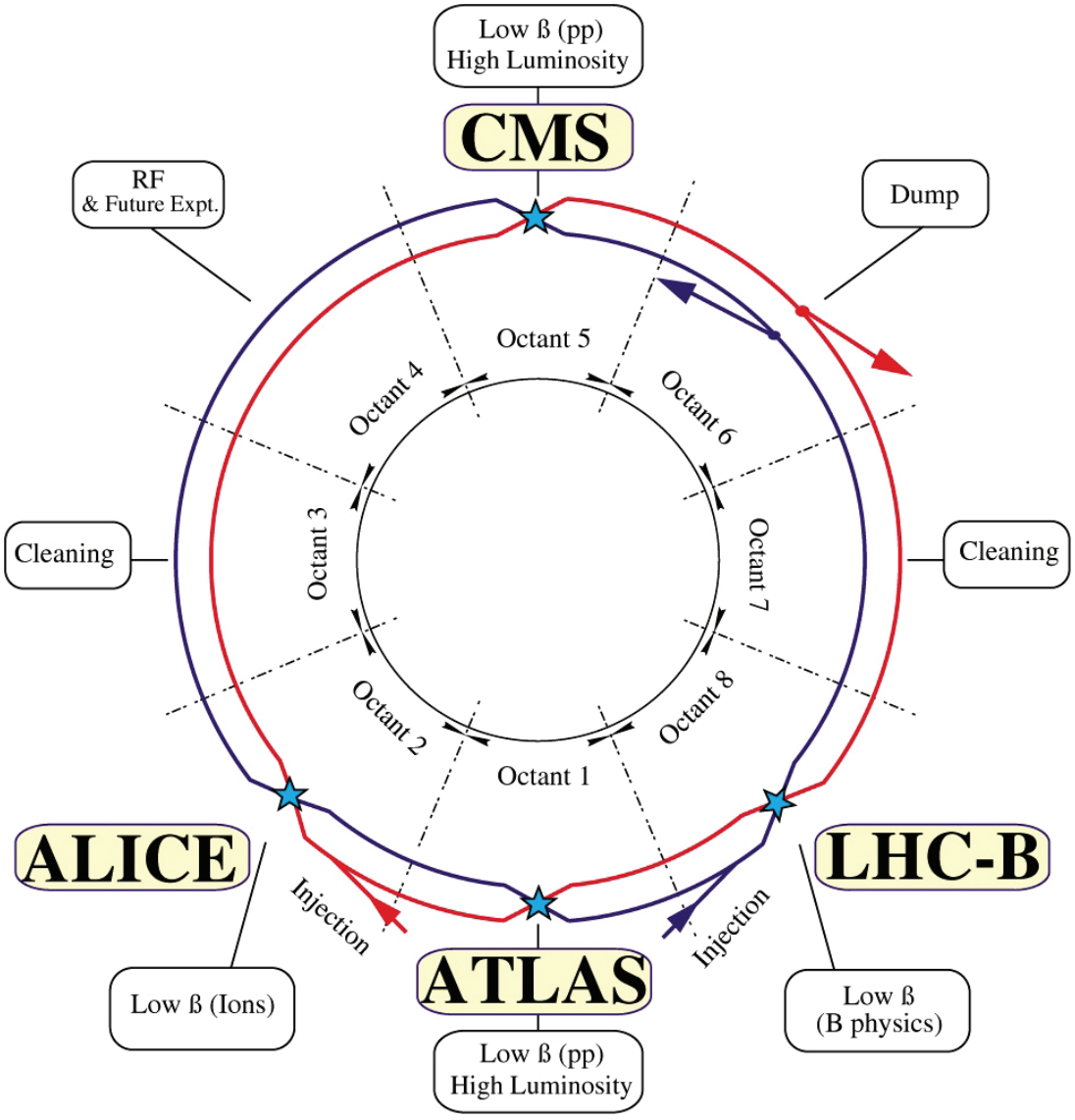


FIGURE 2.4 – Schéma de la disposition et de l'utilisation des octants du LHC. ©CERN

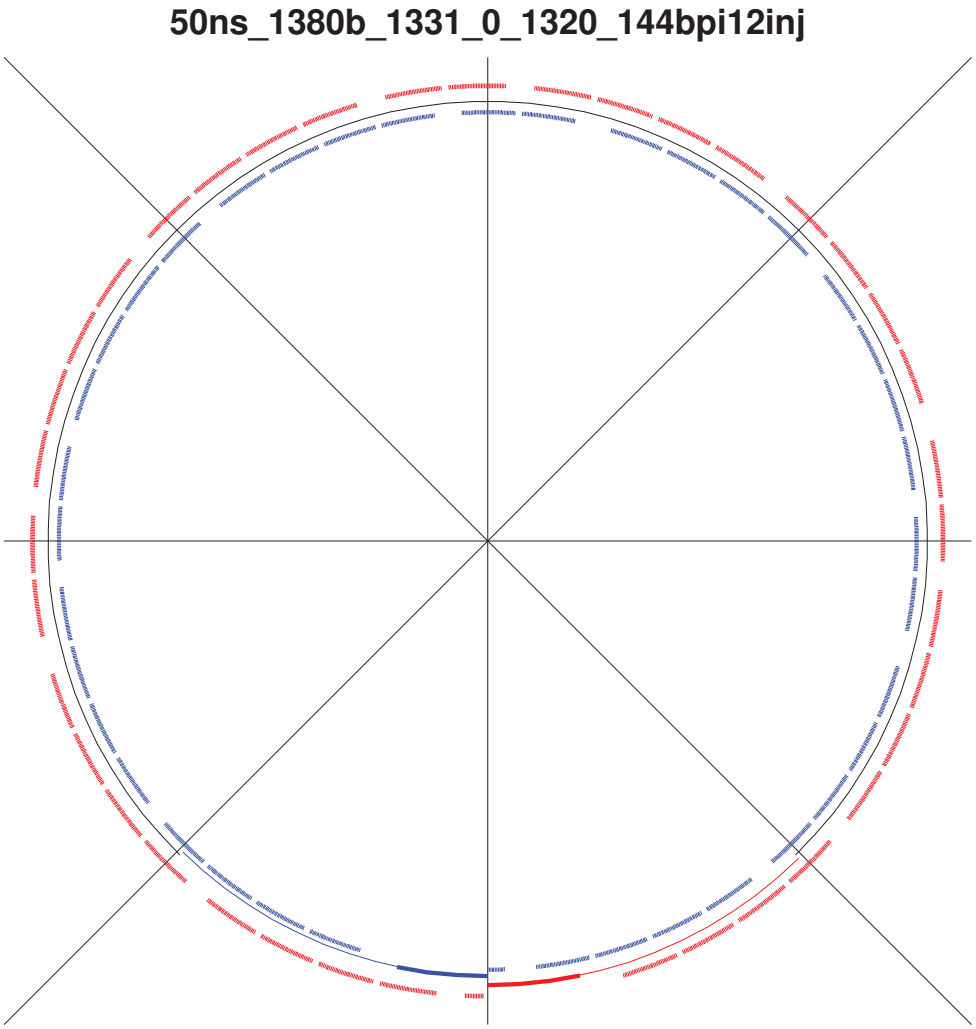


FIGURE 2.5 – Un exemple de configuration de remplissage du LHC, `50ns_1380b_1331_0_1320_144bpi12inj` : les paquets sont espacés de 50 ns, le LHC est rempli au total de 1380 paquets, 1331 d'entre eux collisionneront aux points d'interaction 1 et 5 (expériences ATLAS et CMS respectivement), 0 collisionneront au point d'interaction 2 (expérience ALICE), 1320 collisionneront au point d'interaction 8 (expérience LHCb). Le remplissage du LHC se fait par 12 injections du SPS, chacune comprenant 144 paquets. Ce schéma a été utilisé le 30 juin 2011. ©LHC, CERN

TABLE 2.1 – Paramètres nominaux de faisceau du LHC. Données tirées de [39].

	unité	injection	collision
Énergie	GeV	450	7000
Luminosité	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$		10^{34}
Nombre de paquets		2808	
Espace inter-paquets	ns	24.95	
Intensité par paquets	protons / paquet	1.15×10^{11}	
Courant de faisceau	A	0.58	
Émittance transverse	µm	3.5	3.75
Émittance longitudinale totale	eVs	1.0	2.5
Longueur de paquet	ns	1.7	1.0
Étalement en énergie	10^{-3}	1.9	0.45

Les expériences ALICE et LHCb ont été conçues pour des luminosités instantanées moindres que dans les expériences ATLAS et CMS. Pour permettre à ces expériences d'acquérir des données de collision lors des schémas de remplissage correspondant à des hautes luminosités, un nivellement de la luminosité est effectué pour ces points d'interaction : les paramètres du faisceaux sont ajustés pour qu'en ces points les paquets ne collisionnent pas de plein front mais de façon périphérique.

Les deux faisceaux [39] partagent un tube commun autour des points d'interaction, d'une longueur de 140 m autour des points 1 et 5 (expériences ATLAS et CMS) ; et d'une longueur de 126 m autour des points 2 et 8 (expériences ALICE et LHCb). En conditions d'utilisation nominale (2808 paquets par faisceau et espacement des paquets de 25 ns), ces sections communes impliquent 34 points de collisions parasites pour chaque point de collision, soit un total de 136 points de collisions parasites. Des déviations d'orbites dédiées ont été prévues autour de chaque région d'interaction pour éviter ces collisions parasites.

Les paramètres nominaux des faisceaux du LHC sont résumés dans la table 2.1.

2.1.2.3 Évolution de la luminosité

Le nombre d'événements générés par seconde au sein des collisions du LHC est [39] :

$$N_{event} = L\sigma_{event}$$

où :

- σ_{event} est la section efficace de l'événement étudié ;
- L est la luminosité de la machine [2].

Cette luminosité dépend seulement des paramètres des faisceaux du LHC, et peut être définie pour des faisceaux d'intensité gaussienne :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F$$

où :

- N_b est le nombre de particules par paquet ;
- n_b est le nombre de paquets par faisceau ;
- f_{rev} est la fréquence de révolution ;

2. Tout au long du document, on emploiera luminosité pour signifier luminosité instantanée.

- γ_r est le facteur gamma relativiste ;
- ϵ_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau ;
- β^* la fonction beta au point de collision ;
- F est le facteur de réduction géométrique de la luminosité, dû à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction.

La luminosité dans le LHC n'est pas constante au cours d'une acquisition de physique, mais décroît à cause de la dégradation des intensités et émittances des faisceaux en circulation. La principale cause du déclin de la luminosité durant le fonctionnement nominal du LHC est la perte de faisceau dûe aux collisions. Le temps de désintégration de l'intensité des paquets à cause de cet effet est :

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot,0}}{L\sigma_{tot}k}$$

où :

- $N_{tot,0}$ est l'intensité initiale du faisceau ;
- L est la luminosité initiale ;
- σ_{tot} est la section efficace totale (~ 110 mb pour $\sqrt{s} = 7$ TeV) ;
- k est le nombre de points de collisions.

Si on suppose une luminosité initiale de $L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} et deux expériences à haute luminosité, l'expression ci-dessus nous donne un temps de désintégration initial de $\tau = 44.85$ h. On peut obtenir ainsi la désintégration de l'intensité de faisceau et de la luminosité en fonction du temps :

$$N_{tot}(t) = \frac{N_{tot,0}}{1 + t/\tau_{nuclear}}$$

$$L(t) = \frac{L_0}{(1 + t/\tau_{nuclear})^2}$$

Le temps nécessaire pour atteindre $1/e$ de la luminosité initiale est donné par :

$$t_{1/e} = \left(\sqrt{e} - 1\right)\tau$$

ce qui donne un temps de désintégration de la luminosité de $\tau_{nuclear,1/e} = 29$ h.

D'autres contributions, décrites dans [39], participent au temps de vie de la luminosité, on obtient alors :

$$\tau_L = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{restgas}} + \frac{1}{\tau_{nuclear,1/e}}$$

Si on suppose que la constante de temps des interactions au sein du faisceau est de 80 heures et que la constante de temps du gaz au repos est de 100 h, on obtient :

$$\tau_L = 14.9 \text{ h}$$

Si on intègre la luminosité au cours d'un run, on obtient :

$$L_{int} = L_0\tau_L\left[1 - e^{-T_{run}/\tau_L}\right]$$

où T_{run} est la durée totale du run à une luminosité donnée. On peut observer cette décroissance de l'intensité des faisceaux sur la figure 2.6.

L'efficacité finale du collisionneur dépend de la proportion entre la durée d'un run et du temps de revirement moyen, c'est à dire la durée moyenne entre la fin des collisions d'un remplissage donné et le début des collisions d'un nouveau remplissage.

Si on suppose que la machine peut être exploitée 200 jours par an, et que l'on obtient un temps de vie de faisceau de 15 h comme précédemment, la durée optimum d'un run est de 12 ou

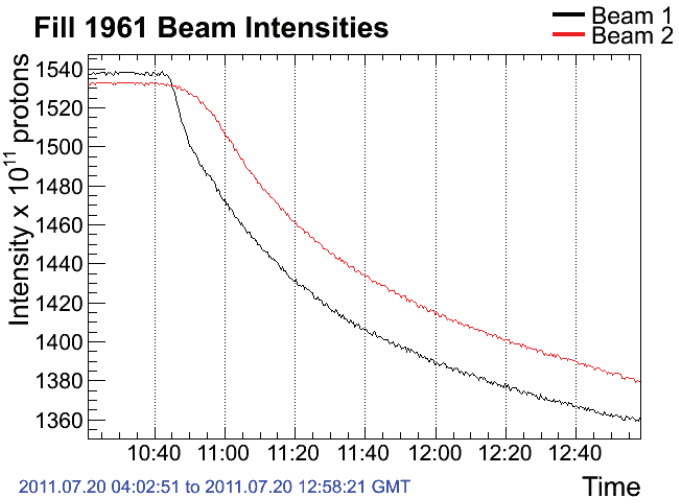


FIGURE 2.6 – Décroissance de l'intensité des faisceaux au cours de collisions. Le schéma de remplissage utilisé lors de cette prise de données est celui présenté sur la figure 2.5. ©LHC, CERN

5.5 heures, pour un temps de revirement moyen respectivement de 7 ou 1.15 heures. On obtient alors une luminosité intégrée entre 80 fb^{-1} et 120 fb^{-1} pour un an de prise de données.

Il faut 12 cycles du synchrotron SPS pour remplir le LHC, et chaque remplissage de SPS nécessite 3 à 4 cycles du synchrotron PS. Le temps de cycle du SPS est de 21.6 s et celui du PS est de 3.6 s, ce qui donne un temps de remplissage total du LHC d'environ 4 minutes par faisceau. Si on suppose en outre que chaque ouverture du LHC nécessite de plus 4 cycles de SPS pour la préparation à l'injection (3 paquets pilotes et un paquet d'intensité nominale), et que les opérateurs du LHC nécessitent au moins deux minutes pour évaluer les mesures de chaque paquet pilote et pour réajuster les paramètres de la machine, le temps de remplissage minimum du LHC est alors de 16 minutes. Le temps minimum pour élever l'énergie de faisceau du LHC de 450 GeV à 7 TeV est de 20 minutes. Le même temps est nécessaire pour descendre l'intensité des aimants à 450 GeV, par exemple après avoir jeté le faisceau. Si on considère que le temps minimum pour faire une vérification programmée de tous les systèmes principaux est de 10 minutes, on obtient un temps de revirement total minimum théorique du LHC d'environ 70 minutes.

Si l'on se fie a priori à l'expérience acquise auprès du collisionneur HERA, on peut en pratique multiplier ce temps par un facteur 6, soit environ 7 heures.

Pour l'année 2011 [40], les performances du LHC sont :

- 1400 h de faisceau stable ;
- durée du remplissage gardé le plus longtemps :15.8 h, soit un peu plus que la durée de vie du faisceau déterminée précédemment ;
- luminosité instantanée maximale : $3.65 \times 10^{33}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ le 26 octobre 2011, soit une montée de 5 ordres de grandeur depuis 2009 ;
- temps de revirement moyen : 13.3 h, 5.4 h si on ne compte pas les incidents techniques sur la machine, soit l'ordre de grandeur attendu ;
- 50% des faisceaux stables éjectés en moins de 3 h (4.9 h en moyenne) ;
- 146.6 jours de collisions de protons - 53 jours de faisceaux stables (soit $\sim$ 123 fois plus qu'en 2010).

Les performances du LHC au bout de seulement 2 ans de fonctionnement sont donc excellentes. Le bilan de la performance sur l'année 2012 ne sera effectué qu'en février 2013.

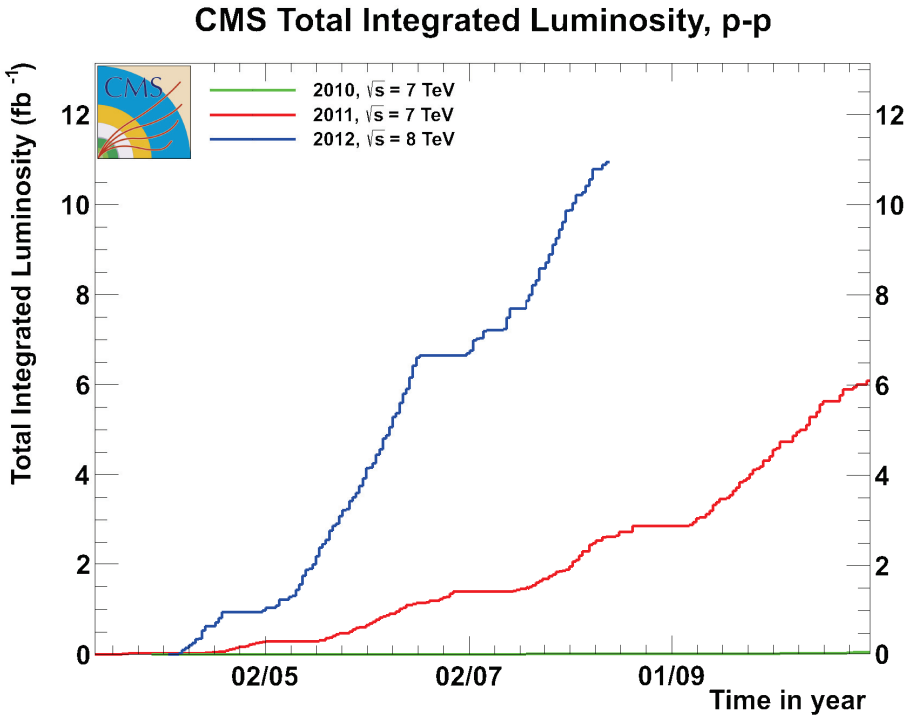


FIGURE 2.7 – Comparaison des luminosité intégrées délivrées par le LHC à l'expérience CMS en collisions proton-proton, sur les années 2010, 2011 à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et 2012 à $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$. ©CMS, CERN

On peut noter que le nombre moyen nominal de protons par paquet est de $N = 1.15 \times 10^{11}$ (table 2.1). Étant donné l'importante section efficace proton-proton ($\sim 100\,\text{mb}$) cela implique que, selon le jeu de paramètres des faisceaux, plus d'une collision ait lieu lors d'un croisement de paquets. C'est ce qu'on appelle le phénomène d'empilement ("pile-up") : plusieurs collisions auront lieu en simultané lors d'un croisement de paquets.

Les conditions de luminosité instantanée et d'empilement ont énormément évolué entre 2010 et mi-2012 : la luminosité instantanée maximum était d'environ $\sim 2 \times 10^{28}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ en 2010, de $\sim 35 \times 10^{32}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ en 2011, et de $\sim 70 \times 10^{32}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ à la mi 2012. Les luminosité intégrées sur les années 2010, 2011 et 2012 sont présentées sur la figure 2.7.

Pour les expériences, la luminosité optimale est un compromis entre la vitesse à laquelle les données sont accumulées, et la perte d'efficacité du détecteur en général due à l'empilement. Des discussions et des études sont en cours entre les expérience et l'accélérateur pour préparer la prise de donnée à la luminosité nominale (de $10^{34}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$). Il faut déterminer à quel point il est plus intéressant pour l'exploitation des données de compenser l'important empilement dû à la luminosité instantanée (donc des données collectées très rapidement, mais à efficacité du détecteur plus faible) par un nivellement de luminosité, et donc des remplissages du LHC plus long à empilement moindre (donc des données collectées moins rapidement, mais à efficacité plus importante).

2.1.2.4 Évolution de l'énergie de collision

Suite à un incident lors du démarrage prévu du LHC le 19 septembre 2008, le planning démarrage du LHC a été décalé et revu pour une montée en puissance plus progressive vers les conditions nominales.

Le LHC a redémarré le 20 novembre 2009, avec une énergie de 450 GeV par faisceau, soit l'énergie d'injection du SPS. Trois jours plus tard, le 23 novembre 2009, les premières collisions étaient détectées au sein des expériences. Une semaine plus tard, le 30 novembre 2009 le LHC accélérait ses premiers faisceaux et produisit des collisions à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 2.36$ TeV, faisant à partir de ce jour du LHC le collisionneur hadronique de plus haute énergie [3].

À partir du 30 mars 2010, le LHC a produit ses premières collisions à $\sqrt{s} = 7$TeV [4]. Le LHC a délivré près de $50\,\mathrm{pb}^{-1}$ de luminosité intégrée pour l'année 2010, et près de $6\,\mathrm{fb}^{-1}$ pour l'année 2011.

Depuis le 5 avril 2012, le LHC fonctionne avec une énergie de 4 TeV [5] par faisceau, soit 8 TeV dans le centre de masse, et a délivré plus de $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ au 10 août 2012.

Les collisions à 8 TeV s'arrêteront à la fin 2012, et après un arrêt technique prévu en 2013, le LHC prévoit de redémarrer en 2014 à l'énergie de collision nominale de 14 TeV [6].

2.1.3 Autres dispositifs expérimentaux

Cinq expériences sont installées sur le LHC pour analyser les données produites aux quatre points de collision des faisceaux.

Deux expériences sont dédiées pour les hautes luminosités : l'expérience ATLAS (décrite ci-après) et l'expérience CMS (décrite brièvement ci-après et plus en détails à la section 2.2). Toutes deux ont été conçues pour une luminosité instantanée culminant à $L = 10^{34}\,\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ pour des faisceaux de protons. Ces deux expériences sont dites généralistes, car elles ont été conçues de façon à pouvoir effectuer un très large spectre de mesures de processus du Modèle Standard, mais surtout pour pouvoir détecter d'éventuels processus de nouvelle physique.

Deux expériences ont été conçues pour les basses luminosités : l'expérience LHCb (décrite ci-après) prévue pour une luminosité instantanée culminant à $L = 10^{32}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ et spécialisée dans l'étude de la violation de symétrie CP, et l'expérience TOTEM, prévue pour une luminosité instantanée culminant à $L = 2 \times 10^{29}\ \mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ avec 156 paquets, conçue pour mesurer avec précision la section efficace proton-proton.

En plus des faisceaux de protons, le LHC peut également faire circuler des faisceaux d'autres hadrons et en particulier des ions plombs. L'expérience ALICE (décrite section ci-après) a été conçue pour une luminosité instantanée culminant à $L = 10^{27}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$ pour des collisions d'ions plomb, pour l'étude du plasma de quarks et gluons.

ATLAS

L'expérience ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), située au point d'interaction 1 du LHC (voir figure 2.4), est composée d'un détecteur cylindrique de 25 m de diamètre et 46 m de long, pour un poids d'environ 7000 tonnes. Il est majoritairement composé de quatre éléments, disposés de façon concentrique : un détecteur interne pour la trajectographie, des calorimètres électromagnétique et hadronique, des chambres à muons et deux systèmes d'aimants : un aimant solénoïdal interne et des aimants toroïdaux externes. Le détecteur est représenté sur la figure 2.8. Cette expérience est généraliste, et a été conçue pour l'étude des collisions proton-proton délivrées par le LHC pour la mise en évidence potentielle de physique au delà du Modèle Standard.

Une description détaillée du détecteur ATLAS est disponible dans [39].

3. Le Tevatron, accélérateur du Fermilab près de Chicago, détenait le précédent record avec des collisions proton-antiproton à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Le Tevatron a été arrêté le 30 septembre 2011.

4. Une énergie de 3.5 TeV pour un proton correspond à une vitesse de $c - 38.78\,\mathrm{kmh}^{-1}$.

5. Une énergie de 4 TeV pour un proton correspond à une vitesse de $c - 29.69\,\mathrm{kmh}^{-1}$.

6. Une énergie de 7 TeV pour un proton correspond à une vitesse de $c - 9.70\,\mathrm{kmh}^{-1}$.

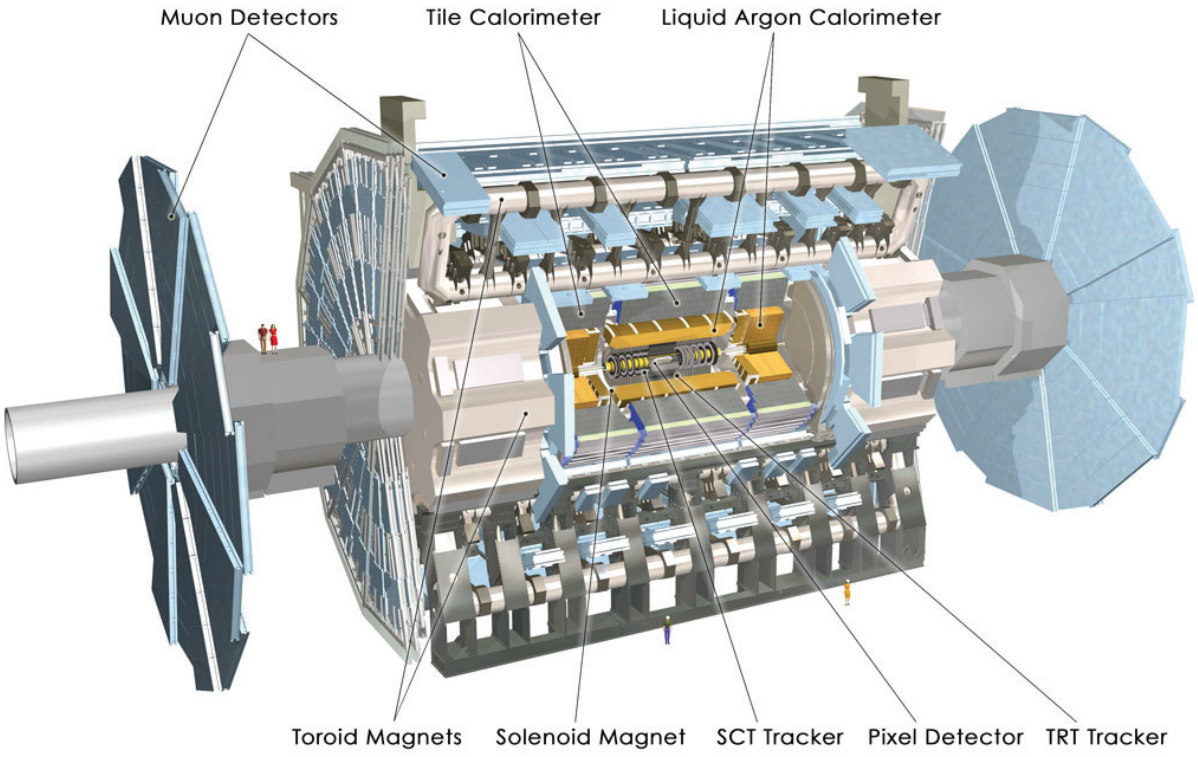


FIGURE 2.8 – Représentation du détecteur ATLAS. ATLAS Experiment ©2012 CERN

La performance et le programme scientifique de l'expérience ATLAS sont globalement comparables à ceux du détecteur CMS (présenté à la section 2.2).

La collaboration ATLAS comprend environ 3000 scientifiques (dont environ 1000 doctorants) provenant de 174 instituts répartis sur 38 pays.

ALICE

L'expérience ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), située au point d'interaction 2 du LHC (voir figure 2.4), a été conçue pour l'étude des collisions d'ions lourds délivrées par le LHC, et en particulier l'étude du plasma de quarks et gluons, qui est une clef de la compréhension du confinement et de la restauration de la symétrie chirale en QCD. Le détecteur fait 26 m de long, 16 m de haut et 16 m de large, pour un poids d'environ 10000 tonnes, et est composé d'un tonneau central et d'un spectromètre à muon sur l'un des coté. Le détecteur est représenté sur la figure 2.9. La collaboration ALICE comprend environ 1200 scientifiques provenant de 132 instituts répartis sur 36 pays.

Une description détaillée du détecteur ALICE est disponible dans [39].

LHCb

L'expérience LHCb (*Large Hadron Collider beauty*), située au point d'interaction 8 du LHC (voir figure 2.4), est spécialisé dans la physique du quark b, pour mesurer en particulier les paramètres de la violation de symétrie CP dans les interactions des hadrons b. Le détecteur fait 21 m de long, 10 m de haut et 13 m de large, pour un poids d'environ 4500 tonnes. Le détecteur est un spectromètre projeté vers l'avant avec des détecteurs plans, et est représenté sur la figure 2.9. La collaboration LHCb comprend environ 700 scientifiques provenant de 52 instituts répartis

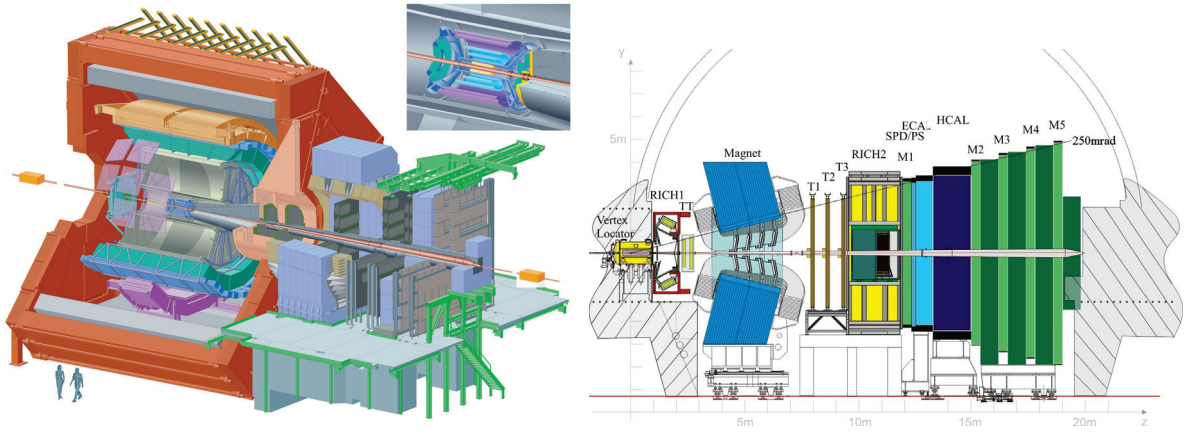


FIGURE 2.9 – Représentation des détecteurs ALICE (gauche) et LHCb (droite). ©CERN

sur 15 pays.

Une description détaillée du détecteur LHCb est disponible dans [41].

2.2 L'expérience Compact Muon Solenoid

L'expérience CMS (*Compact Muon Solenoid*, ou Solénoïde Compact à Muons), située au point d'interaction 5 du LHC (voir figure 2.4), est composée d'un détecteur cylindrique de 28.7 m de long et 15 m de diamètre, pour un poids de 14000 tonnes.

Ses principales caractéristiques sont un aimant solénoïdal supraconducteur, générant un champ magnétique de 3.8 T, son herméticité et sa compacité, et ses chambres à muons. Le détecteur (représenté sur la figure 2.10) est organisé en cylindres disposés de façon concentrique :

- un trajectographe (section 2.2.2), permet de mesurer grâce au champ magnétique l'impulsion des particules chargées ;
- un calorimètre électromagnétique (brièvement présenté à la section 2.2.3, et plus en détails au chapitre 3), permet de mesurer l'énergie des photons et des électrons ;
- un calorimètre hadronique (section 2.2.4), permet de mesurer l'énergie des hadrons ;
- un aimant solénoïdal situé à l'extérieur du volume des calorimètres (d'où la 'compacité' de CMS), génère un important champ magnétique ;
- de nombreuses chambres à muons, permettent de mesurer l'impulsion des muons.

La conception de l'expérience CMS a pris en compte :

- la précision et la stabilité mécanique, pour limiter les effets de distorsion de la résolution ;
- le trajet des différents câbles et tuyaux et la stabilité thermique, pour l'herméticité du détecteur ;
- la résistance aux radiations.

La détection des différents types de particules par le détecteur est représenté sur la figure 2.11.

Un système de déclenchement (section 2.2.7) est mis en place pour sélectionner les événements d'intérêt pour les différentes analyses. Un logiciel d'analyse (section 2.3) : CMSSW (pour *CMS SoftWare*) est mis en place comme cadre de travail commun au sein de la collaboration.

La collaboration CMS comprend 3275 scientifiques (dont 1535 doctorants) provenant de 179 instituts répartis sur 41 pays.

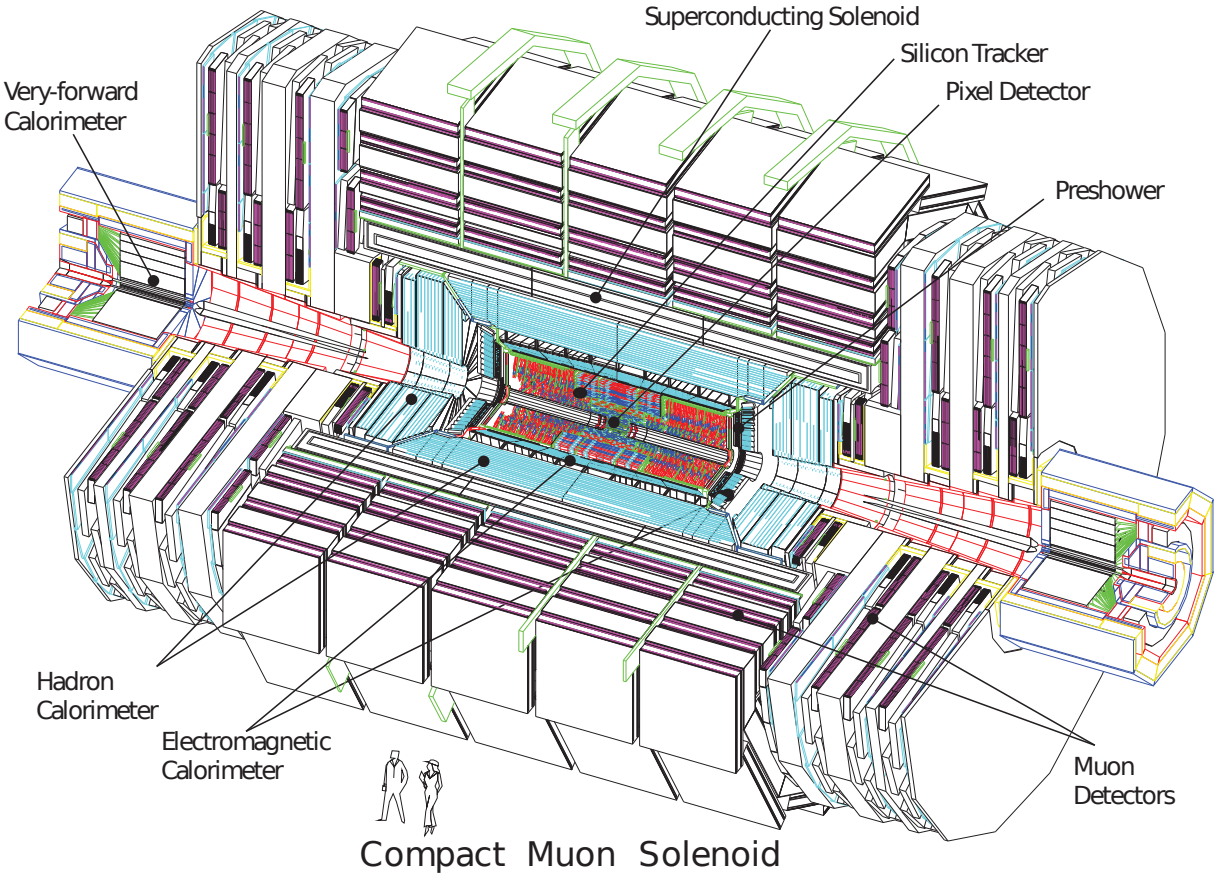


FIGURE 2.10 – Représentation du détecteur CMS. ©CERN

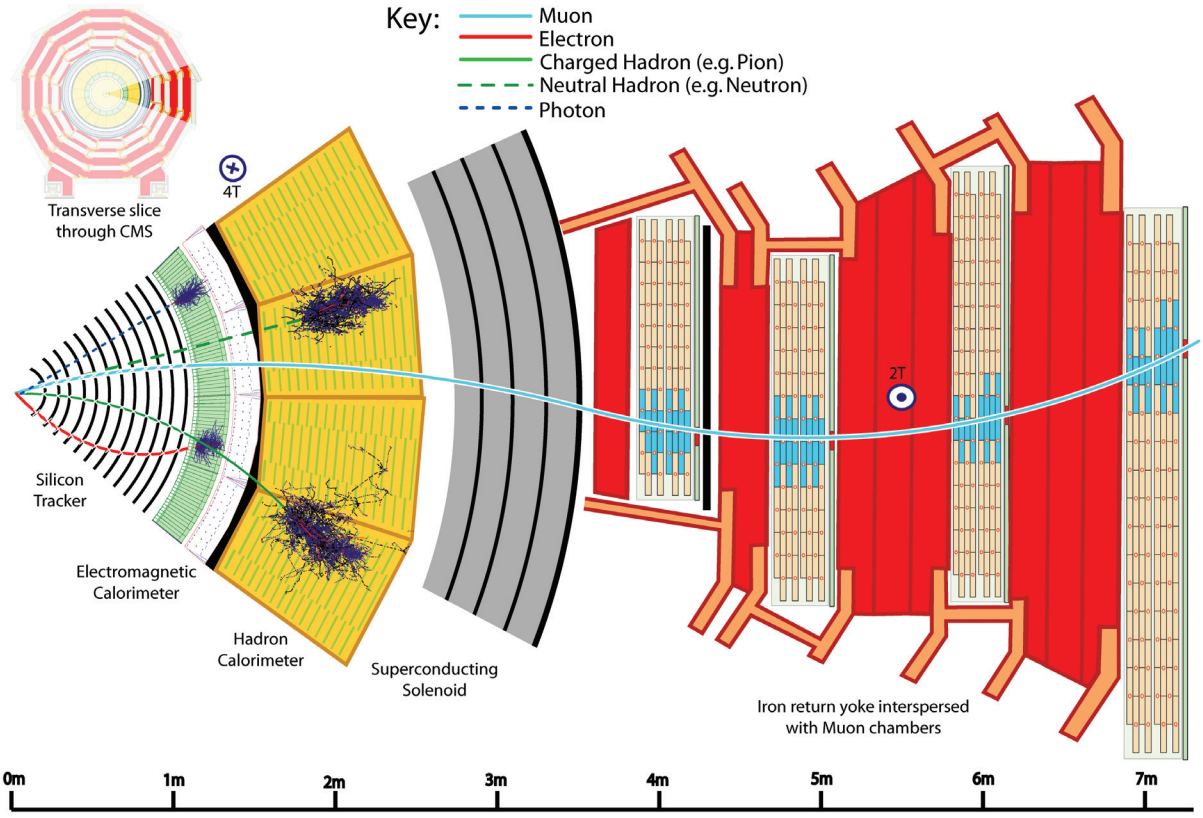


FIGURE 2.11 – Présentation des différents sous-détecteurs. ©CERN

2.2.1 Système de coordonnées

L'origine du système de coordonnées de CMS [42] est située au point nominal de collision au centre du détecteur [7]. L'axe y est vertical et dirigé vers le haut, l'axe x est radial et dirigé vers le centre du LHC, et l'axe z complète la base orthonormée directe en pointant le long de la ligne de faisceau vers les montagnes du Jura. On peut noter qu'à cause du fait que le plan du LHC ne soit pas horizontal mais descende du Jura vers le lac Léman, une rotation de 1.23 % autour de l'axe x est nécessaire, comme illustré sur la figure 2.12.

À partir de ce repère, on définit l'angle d'azimut ϕ défini dans le plan $x-y$ à partir de l'axe x, r la coordonnée radiale dans le plan $x-y$ et θ est l'angle défini à partir de l'axe z. Le plan $x-y$ est appelé plan transverse, et l'axe z l'axe longitudinal.

On peut définir la pseudo-rapidité comme étant :

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

L'énergie et l'impulsion transverses, notées E_T et p_T sont définies à partir des coordonnées x et y. On peut également définir ΔR la distance entre deux objets par $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

7. Ce point qui est l'origine de notre système de coordonnées est souvent appelé 'point d'interaction' lors de la description de la géométrie du détecteur, mais ne correspond pas forcément au lieu géométrique où ont lieu les collisions lors du fonctionnement du LHC.

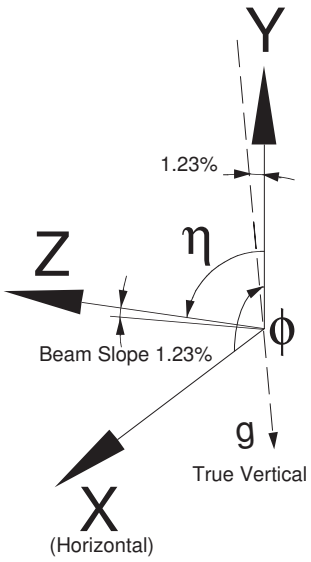


FIGURE 2.12 – Définition du système de coordonnées de CMS. Figure tirée de [43].

2.2.2 Le détecteur à vertex et le trajectographe

Le trajectographe de CMS[41] a pour but de reconstruire de façon précise et efficace les traces des particules chargées (d'impulsion transverse $p_T > 1\,\text{GeV}$ et $|\eta| < 2.5$), ainsi que de reconstruire les vertex secondaires pour l'étiquetage des jets de saveur lourde (b et c).

En conditions nominales d'utilisation du LHC, il y aura en moyenne plus de 1000 particules provenant de 20 interactions proton-proton toutes les 25 ns. Le trajectographe se doit donc d'être un détecteur de haute granularité, rapide, et résistant aux radiations. Le taux de particules est d'environ $1\,\text{MHz/mm}^2$ à une distance de 4cm du point d'interaction, pour diminuer à $60\,\text{kHz/mm}^2$ à 22 cm, puis $3\,\text{kHz/mm}^2$ à 115 cm.

Les dimensions du trajectographe sont de 5.8m de long pour un diamètre de 2.5m. L'ensemble du volume du trajectographe est plongé dans le champ magnétique homogène de 3.8 T produit par l'aimant solénoïdal supraconducteur.

Le trajectographe est constitué de deux sous-systèmes :

- un détecteur hybride à pixels, composé de trois couches de détection dans le tonneau (situées à $r = 4.4\,\text{cm}$, $r = 7.3\,\text{cm}$ et $r = 10.2\,\text{cm}$) et deux disques de détection sur les cotés. Chacun des 66 millions de pixels a une surface de $100 \times 150\,\mu\text{m}^2$, soit un taux d'occupation de l'ordre de 10^{-4} par pixel et par croisement de paquets. L'ensemble du détecteur à pixel est organisé en 1440 modules et couvre une surface d'environ $1\,\text{m}^2$. Ce sous-détecteur permet d'obtenir 3 points de haute précision sur chaque particule chargée ;
- un trajectographe en micro-pistes de silicium (l'utilisation de cette technologie est possible grâce à la réduction du flux de particules au delà du volume du détecteur à pixels) de 9.3 million de pistes répartis en 15148 modules et de $198\,\text{m}^2$ d'aire active. Ce trajectographe est composé :
  - d'un trajectographe interne (TIB - TID pour *Tracker Inner Barrel* et *Tracker Inner Disks*), pour les rayons $20\,\text{cm} < r < 55\,\text{cm}$. Ce sous-détecteur est composé de 4 couches de détection dans le tonneau et 3 pour les disques, ce qui donne jusqu'à 4 mesures de $r - \phi$. Les pistes, de $10\,\text{cm} \times 80\,\mu\text{m}$ et $320\,\mu\text{m}$ d'épaisseur, sont parallèles à l'axe du faisceau pour le tonneau, et selon le rayon pour les disques. Le taux d'occupation est de $2 - 3\,\%$ par piste et par croisement de paquets ;
  - d'un trajectographe externe (TOB, pour *Tracker Outer Barrel*), pour les rayons $55\,\text{cm} <$

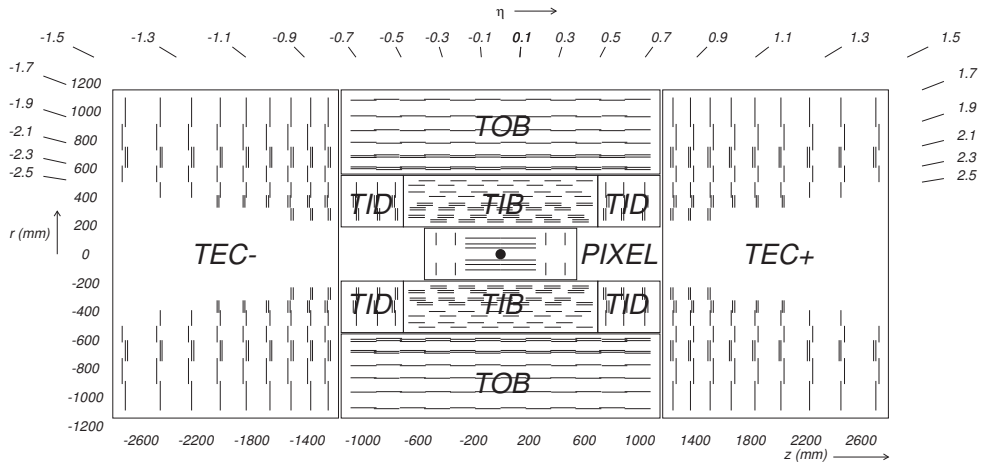


FIGURE 2.13 – Agencement du trajectographe. Figure tirée de [41]

$r < 116\,\text{cm}$ et étendu jusqu'à $z = \pm 118\,\text{cm}$. Ce sous-détecteur est composé de 6 couches de détection, ce qui donne jusqu'à 6 mesures de $r - \phi$.. Les pistes de $25\,\text{cm} \times 180\,\mu\text{m}$ ont une épaisseur de 500 µm, et un taux d'occupation de l'ordre de 1 % ;

- d'un trajectographe dans les bouchons (TEC+ et TEC- pour *Tracker EndCaps*, le signe indiquant la position selon z), situé à $124\,\text{cm} < z < 282\,\text{cm}$ et $22.5\,\text{cm} < r < 113.5\,\text{cm}$. Ce sous-détecteur est composé de 9 disques de 7 anneaux de micro-pistes chacun, de 320 µm d'épaisseur, ce qui donne jusqu'à 9 mesures de ϕ par trajectoire.

Les modules des deux premières couches du TIB, TID et TOB, ainsi que les anneaux 1, 2 et 5 des TEC ont un second module de détecteur à micro-pistes monté dos à dos avec le premier, afin de donner une mesure de la seconde coordonnée (z dans le cas du tonneau, r dans le cas des disques). L'agencement du trajectographe, présenté sur la figure 2.13, assure environ 9 coups par trajectoire, dont au moins 4 d'entre eux sont à deux dimensions, jusqu'à des pseudo-rapidités de $|\eta| < 2.4$.

La haute granularité et la rapidité du trajectographe nécessite une importante consommation de courant électrique de l'électronique embarquée. Un refroidissement de l'électronique et du détecteur est donc nécessaire à une température nominale de $-10°\text{C}$.

Un compromis a dû être fait entre la quantité de matière apportée par les structures mécaniques de support, l'alimentation électrique, les circuits de refroidissement et la perte en performance dûe à la diffusion multiple, au Bremsstrahlung, aux conversions des photons et aux interactions nucléaires. Le budget matériel du trajectographe est présenté sur la figure 2.14.

Le trajectographe de CMS est le sous-détecteur le plus soumis à l'intense flux de particules provenant des collisions, et donc le plus soumis aux dommages dus à l'irradiation. Le détecteur a été conçu afin d'avoir pendant toute sa durée de vie [8] un rapport signal sur bruit d'au moins 10.

Un dernier point à noter est que la surface externe du trajectographe, refroidi à $-10°\text{C}$, fait directement face au calorimètre électromagnétique, qui doit lui opérer à température ambiante ($18 \pm 0.05°\text{C}$) et demande une bonne stabilité en température. Un écran thermique, composé de 32 panneaux dans lequel circule un fluide de réfrigération a été mis en place pour contrôler le gradient de température.

8. À luminosité nominale du LHC, la durée de vie est de 2 ans pour la couche interne du détecteur à pixel, jusqu'à plus de 10 ans pour la troisième couche du pixel ou les autres couches du trajectographe.

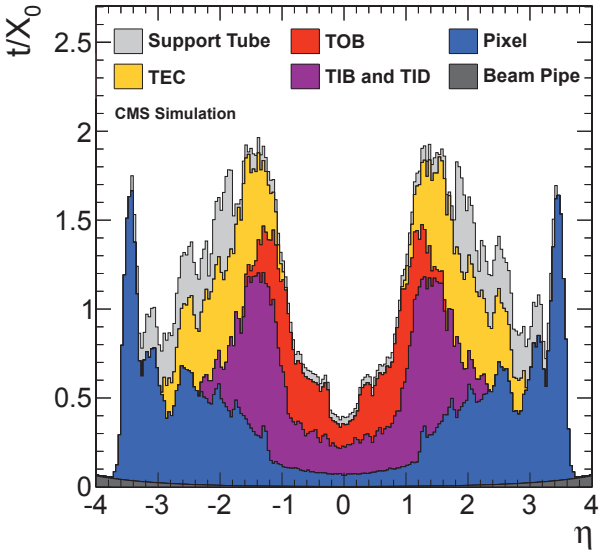


FIGURE 2.14 – Différentes contributions au budget matériel du trajectographe de CMS dans la simulation, en nombre de longueurs de radiation. Figure tirée de [44].

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL, pour *Electromagnetic CALorimeter*) de CMS[41] a été conçu pour être un détecteur rapide, compact, résistant aux radiation, avec une fine granularité et une excellente résolution en énergie.

Les cristaux au tungstate de plomb ($PbWO_4$) ont été choisis comme matériau scintillant pour ce calorimètre :

- le tungstate de plomb a une haute densité ($8.28\,g/cm^3$), une longueur de radiation courte ($X_0 = 0.89\,cm$) et un petit rayon de Molière ($2.2\,cm$) ;
- ce matériau possède une bonne résolution en énergie dû à son homogénéité ;
- la réponse de ce matériau est rapide : 80 % de la lumière de scintillation est émise en 25 ns ;
- ce matériau est résistant aux radiations : les cristaux s'opacifient avec la dose reçue, mais recouvrent une partie de la transparence en période de non-irradiation. Les changements dans l'opacité des cristaux sont mesurés par un système de surveillance laser dédié.

Le calorimètre est composé de 75848 cristaux scintillants au tungstate de plomb :

- le tonneau (EB, pour *ECAL Barrel*) est composé de 36 super-modules de 1700 cristaux chacun. La lumière de scintillation est récupérée et convertie par des photo-diodes à avalanche (APD, pour *Avalanche Photo-Diodes*) ;
- les bouchons (EE, pour *ECAL Endcaps*) sont composés de quatre 'D' de 3662 cristaux chacun. La lumière de scintillation est récupérée et convertie par des photo-triodes à vide (VPT, pour *Vacuum Photo-Triodes*) ;

Devant les bouchons du ECAL est disposé un détecteur à pied de gerbes (*preshower*), composé de deux couches de détecteurs en silicium. Ce sous-détecteur a pour but d'aider à la discrimination entre les photons et les hadrons neutres.

L'agencement du calorimètre électromagnétique est présenté sur la figure 2.15. Une description plus détaillée du calorimètre électromagnétique sera faite au chapitre 3.

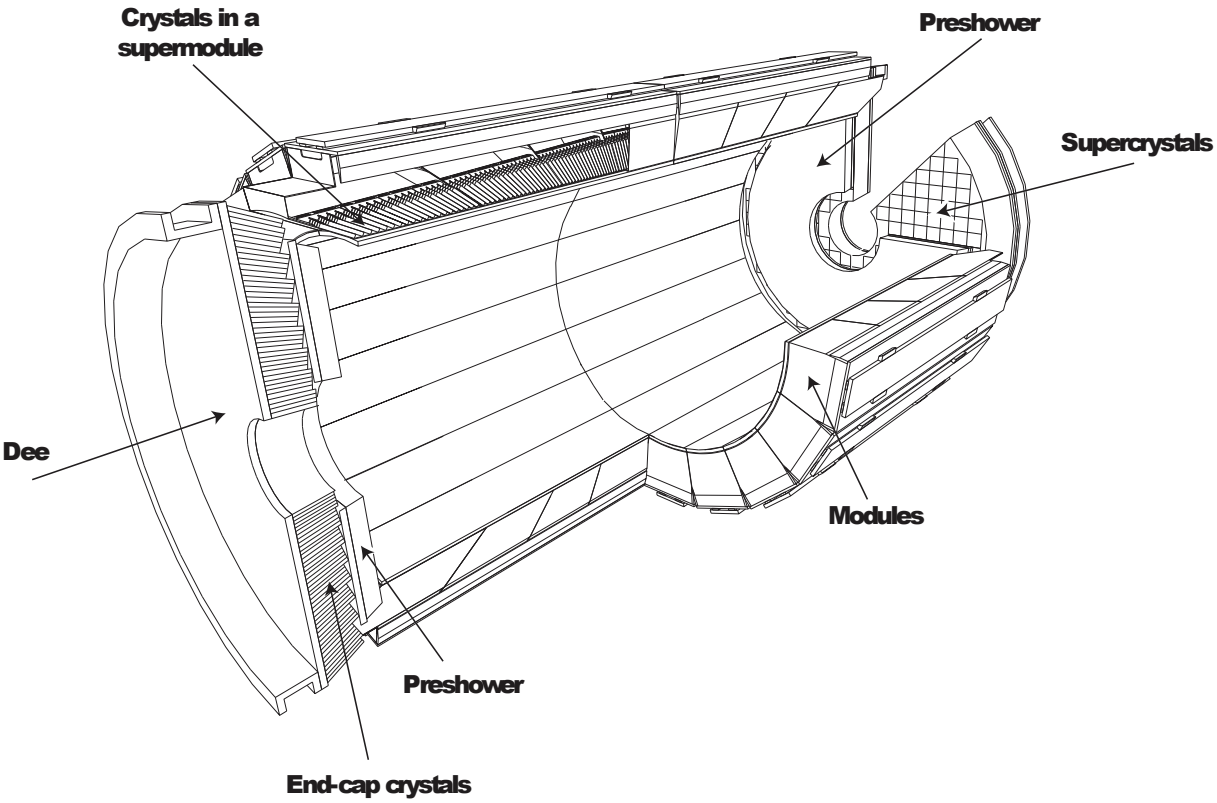


FIGURE 2.15 – Agencement du calorimètre électromagnétique de CMS. Figure tirée de [41].

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL, pour *Hadronic Calorimeter*) de CMS[41] a pour fonction de mesurer l'énergie des jets hadroniques, ainsi que de mesurer l'énergie transverse manquante apparente $\not\!\!E_T$ crée par la non détection des neutrinos ou de particules exotiques.

Le calorimètre hadronique est constitué de quatre sous-détecteurs :

- le calorimètre tonneau (HB, pour *Hcal Barrel*) ;
- le calorimètre bouchons (HE, pour *Hcal Endcaps*) ;
- le calorimètre extérieur (HO, pour *Hcal Outer*) ;
- le calorimètre à l'avant (HF, pour *Hcal Forward*).

Le calorimètre hadronique est situé derrière le trajectographe et le calorimètre électromagnétique, vu depuis le point d'interaction. La disposition des quatre sous-détecteurs est présenté sur la figure 2.16

Ce sous-détecteur est composé de deux parties : une partie absorbeur, pour déclencher puis développer la gerbe hadronique, et une partie scintillateur, pour mesurer l'énergie des particules.

Le scintillateur utilisé est le même pour HB, HE et HF : il s'agit du scintillateur plastique Kuraray SCSN81, de 3.7 mm d'épaisseur, choisi pour sa stabilité au long terme et sa dureté aux radiations. Le scintillateur est organisé en tuiles, elles-mêmes rassemblées sur des plateaux. La lumière est récoltée du scintillateur par des fibres faisant varier la longueur d'onde (WLS, pour *WaveLength Shifting*), jusqu'à des unités de décodage optique, réorganisant les tuiles en tours de lecture, puis le signal est lu par des photodiodes hybrides à pixel (HPD pour *Hybrid Photo-Diode*), choisies pour leur faible sensibilité aux champs magnétiques et une grande plage dynamique. L'ensemble du calorimètre hadronique comporte environ 70 000 tuiles.

Les plateaux sont ouvragés de façon à insérer des dispositifs de calibration : un tube de 1 mm de diamètre en acier sans étain pour transporter une source radioactive (principalement

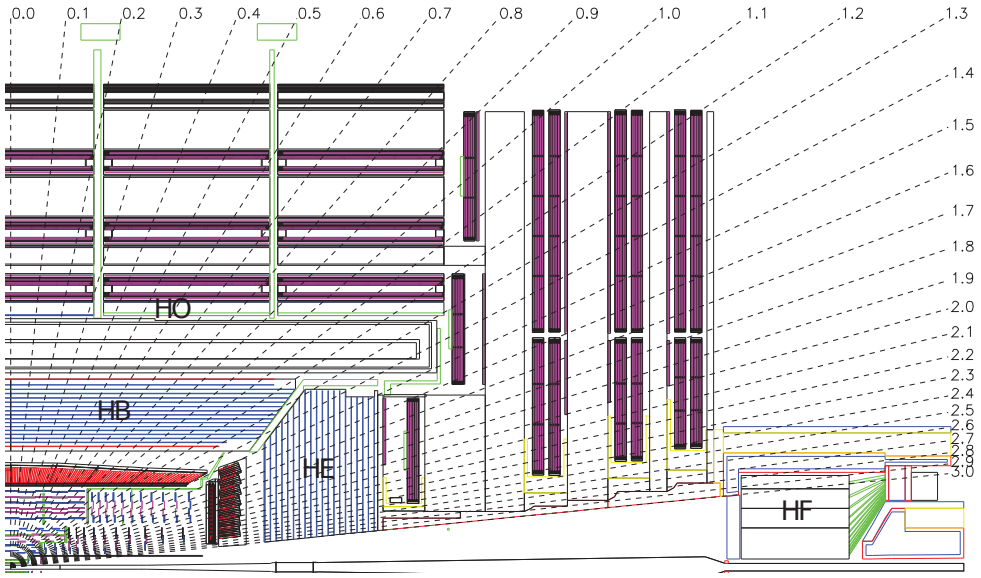


FIGURE 2.16 – Agencement du calorimètre hadronique de CMS. Figure tirée de [41].

TABLE 2.2 – Propriétés de l'alliage de l'absorbeur en laiton. Données tirées de [41].

composition chimique	70 % Cu , 30 % Zn
densité	8.53 g/cm^3
longueur de radiation	1.49 cm
longueur d'interaction	16.42 cm

du Cs^{137}) jusqu'au centre de chaque tuile, ainsi qu'une fibre en quartz pour injecter un faisceau laser ultraviolet ($\lambda = 337$nm).

L'absorbeur pour le HB et les HE est constitué de plaques de laiton (alignées parallèlement à l'axe du faisceau pour le tonneau), agencées de façon hermétique. L'alliage utilisé est décrit dans la table 2.2. Ce matériau est non magnétique, ce qui permet en particulier son utilisation pour les HE situés à la fin de l'aimant solénoïdal.

Le calorimètre tonneau est situé entre le calorimètre électromagnétique ($r < 1.77$ m) et l'aimant solénoïdal ($r > 2.95$ m), ce qui contraint la quantité de matière totale pour l'absorption des gerbes hadroniques, sur un domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 1.3$. Le HB est séparé en deux demi-tonneaux, constitués chacun de 18 coins (voir figure 2.17). Les coins sont constitués de plaques de laiton, entre des plaques d'acier sans étain pour la rigidité de la structure. Les coins sont constitués de 40 mm d'acier sans étain, suivi de 8 plaques de laiton de 50.5 mm d'épaisseur, suivi de 6 plaques de 56.5mm d'épaisseur, puis d'une plaque arrière en acier de 75mm d'épaisseur. La longueur d'interaction équivalente dépend de la pseudo-rapidité et varie entre $\lambda_I = 5.82$ pour $\eta = 0$ à $\lambda_I = 10.6$ à $|\eta| = 1.3$. La présence du calorimètre électromagnétique rajoute environ 1.1 longueur d'interaction. Chaque coin est ensuite segmenté en 4 secteurs en ϕ, et chaque plateau de tuiles du HB est divisé en 16 secteurs en η, donc la couverture de chaque tuile est de $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.087 \times 0.087)$. On peut remarquer que l'aire et l'alignement relatif de ces tuiles correspond à une tour de 5×5 cristaux du calorimètre électromagnétique.

Les plateaux de scintillateurs sont disposés dans les interstices de l'absorbeur (voir figure 2.17), et un plateau supplémentaire de tuiles est placé devant la plaque d'acier, pour détecter l'énergie des gerbes hadroniques ayant commencé à se développer dans le matériel inerte entre

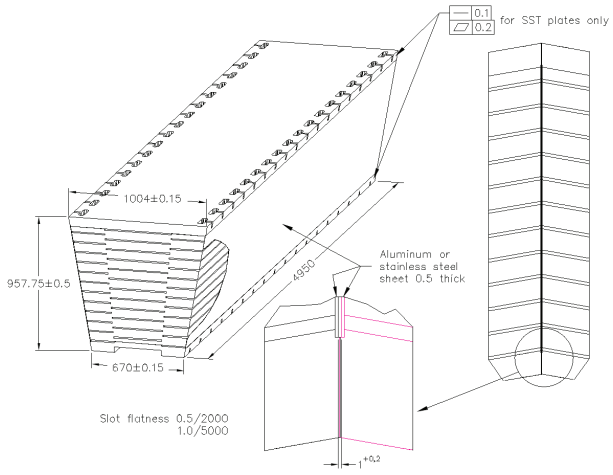


FIGURE 2.17 – Vue isométrique d'un module du HB de CMS. Figure tirée de [41].

le EB et HB.

Le calorimètre des bouchons couvre une pseudo-rapidité $1.3 < |\eta| < 3.0$. L'agencement géométrique a été conçu pour minimiser les espaces entre le HB et les HE, et pour limiter les espaces vides de matériau inerte. L'agencement des plaques de tuiles en trapèze permet d'avoir une couverture $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.087 \times 0.087)$ jusqu'à $|\eta| < 1.6$, et $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.17 \times 0.17)$ pour $|\eta| > 1.6$. Les HE comportent 20916 tuiles réparties sur 1368 plateaux.

Le calorimètre extérieur HO est situé à l'extérieur du volume de l'aimant solénoïdal, d'où son nom. L'absorbeur de ce sous-détecteur est constitué par l'aimant solénoïdal lui-même, ainsi que du premier volume de fer pour le retour du champ de l'aimant, soit à une distance de $r = 4.07\,\text{m}$ du point d'interaction. Les douze secteurs en ϕ sont séparés par les 75 mm de la structure du volume de fer. Ce calorimètre est étendu sur toute la longueur du fer pour le retour de champ ($|\eta| < 1.3$), soit 5 roues de 2.536 m d'épaisseur chacune, et permet d'étendre le HCAL jusqu'à 11.8 longueurs d'interaction (sauf pour la région de transition HB-HE). Les plateaux de tuiles sont disposés après le fer pour le retour de champ, mais en avant les chambres à muons. Un plateau de tuiles supplémentaire est disposé dans la roue la plus centrale en amont du fer pour le retour de champ. La taille des tuiles est de $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.087 \times 0.087)$. L'ajout de ce calorimètre extérieur permet de récupérer en partie la perte d'énergie des gerbes hadroniques à l'arrière du volume du HB, ce qui joue un rôle important dans la mesure de l'énergie transverse manquante.

Le calorimètre à l'avant HF est situé à 11.2 m du point d'interaction et couvre la région $3.0 < \eta < 5.2$. Il est constitué de fibres en quartz spécialement dures aux radiations : en moyenne 760 GeV d'énergie par interaction est déposé dans le HF, contre 100 GeV en moyenne pour le reste du détecteur. Les fibres, disposées jusqu'à un rayon externe $r = 130.0$ cm, détectent la lumière des particules des gerbes hadroniques au dessus du seuil de Cherenkov. Les fibres ont un diamètre d'environ 600 µm, et la longueur totale des fibres est d'environ 1000 km. Ces fibres sont disposées dans les rainures de plaques d'acier servant d'absorbeur. La lumière est récupérée par des tubes photomultiplicateurs (PMT).

2.2.5 L'aimant supraconducteur

L'aimant supraconducteur de CMS[41] est une bobine de 12.5 m de long pour 6 m de diamètre, séparée en 5 modules couplés mécaniquement et électriquement. Elle produit un champ magnétique de 3.8 T, et peut stocker jusqu'à 2.6 GJ d'énergie. La bobine est constituée de quatre couches de bobinage de conducteur NbTi renforcé mécaniquement avec un alliage d'aluminium,



FIGURE 2.18 – Photographie de l'aimant solénoïdal de CMS inséré dans la roue centrale du fer pour le retour de champ magnétique. ©CERN

ce qui lui permet de se supporter mécaniquement elle-même et de limiter les forces de cisaillement. La bobine subit une déformation mécanique de 0.15 % lors de la mise en tension. La bobine fonctionne en régime supraconducteur à une température de 4.45 K pour un courant nominal de 19.14 kA et une inductance de 14.2 H. Cette bobine fait un poids de 220 tonnes et correspond à une longueur de radiation de $X_0 = 3.9$. Cet aimant peut être considéré comme une bobine fine (l'épaisseur est de 312 mm d'où $\Delta R/R \sim 0.1$).

À l'extérieur de l'aimant, du fer est disposé pour le retour du champ magnétique, induisant un champ magnétique radial d'environ 2 T de direction opposée. Ce fer est organisé en 5 roues et 2 bouchons de 3 disques chacun. Les roues ont un diamètre externe de 14 m pour une longueur totale de 13 m. Chaque roue est constituée de 3 couches de fer, de 300, 630 et 630 mm d'épaisseur respectivement. Les disques ont une épaisseur de 250, 600 et 600 mm respectivement.

Ce fer pour le retour de champ constitue l'essentiel du poids de CMS avec plus de 10 000 tonnes : 6 000 tonnes pour les roues, et 2 000 tonnes pour chacun des bouchons.

Une photographie de la bobine ainsi que de la roue centrale du fer pour le retour de champ magnétique est présentée en figure 2.18.

2.2.6 Les chambres à muons

Les chambres à muons de CMS[41] ont pour but la mesure précise et robuste des muons. En particulier la bonne identification des muons, la mesure de leur impulsion, et la détection des muons au premier niveau du système de déclenchement sont des éléments cruciaux, facilités par l'important champ magnétique créé par l'aimant solénoïdal et le fer de retour de champ.

Étant donné la disposition de l'aimant et du fer de retour de champ, les chambres à muons sont naturellement agencées de façon cylindrique dans le tonneau et de façon planaire dans les bouchons.

Trois types de chambres à muons sont présentes dans CMS :

- des chambres composées de tubes à dérive (DT, pour *Drift Tube*), pour une mesure des

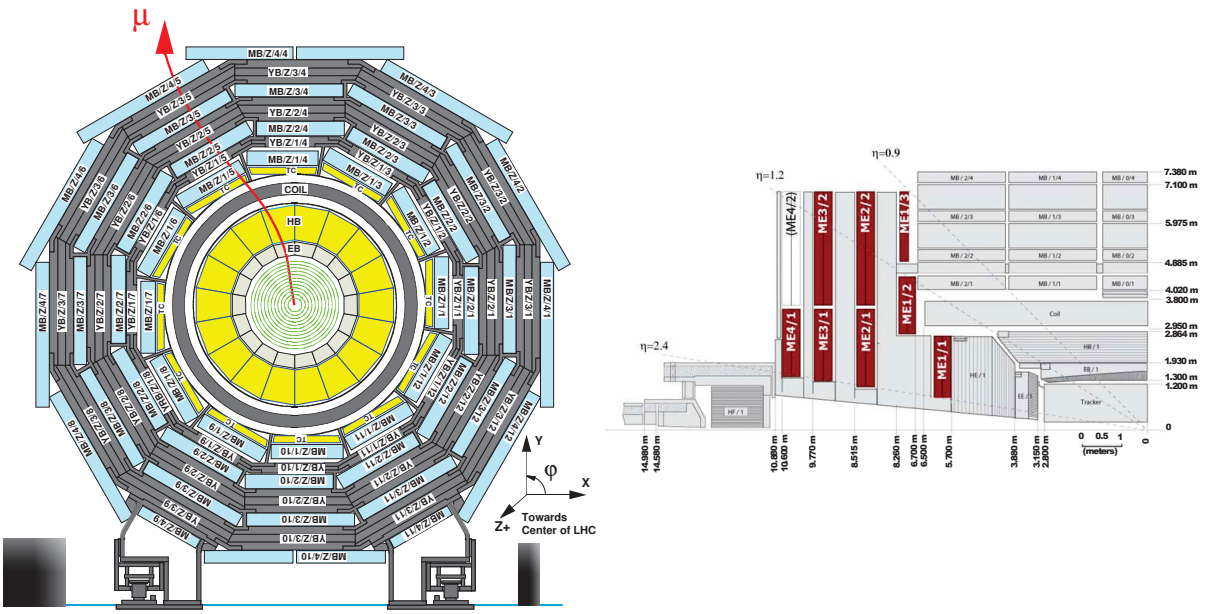


FIGURE 2.19 – Vue en coupe de la disposition des chambres à muons DT dans le tonneau, pour une roue du fer de retour de champ (gauche) et des chambres à muons CSC dans les bouchons (droite). Figure tirée de [41].

muons dans le tonneau ;

- des chambres composées de pistes cathodes (CSC, pour *Cathod Strip Chamber*), pour une mesure des muons dans les bouchons ;
- des chambres composées de plaques résistives (RPC, pour *Resistive Plate Chamber*), pour une réponse très rapide pour le système de déclenchement, et une mesure complémentaire, dans le tonneau et les bouchons.

Les chambres de tube à dérive sont rectangulaires avec des cellules (ou tubes) de dérive rectangulaires. Les fils des tube à dérive font l'intégralité de la longueur du tube. La distance maximum de dérive au sein d'une cellule est de 21 mm, ce qui correspond à un temps de dérive de 380 ns pour un mélange de gaz composé de 85 % d'Ar et de 15 % de CO_2. La section d'un tube est donc de $13 \times 42\ \text{mm}^2$. Les tubes sont organisés en plaques, elles-mêmes arrangées en SuperLayers (SL) composé de 4 plaques superposées avec un décalage d'une demi-cellule pour éviter les zones mortes. Une station DT est composée de trois SL, deux SL où les tubes sont parallèles à l'axe z du faisceau (pour mesurer les coordonnées $r - \phi$), et un SL où les tubes sont à r constant pour mesurer la coordonnée z. Les deux SL parallèles à l'axe z sont éloignées en r de la distance maximale disponible, afin d'améliorer la résolution angulaire et d'améliorer la résolution en temps (ce qui permet l' identification du croisement de paquets).

Le tonneau est composé de 250 stations DT, formant 4 cylindres concentriques autour de la ligne de faisceau, intercalés avec le fer du retour de champ. De part la géométrie du fer, chaque chambre a une couverture angulaire azimutale d'environ 30° et une longueur correspondant à une roue du fer, soit environ 2.4 m. Les 3 cylindres internes sont composées de 60 DT chacun et le cylindre externe est composé de 70 DT. Il est a noter également que le cylindre externe ne contient pas de troisième SL permettant la mesure de la coordonnée z. Une vue en coupe de cet arrangement est présenté sur la figure 2.19. La couverture des DT est de $|\eta| < 1.2$, et l'ensemble du système contient donc plus de 172000 fils sensitifs. La résolution en position et en angle de chaque chambre est de 1.5 mm et 20 mrad respectivement, ce qui correspond à une résolution globale en position en $r - \phi$ de 100 µm.

Dans les bouchons, les taux attendus de muons et de bruit de fond aux muons sont plus importants, et le champ magnétique est plus important et non uniforme : la technologie utilisée est donc différente, et des CSC sont utilisées, pour les pseudo-rapidités $0.9 < |\eta| < 2.4$ [9]. Les CSC sont des chambres proportionnelles multifils, composées de 6 plans de fils d'anode, intercalés avec 7 plans de pistes de cathode.

Quatre stations de CSC sont placées dans chaque bouchon. Les chambres sont de forme trapézoïdale et sont disposées perpendiculairement au faisceau, intercalées avec le fer du retour de champ (comme présenté sur la figure 2.19). Les pistes de cathode de chaque chambre sont dirigées radialement vers l'extérieur et mesurent le passage des muons dans le plan (r, ϕ). Les fils d'anode sont eux dirigés quasi-perpendiculairement aux pistes de cathode, ce qui permet de mesurer la pseudo-rapidité des muons. La résolution en position dans le plan (r, ϕ) est d'environ 2 mm au premier niveau de déclenchement. La résolution en position atteint 75 µm hors-ligne pour la première station, et 150 µm pour les 3 autres.

Chacune des 468 CSC couvre soit 10° soit 20° d'angle azimutal. Le système des CSC est composé d'environ 2 millions de fils, 220000 canaux de lecture des pistes de cathode et 180000 canaux de lecture des fils d'anode.

On peut noter que l'ensemble DT et CSC couvre la plage de pseudo-rapidité $|\eta| < 2.4$ sans coupure en acceptance. Les DT et les CSC peuvent servir pour le déclenchement sur l'impulsion transverse des muons avec une bonne efficacité et une haute réjection du bruit de fond. La résolution en impulsion transverse au premier niveau du système de déclenchement est de $\sim 15\,\%$ pour le tonneau et $\sim 25\,\%$ pour les bouchons.

Les RPC sont en complément des autres chambres à muons, tout particulièrement pour le système de déclenchement : elles fournissent une réponse indépendante, plus rapide, plus segmentée et avec des seuils de déclenchement plus marqués, jusqu'à une pseudo-rapidité de $|\eta| < 1.6$. En revanche, bien que leur réponse soit plus rapide et leur résolution en temps meilleure, la résolution en position des RPC est moins bonne que les DT ou les CSC.

Les RPC sont des détecteurs gazeux à plaques parallèles, qui peuvent détecter le temps d'un événement ionisant en un temps bien plus court que les 25 ns entre deux croisements de paquets. Les 480 RPC sont rectangulaires et disposées en 6 couches dans le tonneau : 2 couches enserrent les deux premières stations de DT (pour que le système de déclenchement fonctionne également pour les basses impulsions transverses), et 1 couche est située à l'intérieur des deux dernières stations de DT. Dans les bouchons, un plan de RPC trapézoïdales est inséré à l'arrière des 3 premières stations de CSC jusqu'à $|\eta| < 1.6$.

Un système sophistiqué d'alignement est mis en place pour mesurer l'alignement relatif des positions des différentes chambres à muons, ainsi que leur position relative par rapport au trajectographe. Ce système permet d'optimiser la résolution sur l'impulsion des muons.

2.2.7 Système de déclenchement

À chaque croisement de paquets a lieu un événement, c'est à dire toutes les 25 ns en conditions nominales, soit une fréquence de 40 MHz. Pour ces conditions nominales, on s'attend à ce que la taille moyenne d'un événement soit d'environ 1 Mo, pour une luminosité instantanée de $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 14\mathrm{TeV}$ avec un empilement de 20 interactions par croisement de paquets [10].

Si l'on voulait garder l'intégralité des événements, cela impliquerait de traiter et stocker environ 40 To de données par seconde... En pratique, on ne garde pas tous les événements pour principalement deux raisons : tout d'abord il est impossible physiquement de traiter et stocker

9. La plage de pseudo rapidité $0.9 < |\eta| < 1.2$ est donc couverte à la fois par les DT et les CSC.

10. La taille d'un événement est d'environ 500 ko pour une luminosité instantanée de $6 \times 10^{33}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ \mathrm{TeV}$ avec un empilement moyen de 35 événements.

une telle quantité de données à l'heure actuelle, tant au niveau de l'électronique de lecture que des éléments de stockage. De plus pour les analyses de physique effectuées au sein de la collaboration, il n'est pas intéressant de conserver une telle quantité de données non filtrées : le but du LHC est de rechercher des processus de nouvelle physique, et ces processus sont rares (voir figure 1.5). La fréquence de production de ces événements est donc relativement faible par rapport à la section efficace d'interaction proton-proton, et la grande majorité des interactions sont des processus déjà connus et étudiés aux collisionneurs précédents. Dans une optique d'analyse des données, on peut donc se contenter de garder uniquement les événements les plus intéressants, c'est à dire ceux les plus susceptibles d'être des événements de nouvelle physique, ainsi que la plus grande quantité raisonnablement possible d'événements de processus connus, à des fins de contrôle (calibration, mesure de section efficace de ces processus, zones de contrôle au sein de l'espace de phase des différentes recherches, contrôle du comportement du détecteur).

Dans l'expérience CMS, la réduction du taux de données se fait en deux temps : le système de déclenchement de niveau 1 (L1, ou L1T, pour *Level 1 Trigger*) est un système basé en grande partie sur de l'électronique programmable faite sur mesure, et le déclenchement de haut niveau (HLT, pour *High Level Trigger*) qui est un système logiciel implémenté sur une ferme de calcul. Le choix de n'avoir qu'un seul niveau basé sur de l'électronique sur mesure, contrairement à l'expérience ATLAS, vient de la stratégie de l'expérience CMS d'exploiter au mieux les améliorations des systèmes informatiques au cours de la durée de vie de l'expérience. Le taux de données de 40 MHz est réduit à environ 100 kHz par le système de déclenchement de niveau 1, puis à environ 300 Hz par le système de déclenchement de haut niveau, amenant la quantité de données à traiter et stocker à 300 Mo par seconde.

La composition même des chemins de déclenchement, tant au niveau L1 que HLT, a énormément évolué non seulement avec la montée en luminosité instantanée du LHC, mais aussi avec l'évolution de l'empilement, et ne sera donc que brièvement décrite. La conception programmable du L1 et du HLT leur permettent un maximum de flexibilité pour maximiser l'efficacité de la prise de données, que ce soit au cours d'un run de prise de données ou au cours d'un remplissage du LHC.

2.2.7.1 Système de déclenchement de niveau 1

Le principe du déclenchement de niveau 1 [41, 45] est l'identification des muons, électrons, photons, jets et énergie transverse manquante. Ces chemins de déclenchement doivent avoir une efficacité très haute, à la fois pour s'assurer que suffisamment de statistique soit disponible pour les analyses de physique, mais aussi pour qu'une éventuelle correction à cette efficacité n'ajoute pas d'incertitude systématique conséquente. Dans le même temps les différents chemins de déclenchement doivent effectuer une sélection aussi lâche que possible, pour ne pas rogner soit sur l'espace de phase possible d'un signal de nouvelle physique, soit sur l'espace de phase d'une zone de contrôle. Le HLT a également été développé avec ces mêmes contraintes, le système de déclenchement étant en pratique la première étape de sélection de toute analyse de CMS.

La philosophie du L1 est donc une sélection initiale d'objets qui se repose sur l'identification d'objets grâce à leurs signatures propres au niveau local, plutôt que sur une topologie globale. Par exemple, un jet sera constitué de dépôts d'énergie successifs dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques.

Le L1 est composé en majeure partie d'électronique programmable [11], conçue sur mesure pour l'expérience CMS pour réduire le taux d'événements de 40 MHz à 100 kHz [12].

11. Cette électronique est composée en particulier de FGPAs (*Field Programmable Gate Array*), d'ASICs (*Application Specific Integrated Circuit*) et de LUTs (*LookUp Table*). L'utilisation de LUTs permet en particulier l'utilisation de tables plutôt que des calculs explicites de fonction, ce qui prendrait plus de temps de calcul.

12. Lors du démarrage de la prise de données en 2008, un facteur d'environ 3 de sécurité était appliqué et le

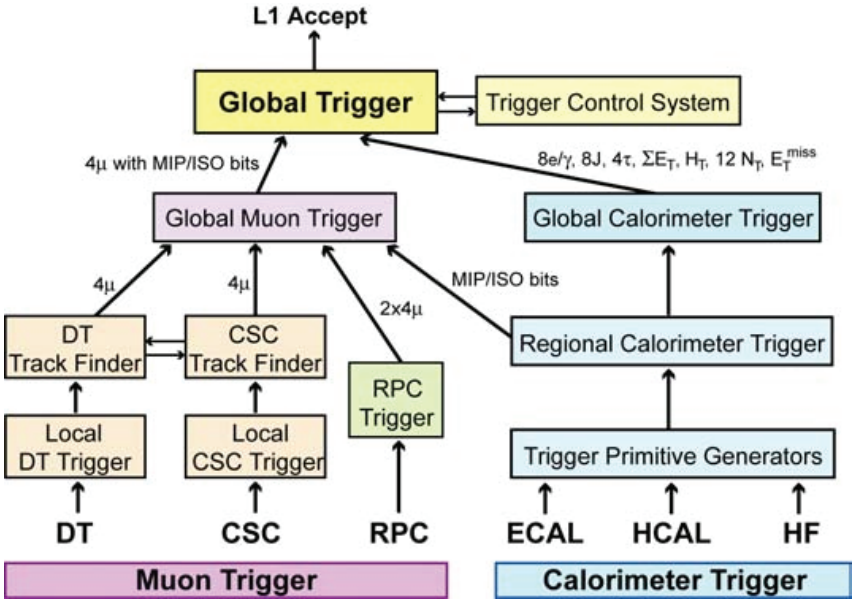


FIGURE 2.20 – Architecture du premier niveau de déclenchement (L1). Figure tirée de [41].

Le L1 utilise les données des calorimètres et des chambres à muons avec une segmentation grossière pour prendre une décision à chaque croisement de paquets, tout en gardant les données avec une haute résolution en pipeline dans des mémoires de l'électronique FE (*Front End*). Le HLT, décrit à la section suivante, aura un accès complet à l'ensemble des données lues et pourra donc accomplir des calculs plus complexes, similaires à ceux réalisés dans l'analyse hors ligne, si certains événements semblent particulièrement intéressants. Le L1 est décomposé en trois composantes : une composante locale, une composante régionale et une composante globale, comme illustré sur la figure 2.20.

La composante locale du L1 est constituée des TPG (*Trigger Primitive Generator*), c'est à dire de l'information générée par l'électronique de chacun des sous-détecteurs dans l'optique d'un possible déclenchement. Cette information est basée par exemple sur les dépôts d'énergie dans les tours de déclenchement des calorimètres, et sur les segments de trace et autres motifs de coups dans les chambres à muons.

La composante régionale du L1 combine les informations des différentes composantes locales et créé des objets candidats (comme les électrons ou les muons), puis classe et trie ces objets en fonction de leur énergie, impulsion, isolation, pseudo-rapidité, qualité, etc. selon l'information disponible.

Les composantes globales du L1 sont les composantes calorimètres et muon, qui déterminent les objets muons et calorimètres de plus haut rang sur l'ensemble des sous-détecteurs et les transfèrent au déclenchement global, qui est l'étage final l'arbre du L1, prenant la décision de rejeter un événement ou de le transférer au HLT.

Le L1 est distribué en partie sur le détecteur lui-même, en partie dans la caverne contenant la salle de contrôle à une distance d'environ 90 m de la caverne expérimentale. Le temps de latence disponible pour le L1, entre le croisement paquet et le retour de la décision du L1 aux cartes électroniques FE, est de 3.2 µs (ce qui inclut les différents temps de transfert de l'information). La mémoire tampon des cartes FE doit donc être capable de retenir en mémoire l'information concernant jusqu'à 128 croisements de paquets. L'ensemble du système permet une exécution

taux d'événements au niveau 1 était d'environ 30 kHz. À la mi-2012, le taux d'événements au niveau 1 est en moyenne d'environ 75 kHz (jusqu'à 95 kHz au début d'un remplissage du LHC).

quasiment sans temps mort.

La conception du L1 permet de nombreuses fonctionnalités d'un intérêt certain pour les analyses : il est possible de programmer et exécuter en parallèle plusieurs chemins de déclenchements avec des seuils et coupures différents, où encore avec des prescales [13] différents.

2.2.7.2 Déclenchement de haut niveau

Le HLT [41, 46] est un système entièrement logiciel, implémenté sur une ferme de calcul constituée de processeurs standards du commerce. Le but du HLT est de réduire plus avant le taux d'événements en sortie du L1 (environ 100 kHz) à seulement quelques centaines de Hz, à partir de l'information complète de chaque événement. Le fonctionnement du HLT peut se décomposer en quatre temps :

- lecture du détecteur par le constructeur d'événement (*event builder*) : l'information de tous les sous détecteurs est rassemblée pour chaque événement conservé par la décision du L1 ;
- des séquences de reconstruction de l'information sont effectuées ;
- la sélection des événements est effectuée. C'est de cette étape dont on parle généralement lorsque l'on parle du déclenchement de haut niveau ;
- les événements sont stockés et reconstruits pour analyse ultérieure.

On peut noter qu'une grande partie de la performance du HLT est en fait située dans la seconde étape : l'utilisation de l'information complète de l'événement, y compris les coups dans le trajectographe permet d'avoir une information plus granulaire, de meilleure résolution, et bien plus complexe que l'information disponible au L1. Le système a été conçu pour que la décision du HLT concernant un événement prenne en moyenne 40ms, avec un maximum d'environ 1 s. La décision d'implémenter ce système sur une ferme constituée de processeurs standard permet d'exploiter au mieux les progrès matériels en informatique : cela permet d'adapter les capacités de la ferme de calcul au fur et à mesure de la progression du LHC vers ses paramètres nominaux. Par exemple, le temps de traitement d'un événement lors du début de la prise de données en 2009 était d'environ 40 ms. En 2012, il est désormais d'environ 150 ms : cela permet non seulement d'adapter la ferme aux conditions du LHC plus exigeantes (notamment en termes d'empilement), mais également de profiter au niveau du système de déclenchement des derniers développements en terme de reconstruction des objets physiques, notamment les informations provenant de l'algorithme du flux de particules (qui sera décrit brièvement décrit à la section 2.3.4) peuvent désormais entrer en ligne de compte pour la décision du HLT. Il est à noter cependant que la séquence de reconstruction complète n'est pas effectuée au niveau du HLT, mais seulement une version plus légère et simplifiée est exécutée : en particulier la reconstruction des traces dans le trajectographe demande beaucoup de calcul combinatoire et ne peut pas être effectuée à l'heure actuelle au niveau HLT.

Les critères de sélection des événements appliqués au HLT permettent donc de réduire le taux de données de 100 kHz à environ 300 Hz, en moyenne. Les critères de sélection appliqués peuvent également provenir d'informations fondamentalement globales, comme l'énergie transverse manquante, qui ne peuvent être disponibles au niveau L1 puisque l'intégralité de l'événement n'est pas disponible [14].

13. Un chemin de déclenchement est programmé pour avoir un prescale de N (ou pré-échellonnage) lorsque seulement $\frac{1}{N}$ événements passant ce chemin avec succès sont effectivement acceptés.

14. Il est cependant possible de définir au niveau L1 une énergie transverse manquante basée uniquement sur l'information des calorimètres.

2.2.7.3 Échantillons primaires

Pour rendre plus flexible la gestion des quantités de données enregistrées par CMS ainsi que pour simplifier le flux de travail des analyses, l'ensemble des données est séparé en échantillons primaires (*Primary Datasets*). Ces échantillons sont directement déterminés par la logique du HLT, et leur nombre et composition a beaucoup évolué avec les conditions du LHC (augmentation progressive des prescale et des différents seuils en énergie).

En 2009, seul l'échantillon primaire `/MinimumBias/` était disponible, contenant l'ensemble des chemins de déclenchement, tous avec des critères extrêmement lâches.

Au début de l'année 2010, ce qui correspond à une luminosité instantanée délivrée par le LHC d'environ $4 \times 10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, le flux de données était séparé en quatre échantillons primaires :

- `JetMETTau`, contenant les chemins de déclenchement faisant appel à une activité hadronique en général, contenant par exemple le chemin `HLT_Jet30U` déclenché au niveau L1 par `L1_SingleJet20` ;
- `EG`, contenant les chemins de déclenchement faisant appel à une activité électromagnétique en général, contenant par exemple le chemin `HLT_Photon10_L1R` déclenché au niveau L1 par `L1_SingleEG5` ;
- `Mu`, contenant les chemins de déclenchement faisant appel à une activité des chambres à muons en général, contenant par exemple le chemin `HLT_Mu5` déclenché au niveau L1 par `L1_SingleMu3` ;
- `MinimumBias` contenant une activité dans le détecteur.

À la fin de l'année 2010, ce qui correspond à une luminosité instantanée d'environ $7 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, la séparation des données pour les analyses de physique est répartie entre 14 échantillons primaires : `Jet`, `HT`, `MultiJet`, `MET`, `SingleMu`, `DoubleMu`, `BJet`, `SingleEG`, `DoubleEG`, `Photon`, `Mu_Had`, `PhotonHad`, `SingleTau`, `TauX` et `MinimumBias`.

Pour l'année 2011, ce qui correspond à une luminosité instantanée d'environ $1 \times 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ l'échantillon primaire `Electron` a été séparé en trois composantes : `SingleElectron`, `DoubleElectron` et `EleHad`.

Pour l'année 2012, ce qui correspond à une luminosité instantanée d'environ $7 \times 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ à l'heure actuelle, il y a 27 échantillons primaires, dont 6 sont des échantillons stationnés[15] : `BJetPlusX`, `BTag`, `DoubleElectron`, `DoubleMu`, `DoubleMuParked`, `DoublePhoton`, `DoublePhotonHighPt`, `ElectronHad`, `HTMHT`, `HTMHTParked`, `JetHT`, `MET`, `MinimumBias`, `MuEG`, `MuHad`, `MuOnia`, `MuOniaParked`, `MultiJet`, `MultiJet1Parked`, `PhotonHad`, `SingleElectron`, `SingleMu`, `SinglePhoton`, `Tau`, `TauParked`, `TauPlusX` et `VBF1Parked`.

On peut noter que ces différents échantillons primaires ne forment pas un ensemble exclusif : par exemple, un événement contenant une paire d'électrons et une paire de muons, chacune passant les critères de sélection du HLT, peut très bien être contenu dans les échantillons `DoubleElectron` et `DoubleMu` à la fois. Dans les analyses présentées dans ce manuscrit, seul un échantillon primaire sera utilisé à la fois.

Le contenu, le nombre et la composition des échantillons primaires doit, du fait de ces possibles recouvrements, être considéré comme un tout. De ce fait, la détermination des échantillons primaires est effectuée selon l'ensemble des différentes priorités de la collaboration CMS.

15. Les données stationnées (*Data Parking*) est une partie du flux de données acceptées par le HLT, mais dont uniquement les données RAW sont stockées, car la capacité du Tier-0 ne permet pas reconstruire autant de données à flux tendu. La reconstruction de ces données sera faite par le Tier-0 dans le cours de l'année 2013, lors de l'arrêt de la prise de données.

2.3 Traitement des données

L'ensemble du traitement des données, à l'exception de la génération par élément de matrice (section 2.3.2.1) est effectuée au sein du framework CMSSW (pour *CMS SoftWare*).

2.3.1 Données réelles

2.3.1.1 Informations brutes des sous-détecteurs

Les informations brutes numérisées de la réponse des différents sous-détecteurs de CMS lors des collisions délivrées par le LHC sont stockées au format **RAW** : il s'agit de l'information des différents sous-détecteurs, ainsi que la décision du système de déclenchement et autres métadonnées, enregistrées au format ROOT [16] [47].

2.3.1.2 Séquence de reconstruction des objets physiques

En termes d'analyse des événements, l'information brute des détecteurs est difficilement exploitable de façon intuitive : un algorithme de reconstruction est exécuté. La reconstruction est le processus déterministe permettant d'interpréter les signaux électroniques des différents sous-détecteurs pour déterminer les caractéristiques des particules originelles ayant interagi avec le détecteur (impulsion, énergie, direction, origine, ...). Ces objets peuvent correspondre soit à des particules physiques, comme les électrons, muons et photons, soit à des objets plus complexes, comme les jets ou l'énergie transverse manquante. Par exemple, un muon "global" est constitué d'une trace permettant de faire correspondre des coups dans les chambres à muons avec une trace dans le trajectographe, cette même trace étant une trajectoire reconstruite à partir de coups dans les différentes couches du trajectographe. Un exemple détaillé de la reconstruction des photons sera présenté au chapitre 3. Dans ce manuscrit, les particules reconstruites utilisées l'ont été avec des algorithmes dédiés indépendants. À noter que l'empilement des collisions qui a lieu au LHC peut rendre rapidement non triviale la définition d'objets sans chevauchement : une autre approche de reconstruction, dite du flux de particules, sera brièvement abordée à la section 2.3.4. L'ensemble des différentes collections d'objets créés par ces différents algorithmes de reconstruction est stocké au format **RECO** (qui est également un format ROOT). Afin d'alléger l'analyse des données, un sous-ensemble des collections les plus utilisées au sein de la collaboration constitue le format **AOD**.

2.3.2 La chaîne de simulation

La prédiction du comportement du détecteur pour des collisions proton-proton ne peut pas être faite de façon directe à partir des paramètres principaux du LHC (luminosité instantanée, énergie dans le centre de masse, empilement, etc.), notamment car les processus de physique sous-jacents sont intrinsèquement aléatoires (mécanique quantique) et ont des comportements non-triviaux (QCD), mais surtout car la pertinence de tel ou tel processus dépend très fortement de l'analyse et de l'état final considéré : n'oublions pas que rien que le système de déclenchement réduit le taux de données de 20 MHz à environ 300 Hz, soit seulement 15 événements sur 1 million sont sélectionnés en moyenne. Par exemple, de part leur très forte probabilité (voir figure 1.5), les événements de QCD prédominent très largement au LHC, mais les analyses exigeant des leptons isolés suppriment très fortement ces événements.

16. ROOT est un framework, né au CERN pour la recherche en physique des particules des hautes énergies, basé sur le langage C++ : c'est une structure de données très performante pour des grandes quantité de données, de (très) nombreux outils mathématiques et statistiques sont fournis pour analyser ces données de façon performante, et de nombreuses facilités graphiques sont également fournies pour la représentation des résultats.

La simulation des collisions se fait en différentes étapes décrites ci-après. À cause de la nature intrinsèquement aléatoire des processus physiques étudiés, la simulation est, elle aussi, basée sur des procédés aléatoires : les méthodes dites de Monte-Carlo. On désigne alors parfois par métonymie la simulation, ou les événements simulés, par le terme Monte-Carlo.

2.3.2.1 Générateurs à élément de matrice

Les quarks et gluons sont les quanta de la QCD. Grâce à la liberté asymptotique, ces partons peuvent être considérés comme des particules libres dans les processus de diffusion impliquant de grands transferts d'impulsion et des temps très courts. Ceci permet en pratique de calculer de façon perturbative les processus se produisant lors de ces collisions (voir section 1.1.3). Les générateurs à éléments de matrice (ME, pour *Matrix Element*) comme Alpgen [48], MadGraph [49] ou Powheg [50], permettent de produire des quadri-impulsions de partons dans l'état final pour un processus dur donné et une région cinématique donnée, selon une distribution initiale de partons (PDF, pour *Parton Distribution Function*). Ces quadri-impulsions sont en général au format Les Houches Event [51].

2.3.2.2 Générateurs à gerbe partonique

Les générateurs à gerbe partonique comme Pythia [52] ou Herwig [53] [17] effectuent l'hadronisation et la fragmentation de ces partons, ainsi que la génération des émissions réelles de photons et gluons dans l'état final et dans l'état initial, et enfin la désintégration des particules instables (comme par exemple les pions ou les leptons τ) jusqu'à l'obtention de particules stables. Cette étape et l'étape précédente sont communément nommée étape **GEN** (pour génération), et l'information de ces étapes (c'est à dire le type des particules, leur quadri-impulsion et leurs liens généalogiques) est stockée au format ROOT. Un résumé graphique des sous-étapes de la génération est présenté sur la figure 2.21.

2.3.2.3 Simulation du détecteur

Ces particules générées sont ensuite transmises à la simulation du passage de ces particules dans la matière qui compose le détecteur. Cette simulation de la géométrie, des matériaux du détecteur, du champ magnétique créé par l'aimant solénoïdal et des interactions des particules avec la matière est effectuée par le logiciel Geant4 [55, 56]. Cette étape est nommée **SIM** (pour simulation) et produit une collection de coups simulés (*simhit*), correspondant aux dépôts d'énergie des particules dans la matière du détecteur. Différents scenarii de géométrie ou d'alignements relatifs des différentes parties du détecteur peuvent être testés à partir de cette étape. Cette étape est la plus consommatrice de temps de calcul.

2.3.2.4 Simulation de la réponse de l'électronique

Une simulation de l'électronique de lecture des différents sous-détecteurs, nommée **DIGI** (pour digitalisation) est ensuite effectuée.

Une génération, hadronisation et simulation d'événements de biais minimum est effectuée en parallèle de la génération des événements durs. Puis, lors de cette étape de simulation de l'électronique de lecture, ces collisions de biais minimum sont superposées aléatoirement par un algorithme dédié (le *Mixing Module*) afin de simuler les collisions d'empilement. Cette étape est l'avant dernière étape propre aux événements de simulation. Le choix d'effectuer la simulation de

17. À noter que seule la version 6 de Pythia est actuellement utilisée au sein de la collaboration CMS, bien que la version 8 de Pythia ainsi qu'Herwig soient actuellement à l'étude.

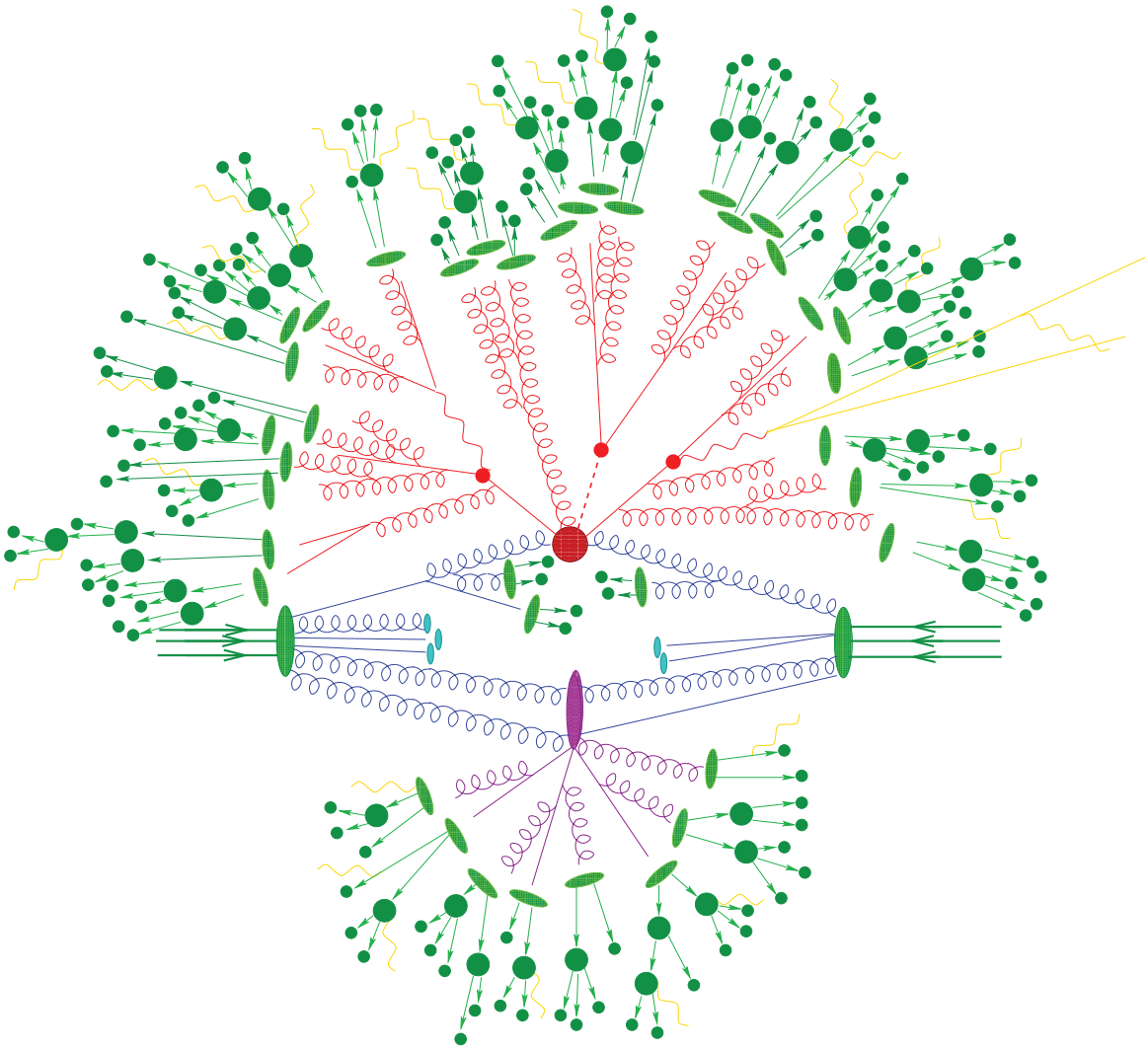


FIGURE 2.21 – Représentation schématique d'un événement $t\bar{t}h$ produit par un générateur d'événements. L'interaction dure (vertex rouge foncé) est suivi par la désintégration des deux quarks tops et du boson de Higgs (vertex rouge clair). De la radiation QCD dure est produite (rouge) et une interaction secondaire peut avoir lieu (vertex violet). Les partons dans l'état final sont ensuite hadronisés (vertex vert clair), et les hadrons se désintègrent (vertex vert foncé). La radiation de photon (jaune) peut avoir lieu à n'importe quelle étape. Les partons à l'état initial n'ayant pas interagi (vertex bleu clair) sont également hadronisés : il s'agit de l'événement sous-jacent. Figure tirée de [54].

l'empilement si tard est stratégique : il permet en effet de n'avoir à retraiter les événements de simulation qu'à partir de cette étape en cas de changement de conditions d'empilement du LHC, à énergie dans le centre de masse fixée, cela a par exemple été le cas pour les années 2010 et 2011. Cependant, en général les paramètres du LHC sont sujets à des changements plus brusques que le temps de revirement nécessaire pour effectuer une re-digitalisation des événements simulés. Pour pallier ce problème, une large gamme de collision d' empilement est couverte, et une procédure de repondération de l'empilement (qui sera décrite à la section 2.3.2.6) est mise en place pour les événements simulés.

2.3.2.5 Système de déclenchement

Une émulation du système de déclenchement et des différents chemins disponibles est effectuée. À partir de la fin de cette étape, le format des événements simulés est exactement le même que celui des données réelles (à savoir le format **RAW**). Les étapes suivantes (reconstruction, puis analyse) sont donc exactement similaires pour les vraies données et les données simulées. À noter cependant que ce format RAW pour les données simulées contient en plus les informations issues de l'étape GEN de génération.

2.3.2.6 Correction de l'empilement dans la simulation

Le nombre moyen d'interactions de biais minimum se produisant en même temps que l'interaction dure (phénomène d'empilement) a évolué de façon conséquente : de négligeable en 2009 et 2010, 5.3 interactions au début 2011, 9.5 interactions à la fin 2011, jusqu'à plus de 17 interactions en moyenne à la mi-2012. Ces conditions n'ont en général pas pu être prédites avec suffisamment de précision lors du démarrage des campagnes centralisées de production d'événements de simulation. Cependant, les conditions d'empilement simulées s'étendent sur un éventail suffisamment large pour que les conditions dans les données soient couvertes. La différence sur ce flux d'énergie moyen par événement peut entraîner de nombreux désaccords entre données et simulation, en particulier sur les variables d'isolation (qui sont par définition sensibles au flux d'énergie moyen de l'événement).

On doit donc effectuer une repondération de la simulation pour que les conditions d'empilement simulées correspondent aux conditions d'empilement dans les vraies données. Pour déterminer ces poids, on doit obtenir l'information sur les interactions de biais minimum :

- dans les données, on utilise les distributions de l'empilement observé (avec un étalement selon une distribution de Poisson) mesurées centralement par la collaboration ;
- dans la simulation, le nombre observé de collisions d'empilement est stocké.

On obtient donc deux distributions, et l'on peut définir le poids comme étant :

$$w_i = \frac{n_i^{data}}{n_i^{MC}} \frac{\sum_i n_i^{MC}}{\sum_i n_i^{data}}$$

où n_i est le nombre d'entrées dans le bin i de l'histogramme. Les poids sont déterminés indépendamment pour chaque échantillon de simulation, et sont appliqués en correspondance à l'échantillon de vraies données analysé. On peut remarquer que la somme des poids est égale à l'unité : la repondération de l'empilement n'affecte que la forme des distributions, et non leur normalisation.

Les sommes d'isolation utilisées au chapitre 4 n'ont pas été corrigées plus avant.

2.3.3 La Grille de calcul

L'organisation des calculs nécessaires pour les analyses se fait, au sein de la collaboration CMS, en différents niveaux, ou *Tier*, au sein des différents centres de calcul [41] : la Grille de calcul.

Le **Tier-0** est constitué uniquement du centre de calcul du CERN. Il a pour fonction :

- de recevoir les données de l'expérience CMS avec un temps de latence et une intégrité garantis, et de les copier sur un élément de stockage permanent ;
- de reconstruire de façon prompte les données RAW afin de produire les différents échantillons primaire au format RECO ;
- de copier et répartir de façon sécurisée les données RAW et RECO sur les différents Tier-1 (toute donnée doit être enregistrée sur au moins deux sites indépendants).

Les **Tier-1**, au nombre de 7, sont les grands centres de calcul nationaux des pays de la collaboration CMS (comme FNAL, au Fermilab, Chicago, où le CC-IN2P3 à Lyon). Ils ont pour fonction :

- de fournir une copie à long terme des données RAW de CMS ;
- de stocker et transférer aux différents Tier-2 les données simulées et les vraies données ;
- d'exécuter au besoin une seconde reconstruction des données RAW, pour profiter de versions améliorées des algorithmes ou de la calibration ;
- d'exécuter d'autres tâches demandant d'importantes quantités de ressources (comme par exemple l'extraction des données AOD à partir du format RECO).

Les **Tier-2** sont les centres de calcul souvent nationaux, de taille plus réduite. Ils fournissent de la puissance de calcul pour les différentes communautés locales, ainsi que pour l'ensemble de CMS via la Grille, et produisent les données simulées en association avec un Tier-1 pour le stockage à long terme.

Les **Tier-3** enfin sont les centres de calcul souvent au niveau d'un institut ou laboratoire, reliés au reste de la grille. Ils fournissent en priorité de la puissance de calcul aux groupes locaux, même s'ils sont également exploitables via la Grille.

La séparation du flux de données en différents échantillons primaires, ainsi que le fait de relier les différents Tier, permet de mieux répartir la charge de calcul : la puissance fournie aujourd'hui par la Grille serait inégalable par une seule ressource centralisée.

2.3.4 Une nouvelle technique : algorithme du flux de particules

L'algorithme du flux de particules (PF, pour *Particle Flow*, ou GED, pour *Global Event Description*) [57] a pour but d'identifier et de reconstruire chaque particule provenant des collisions, en combinant l'information de tous les sous-détecteurs. Cette reconstruction fonctionne de façon exclusive : toute particule est associée à des coups dans différents sous-détecteurs : ces coups sont retirés pour l'identification de la particule suivante. Ainsi, la reconstruction des muons est effectuée en premier, et les traces et coups associés dans le trajectographe sont retirés pour la suite. Les hadrons chargés et neutres sont ensuite reconstruits, puis les électrons, et enfin les photons. Ce schéma de reconstruction est fondamentalement différent de la reconstruction "classique" de CMS, et permet d'améliorer en particulier de façon sensible la performance sur les jets, l'énergie transverse manquante, et les leptons τ.

Il permet également de définir le flux d'énergie moyen déposé dans les calorimètres dû aux vertex d'empilement, ce qui permet notamment la correction des sommes d'isolations événement par événement, comme cela est effectué dans l'analyse présentée au chapitre 5. L'algorithme FastJet [58] permet d'effectuer un clustering des jets et donne à la fois l'aire A et l'impulsion

transverse p_T pour chacun des jets de l'événement. La variable ρ est alors définie par :

$$\rho = \underset{i \in \{jets\}}{\text{mediane}} \left(\frac{p_{Ti}}{A_i} \right)$$

L'utilisation de la médiane plutôt que de la moyenne de la distribution permet de minimiser l'effet des jets énergiques provenant de l'interaction dure. Cette variable ρ est donc proportionelle à l'énergie moyenne déposée dans les calorimètres par les événements de biais minimum. Si l'on fait l'hypothèse supplémentaire que cette énergie est en moyenne répartie de façon homogène sur toute l'aire du détecteur, il devient alors possible de corriger l'effet de l'empilement sur les sommes d'isolation en soustrayant cette énergie moyenne par unité de surface multipliée par une surface effective déterminée expérimentalement.

Chapitre 3

Du calorimètre électromagnétique à l'objet photon

Sommaire

3.1 Les cristaux scintillants au tungstate de plomb 76
3.1.1 Mécanisme de scintillation 76
3.1.2 Gerbes électromagnétiques 76
3.1.3 Choix du matériau 78
3.1.4 Comportement aux radiations 80
3.2 Disposition géométrique 80
3.2.1 Le tonneau : EB 80
3.2.2 Les bouchons : EE 81
3.2.3 Le détecteur pied de gerbe : ES 83
3.3 Photo-détecteurs, électronique de lecture et déclenchement 84
3.3.1 Détection de la lumière de scintillation : APD et VPT 84
3.3.2 Électronique de lecture 85
3.3.3 Signaux anormaux : spikes 87
3.4 Reconstruction de l'énergie et calibration 89
3.4.1 Schéma de calibration du ECAL 89
3.4.2 Algorithmes de clustering : hybrid et multi-5 $\times$ 5 89
3.4.3 Système de surveillance de transparence : $S_i(T,t)$ 91
3.4.4 Inter-calibration : c_i 91
3.4.5 Échelle d'énergie G 93
3.4.6 Corrections en énergie $F_{e,\gamma}$ 95
3.4.6.1 Les corrections electron-tuned 95
3.4.6.2 Les corrections ETHZ 97
3.4.6.3 Les corrections de régression 97
3.4.7 Résolution en énergie du ECAL 98
3.4.8 Variables de forme du cluster 99
3.5 L'objet photon 100
3.5.1 Reconstruction 100
3.5.2 Résolution en énergie 101
3.5.3 Sommes d'isolation 101

Ce chapitre présente en détails le calorimètre électromagnétique (ECAL) de l'expérience CMS, ainsi que son utilisation pour la reconstruction des photons lors des collisions proton-proton délivrées par le LHC. Dans un premier temps, le fonctionnement et le choix des cristaux

scintillants au tungstate de plomb, qui constituent le matériau actif du ECAL, sera présenté. Ensuite, la géométrie et la transformation du signal seront abordés. Enfin, la reconstruction de l'énergie et en particulier le schéma de calibration du ECAL et la reconstruction de l'objet photon seront présentés.

3.1 Les cristaux scintillants au tungstate de plomb

Les éléments de base d'un détecteur à scintillation sont [59] : un matériau scintillant, couplé optiquement à un photo-multiplicateur, soit directement soit via un guide de lumière. Lorsqu'un rayonnement traverse le scintillateur, cela excite les atomes et molécules composant le scintillateur et provoque l'émission de lumière. Cette lumière est transmise au photo-multiplicateur, où elle est convertie en courant de photo-électrons. Ce courant est ensuite amplifié par un système de multiplication d'électrons, et le signal ainsi obtenu peut ensuite être analysé par de l'électronique de lecture.

3.1.1 Mécanisme de scintillation

Les matériaux scintillants [59] absorbent de l'énergie et la réémettent sous la forme de lumière visible. Ils peuvent être fluorescents (si la constante de temps de réémission, due aux transitions atomiques, est de l'ordre de 10^{-8} s) ou phosphorescents (si la constante de temps est entre quelques µs et quelques heures).

Un détecteur scintillant doit en général vérifier les contraintes suivantes :

- avoir une constante de temps de réémission courte (matériau fluorescent) ;
- présenter une bonne efficacité de conversion de l'énergie incidente en lumière fluorescente ;
- être transparent à la lumière fluorescente pour permettre la transmission de la lumière ;
- l'émission de lumière de fluorescence doit être dans une gamme de longueur d'onde compatible avec les photomultiplicateurs.

Le mécanisme de scintillation dans les matériaux inorganiques est dû à la structure des bandes électroniques de ces cristaux (voir figure 3.1). Quand une particule pénètre le cristal, deux processus principaux peuvent avoir lieu. La particule peut ioniser le cristal en excitant un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction, créant ainsi un électron libre et un trou libre. Une autre possibilité est la création d'un exciton : en excitant un électron jusqu'à la bande d'exciton, située juste sous la bande de conduction. Dans cet état, la paire électron-trou reste liée, mais peut se déplacer librement dans le cristal. Si le cristal contient des atomes d'impuretés, des niveaux électroniques peuvent être créés localement dans la bande interdite. Un trou, libre ou provenant d'un exciton, peut ioniser ces atomes lors de la rencontre d'un centre d'impureté. Si un électron arrive, il peut tomber dans l'ouverture créée par le trou et provoquer une transition d'un état excité à l' état fondamental, en émettant un photon si la transition est permise. Si elle ne l'est pas, le centre d'impureté devient un piège et l'énergie est perdue via d'autres moyens (par exemple de façon thermique).

3.1.2 Gerbes électromagnétiques

Les électrons de haute énergie (plus d'une dizaine de MeV) perdent essentiellement leur énergie par Bremsstrahlung lors de leurs interactions avec la matière. Les photons de haute énergie quant à eux perdent principalement leur énergie en se convertissant en paires électron-positron. La longueur de radiation (X_0, mesurée en gcm^{-2}) est la longueur caractéristique de matière traversée pour ces interactions. Elle correspond à la fois [9] à la distance moyenne pour laquelle un électron de haute énergie perd $\left(1 - \frac{1}{e}\right)$ de son énergie par Bremsstrahlung, et à $\frac{7}{9}$

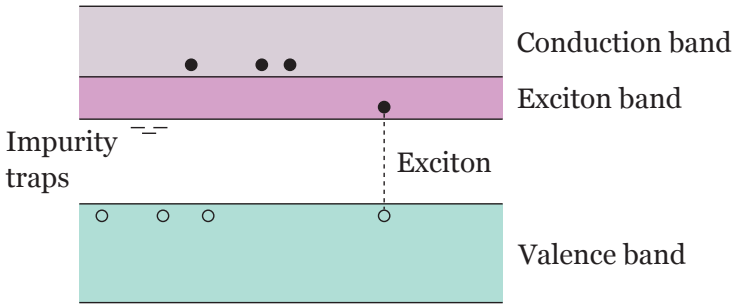


FIGURE 3.1 – Structure des bandes électroniques des cristaux inorganiques. En plus de la formation des paires libres électrons-trous, des paires électrons trous faiblement liées peuvent se former : les excitons. Ces excitons peuvent se propager au sein du cristal et être capturés par les centre d'impuretés. Figure tirée de [59].

du libre parcours moyen d'un photon de haute énergie avant production d'une paire électron-positron. Pour un matériau composé d'un seul élément, on peut approximer cette longueur de radiation par la formule :

$$X_0 = \frac{716.4\,\mathrm{gcm}^{-2} A}{Z(Z+1)\ln 287/\sqrt{Z}}$$

Pour un matériau composite, on a :

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_j}{W_j}$$

On peut définir une énergie critique [9] comme l'énergie à laquelle les pertes par ionisation par longueur de radiation est égale à l'énergie de l'électron [1] : l'électron perd son énergie par Bremsstrahlung de façon proportionnelle à son énergie, tandis que les pertes par ionisation varient seulement de façon logarithmique avec l'énergie de l'électron.

Les pertes d'énergie d'un photon, s'il n'est pas de haute énergie, se font principalement par effet photoélectrique, mais également par diffusion Compton, diffusion Rayleigh et absorption photo-nucléaire. Dans le cas d'un électron, les pertes se font alors principalement par ionisation.

Si le matériau d'absorption est suffisamment épais, un photon ou un électron de haute énergie peut alors initier une gerbe électromagnétique : la production d'une paire électron-positron ou d'un photon de Bremsstrahlung, génère plus d'électrons et de photons d'énergie moindre, comme illustré sur la figure 3.2a. Les électrons et les photons finissent par atteindre des énergies inférieures au seuil critique, et dissipent le restant de leur énergie par ionisation et diffusion, plutôt que par génération de plus de particules dans la gerbe. La simulation d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique de CMS est présentée sur la figure 3.2b.

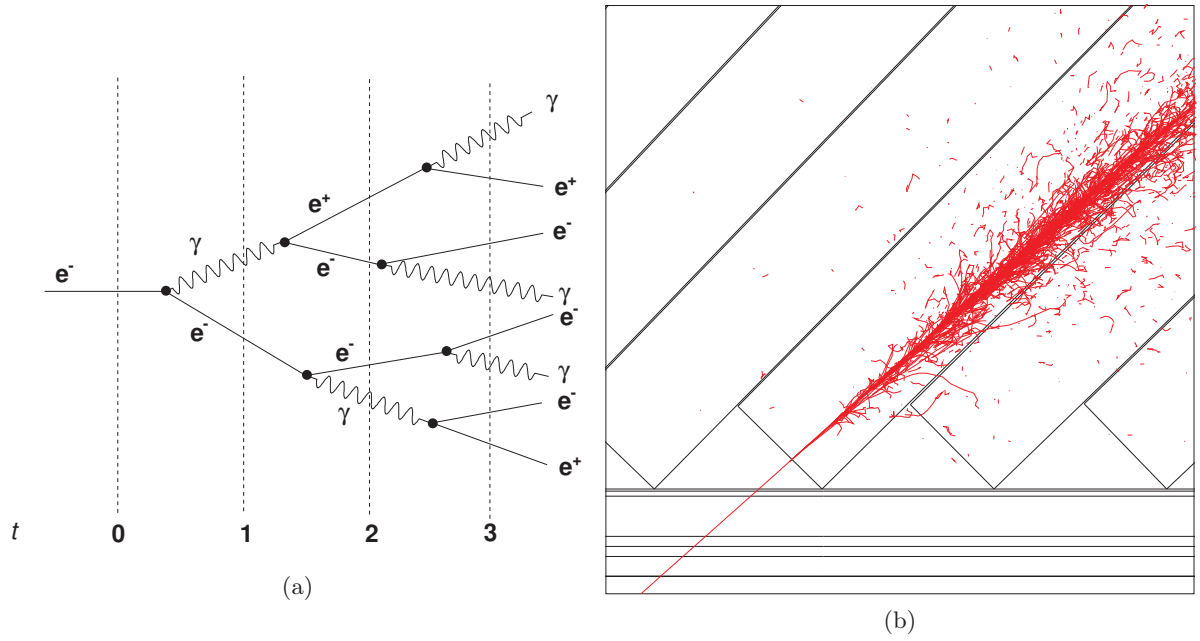
Le développement longitudinal de la gerbe est principalement dû à sa partie de haute énergie, et varie donc en fonction de la longueur de radiation du matériau. Le développement transverse de la gerbe varie lui en fonction du rayon de Molière, défini par :

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c}$$

où E_s est l'échelle d'énergie définie par $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot m_e c^2 = 21.2052$ MeV [9]. Pour un matériau composite, le rayon de Molière est alors défini comme :

$$\frac{1}{R_M} = \frac{1}{E_s} \sum \frac{w_j E_{cj}}{X_j}$$

1. Il s'agit d'une définition parmi d'autres. Cette définition à l'avantage [9] de permettre d'exprimer plus tard la taille transverse d'une gerbe électromagnétique.



(a) (b)

FIGURE 3.2 – Principe de développement d'une gerbe électromagnétique (gauche, tirée de [60]) et simulation d'une gerbe dans les cristaux de CMS (droite, tirée de [43]).

En moyenne, $\sim 90\,\%$ de la gerbe est contenue dans un rayon de R_M et $\sim 99\,\%$ est contenue dans un rayon de $3.5\,R_M$.

3.1.3 Choix du matériau

Le choix du tungstate de plomb comme matériau pour le calorimètre électromagnétique fait de ce dernier un absorbeur totalement actif, par opposition à un calorimètre à échantillonnage.

De façon générale, les scintillateurs inorganiques sont plus lents que les scintillateurs organiques à cause du phénomène de phosphorescence. La plupart des cristaux de la famille tungstate [43] ont une émission intense mais lente (de l'ordre de la milliseconde). Dans notre cas, le tungstate de plomb ($PbWO_4$) sous forme cristalline a une émission faible mais rapide, grâce à un fort quenching du phénomène de scintillation. Ce phénomène de quenching est complexe, mais est en grande partie associé à des transferts de charge à haute température, et à la décomposition thermique des états excités, comme abordé à la section précédente. L'efficacité de ces deux mécanismes peut être modifié par la présence d'impuretés, et un bon contrôle de la pureté du matériau est donc nécessaire. Un autre avantage des cristaux inorganiques est leur important pouvoir d'arrêt grâce à leur plus haute densité et aux nombres atomiques plus importants.

Les principales caractéristiques du tungstate de plomb sont présentées dans la table 3.1 :

- sa densité importante et son fort pouvoir d'arrêt en font un matériau de choix pour développer des gerbes électromagnétiques ;
- ses faibles longueur de radiation et rayon de Molière permettent d'assurer respectivement un absorbeur compact et une granularité fine. La nature cristalline du matériau permet une bonne homogénéité longitudinale, ce qui permet d'obtenir une bonne résolution en énergie ;
- ses différentes constantes de temps de fluorescence en font de plus un matériau scintillant rapide : environ 80 % de la lumière est émise en 25 ns ;
- son faible rendement lumineux (environ 4.5 photo-électrons par MeV [41]) en revanche

TABLE 3.1 – Caractéristiques du tungstate de plomb en tant que matériau scintillant. MP est le point de fusion du matériau, l'exposant s présente la composante lente (*slow*) de la scintillation et l'exposant f présente la partie rapide (*fast*). Le rendement lumineux est exprimé relativement au cristal NaI(Tl). Données tirées de [9].

Parameter Units :	ρ g/cm^3	MP °C	X_0 cm	R_M cm	dE/dx MeV/cm	λ_I cm	τ_{decay} ns	λ_{max} nm	n	light output	Hygroscopic ?	$d(LY)/dT$ % / °C
$PbWO_4$	8.3	1123	0.89	2.00	10.1	20.7	30^s 10^f	425^s 420^f	2.20	0.083^s 0.29^f	no	−2.7

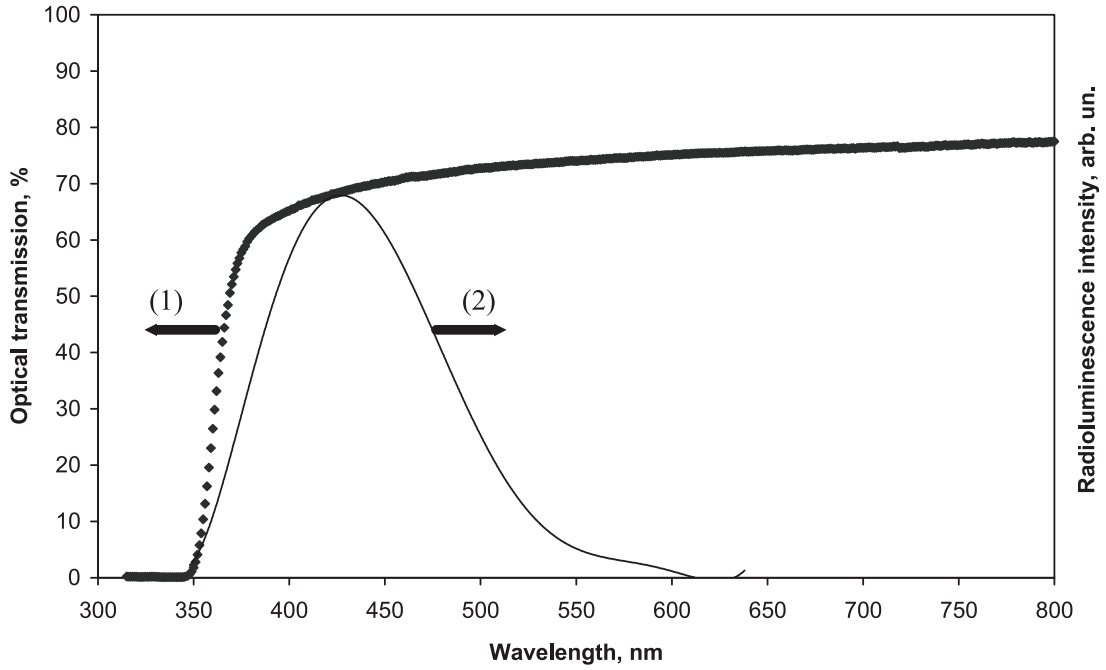


FIGURE 3.3 – Deux propriétés des cristaux au tungstate de plomb : transmission optique longitudinale (axe de gauche) et intensité de la radio-luminescence (axe de droite) en fonction de la longueur d'onde. Figure tirée de [41, 61].

demande une bonne collection de la lumière de scintillation. Comme en général, l'efficacité du rendement lumineux décroit avec la masse des particules incidentes [59], ce matériau est quasi-transparent aux particules lourdes (et en particulier aux hadrons) ;

- comme tous les cristaux inorganiques, ce rendement lumineux dépend de la température, dans notre cas plutôt fortement (-2.1% à 18°C) à cause de l'origine même du phénomène de fluorescence dans le matériau. En revanche le tungstate de plomb n'est pas hygroscopique, c'est à dire que ses propriétés sont insensibles à l'humidité. Ceci permet l'utilisation à proximité de circuits de régulation de la température : la température des cristaux est ainsi maintenue à 18 ± 0.05°C ;
- les cristaux émettent une lumière de scintillation bleu-vert, avec un maximum étalé à $420-430$ nm. La transmission optique longitudinale ainsi que le spectre de radio-luminescence sont présentés à la figure 3.3. Ce spectre d'émission correspond à une plage de longueur d'onde pour laquelle une bonne efficacité peut être atteinte avec des photo-détecteurs [43] ;
- les cristaux possèdent de bonnes propriétés face au radiations, comme il sera détaillé à la section suivante.

La croissance des cristaux de tungstate de plomb est effectuée [43] à partir d'un mélange composé pour 50 % d'oxyde de plomb (PbO) et pour 50 % d'oxyde de tungstène. Ce mélange fusionne de façon congruente à 1123°C et ne présente pas de transition de phase au refroidissement.

3.1.4 Comportement aux radiations

Les cristaux au LHC ont à résister à de hauts niveaux de radiations. Les radiations ionisantes vont produire des bandes d'absorption par le biais de centres de couleur créés par les défauts en oxygène et par les impuretés du réseau cristallin [41]. En pratique, cela crée une perte d'efficacité de transmission de la lumière qui dépend de la longueur d'onde et affecte donc le rendement lumineux. Si les dégâts ne sont pas maîtrisés, cela peut introduire des distorsions dans l'uniformité de la réponse lumineuse et donc dégrader la résolution en énergie.

Dans notre cas le tungstate de plomb est intrinsèquement dur au radiations [43] : les différents tests en faisceaux d'électrons, de photons et de hadrons chargés ont confirmé que les dégâts subits sont de nature électromagnétique. Ce matériau possède de plus des propriétés rendant intéressante son utilisation :

- la radiation n'affecte pas le mécanisme de scintillation des cristaux ;
- les dégâts induits affectent la transparence des cristaux via la formation de centres de couleurs reliés aux défauts des cristaux, introduits par des défauts dans la stœchiométrie du réseau cristallin et par la création de défauts en oxygène. Le transport de la lumière est affecté par l'absorption au sein du cristal, et l'effet de l'irradiation peut être quantifié par un coefficient d'absorption induit par la radiation ;
- l'irradiation ne change pas l'uniformité du rendement lumineux collecté le long du cristal pourvu que la longueur d'atténuation initiale soit faible et que les dégâts restent modérés ;
- les pertes de lumière collectée se stabilisent à un niveau dépendant du taux de radiations. Cet effet est bien décrit par la création de centres de couleur par la radiation, et par leur annihilation via le recuit de la structure cristalline à 18°C ;
- il n'y a pas de constante de temps de récupération des dégâts plus grande que quelques heures, pour les doses reçues au LHC.

Un système dédié de surveillance laser, permettant de contrôler la transparence optique des cristaux, est mis en place [41] et sera décrit à la section 3.4.3.

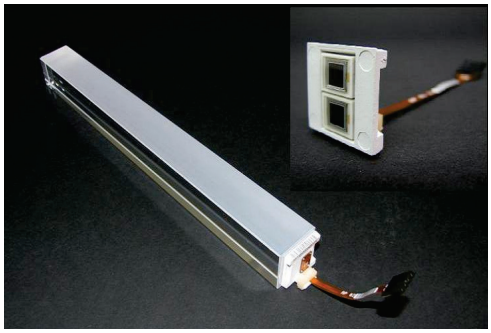
Il a été observé [41] que les hadrons induisent une réduction particulière et cumulative de la transmission optique. Les premières extrapolations ont indiqué que ces effets n'affectent pas la bonne performance du calorimètre. Cependant, des études complémentaires sont en cours pour caractériser ces dégâts hadroniques qui peuvent devenir un problème majeur car peu ou difficilement recouvrables d'une part, et affectant l'uniformité du calorimètre d'autre part. Jusqu'à la mi-2012, la contribution de ces effets à la perte de transparence est négligeable.

3.2 Disposition géométrique

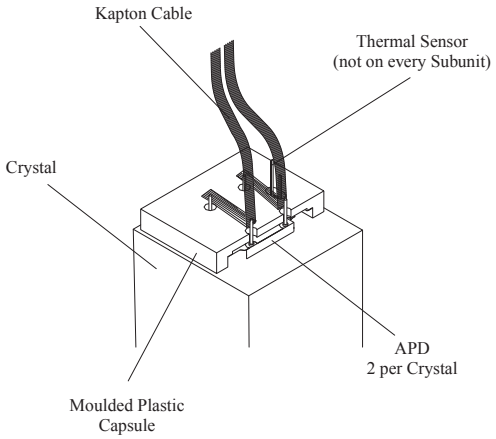
Le calorimètre électromagnétique est composé de trois sous-détecteurs : un tonneau (EB), deux bouchons (EE) et deux détecteurs à pied de gerbe (ES). L'agencement géométrique de ces sous-détecteurs a été présenté sur la figure 2.15.

3.2.1 Le tonneau : EB

La partie tonneau du ECAL [41] couvre la région de pseudo-rapidité jusqu'à $|\eta| < 1.479$. Le tonneau est divisé en 360 en ϕ et en 2×85 en η, soit un total de 61 200 cristaux. Les cristaux sont en forme de pyramide tronquée, soit une section de 0.0174×0.0174 en $\eta \times \phi$, ce qui correspond à



(a)



(b)

FIGURE 3.4 – Photographie d'un cristal du tonneau avec sa photodiode à avalanche (gauche, tirée de [41]), et schéma du montage de la photodiode à avalanche (droite, tirée de [43]).

22×22 mm pour la face avant et 26×26 mm pour la face arrière, et une longueur de 230 mm, ce qui équivaut à 25.8 X_0. Le centre des faces avant des cristaux sont situés à un rayon de 1.29 m. La taille longitudinale des cristaux permet de contenir l'entièreté des gerbes électromagnétiques se développant dans le matériau. La taille transverse, de l'ordre du rayon de Molière, permet de contenir la majorité du développement d'une gerbe dans un seul cristal. Un cristal du tonneau est présenté sur la figure 3.4a.

Les cristaux ne pointent pas directement vers l'origine du système de coordonnées, mais sont inclinés de 3° à la fois selon η et selon ϕ (voir figure 3.5), pour éviter que les particules provenant de l'interaction puissent passer entre les cristaux.

Les cristaux sont groupés en matrices de 2×5 (en $\phi \times \eta$) cristaux que l'on appelle sous-modules. Ces sous-modules sont eux-mêmes regroupés en super-modules contenant 4 modules, le module le plus central contenant une matrice de 10×5 sous-modules, les 3 autres contenant une matrice de 10×4 sous-modules. Une représentation en vue éclatée d'un super-module est présentée sur la figure 3.6. Le tonneau est au total composé de 36 super-modules (18 dans chaque moitié du tonneau) pour une couverture angulaire en ϕ de 20° chacun. La disposition des modules et super-modules est visible sur la figure 2.15.

Les cristaux sont contenus dans une structure d'aluminium de résine époxy et de fibre de verre. L'espace nominal inter-cristaux est de 0.35 mm au sein d'un sous-module et de 0.5 mm entre les sous-modules. Les modules sont séparés par des parois en aluminium de 4 mm d'épaisseur.

3.2.2 Les bouchons : EE

La partie bouchon du ECAL [41] couvre la région de pseudo-rapidité $1.479 < |\eta| < 3.0$.

Les cristaux ont une section de $28.62 \times 28.62\,\text{mm}^2$ pour la face avant et $30 \times 30\,\text{mm}^2$ pour la face arrière, et une longueur de 220 mm, ce qui équivaut à 24.7 X_0. Un cristal des bouchons est présenté sur la figure 3.7a.

La face avant des cristaux est située à une distance de 315.4 cm du point d'interaction, en prenant en compte le décalage de 1.6 cm vers le point d'interaction lorsque l'aimant solénoïdal est allumé. Tout comme dans le cas du tonneau, ceux-ci ne pointent pas directement vers le point d'interaction, mais vers un point situé sur l'axe z à 1.3 m au delà du point d'interaction, soit une inclinaison angulaire entre 2 et 8 degrés selon la pseudo-rapidité.

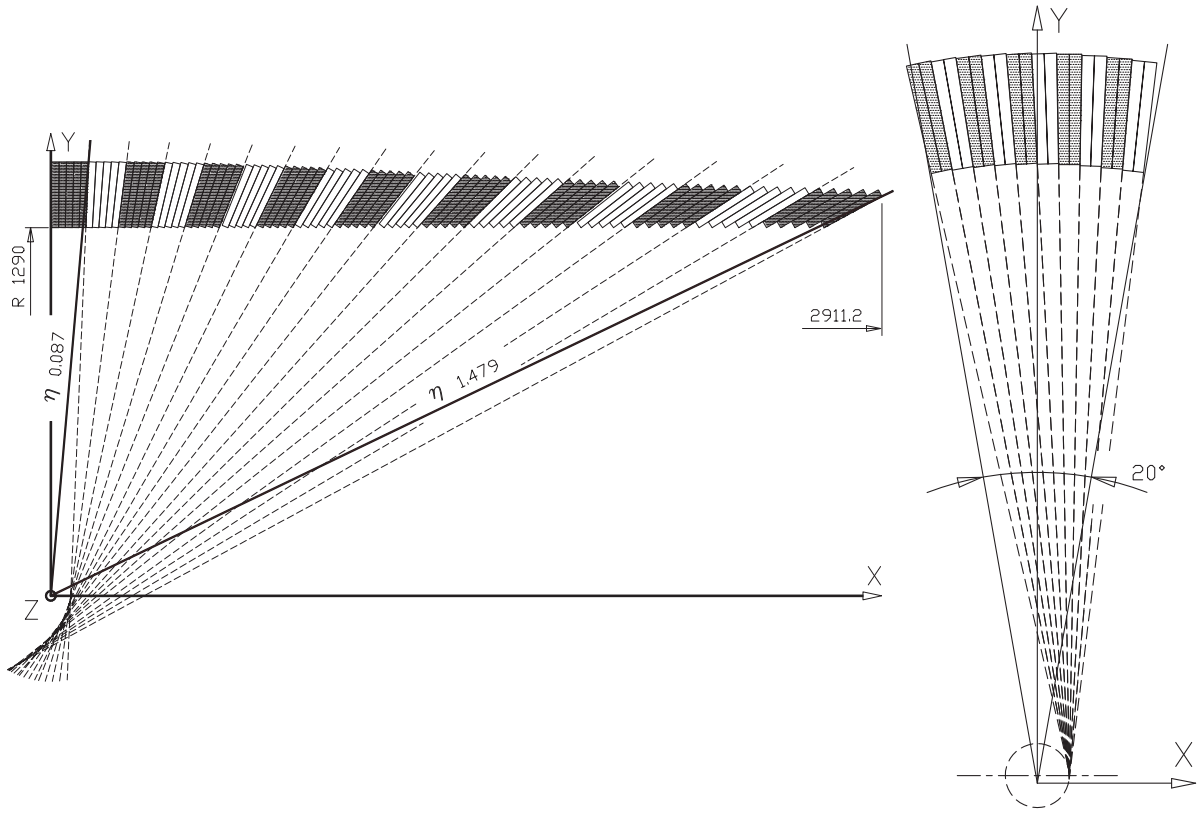


FIGURE 3.5 – Décalage en inclinaison des cristaux du EB, dans le plan η (gauche) et ϕ (droite). Figures tirées de [43].

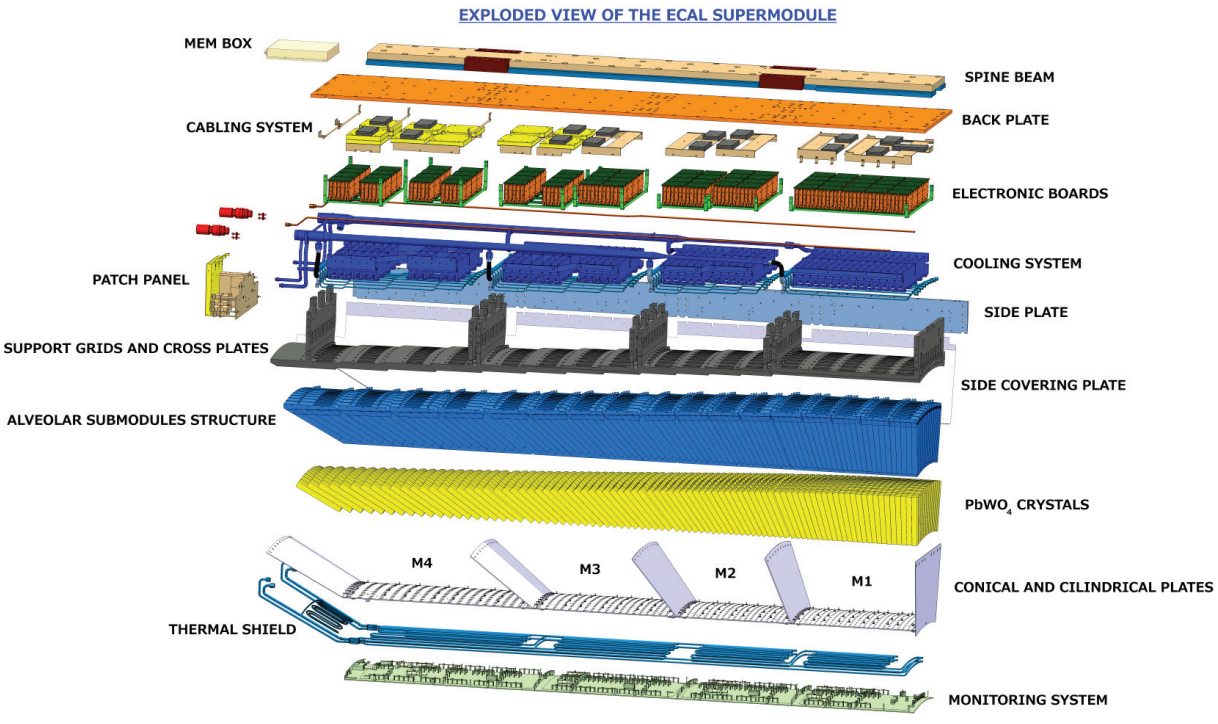
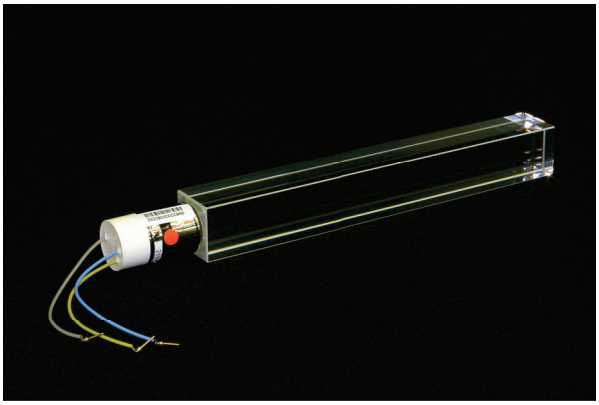
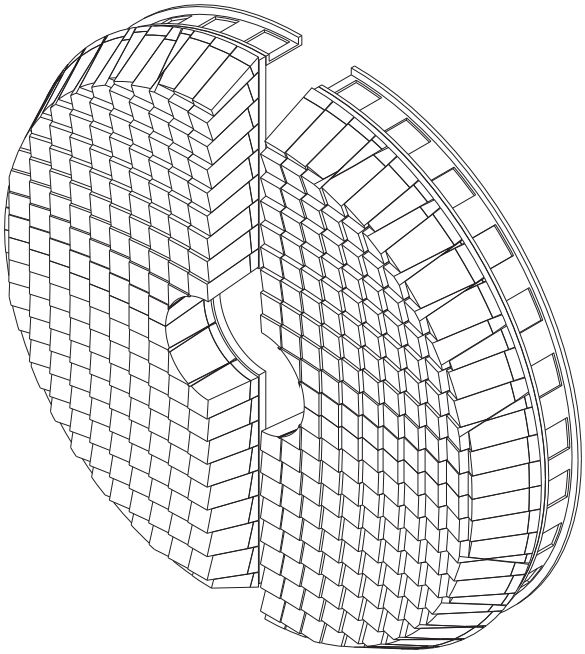


FIGURE 3.6 – Vue explosée d'un super-module dans le tonneau. Figure tirée de [62].



(a)



(b)

FIGURE 3.7 – Photographie d'un cristal des bouchons avec sa photo-triode à vide (gauche, tirée de [41]) et représentation des deux D (*Dee*) d'un bouchon (droite, tirée de [43]).

Les cristaux des bouchons sont regroupés en matrices de 5×5 cristaux que l'on appelle super-cristaux. Chaque bouchon est divisé en deux "D" (*Dees* en anglais, pour la lettre majuscule D), contenant 3662 cristaux chacun, soit 138 super-cristaux et 18 super-cristaux partiels particuliers, pour les pourtours internes et externes. Les deux D composant un bouchons sont présentés sur la figure 3.7b. Les cristaux sont contenus dans une structure alvéolaire en fibre de carbone.

3.2.3 Le détecteur pied de gerbe : ES

Le détecteur à pied de gerbe est un calorimètre à échantillonnage composé deux plans de détection eux-mêmes composé de deux couches : une couche de plomb permet d'initier les gerbes électromagnétiques des photons et des électrons, et un plan de détecteur de pistes de silicium est placé derrière pour mesurer l'énergie déposée et le profil transverse de gerbe. L'épaisseur totale du détecteur à pied de gerbe est de 20 cm. La quantité de matière du trajectographe situé devant le détecteur à pied de gerbe varie entre 1 et $2\,X_0$ (cf. figure 2.14), et chaque plan du détecteur à pied de gerbe correspond à environ $1\,X_0$: environ 95% des gerbes électromagnétiques des photons vont donc se développer avant le deuxième plan de détection. La couverture en pseudo-rapidité du détecteur à pied de gerbe est $1.653 < |\eta| < 2.6$.

Les deux plans de détection sont disposés en deux D de part et d'autre du tube de faisceau, avec la même orientation que les D du EE. Chaque détecteur en silicium a une aire active de $61 \times 61\,\text{mm}^2$ pour une épaisseur de 320 µm.

Le but principal du détecteur à pied de gerbe est d'aider à la distinction entre les pions neutres et les photons. En effet, à ce régime de pseudo-rapidité, une importante quantité de pions neutres est produite. Ceux-ci sont relativement légers et peuvent donc être facilement boostés. Comme ils se désintègrent majoritairement en une paire de photons, il est alors aisé de confondre les deux gerbes de ces deux photons pour une seule. Le déclenchement de la gerbe en amont des

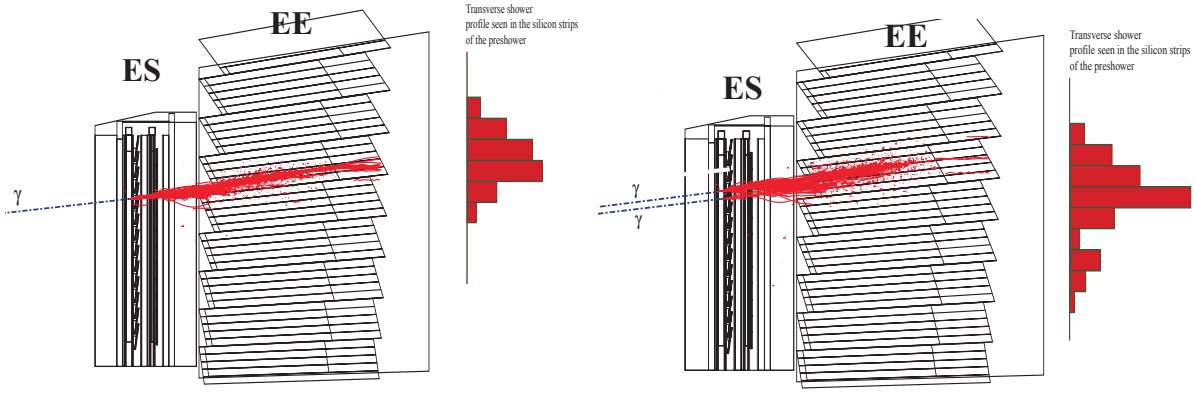


FIGURE 3.8 – Développement de gerbe électromagnétique dans le système bouchons et détecteur à pied de gerbe, dans le cas d'un photon (gauche) et de deux photons fortement collimatés provenant d'un pion neutre (droite). Le déclenchement prématuré de la gerbe par le détecteur à pied de gerbe étale le dépôt d'énergie et permet d'aider à distinguer les deux gerbes. Figure tirée de [60].

cristaux des bouchons permet alors un étalement plus prononcé de la gerbe dans le cas de deux photons, comme illustré sur la figure 3.8. Le détecteur à pied de gerbe permet également d'aider à l'identification des électrons, et permet d'améliorer la détermination de la position des électrons et des photons.

3.3 Photo-détecteurs, électronique de lecture et déclenchement

Pour optimiser les réflexions internes au sein du cristal, ceux-ci ont été polis [41]. Cependant, la forme pyramidale des cristaux provoque une non-uniformité longitudinale, et l'indice de réfraction élevé (~ 2.29 pour la longueur d'onde dominante) rend l'effet important. La diffusion uniforme de la lumière est atteinte en dépolissant une face des cristaux du tonneau. Pour les cristaux du bouchon, l'effet est moindre et aucun dépolissage n'a été effectué.

Les photo-détecteurs utilisés sont rapides, durs aux radiations, et peuvent fonctionner dans le champ magnétique longitudinal de 3.8 T. À cause du faible rendement lumineux, ceux-ci doivent de plus amplifier le signal et être insensible aux particules les traversant.

3.3.1 Détection de la lumière de scintillation : APD et VPT

Dans le tonneau, des photodiodes à avalanche (APD, pour *Avalanche PhotoDiode*) développées spécifiquement pour le calorimètre de CMS, récupèrent la lumière de scintillation. Chaque APD a une aire active de 5×5 mm^2 et est associée par paire. Les deux diodes sont lues en parallèle avec un gain de 50. Ces photodiodes à avalanche ont une efficacité quantique à 430 nm de 75 ± 2 % et une sensibilité gain à la température de -2.4 ± 0.2 %/°C. Le courant d'obscurité est la caractéristique de l'APD la plus sensible à l'irradiation, et peut passer de 3 nA à 5 µA après 2×10^{13} n/cm^2. Les deux APD sont montées dans une capsule collée à l'arrière de chaque cristal, ainsi qu'un thermistor pour mesurer la température toutes les dix capsules. La disposition de la capsule à l'arrière du cristal est présentée sur la figure 3.4b.

Dans les bouchons, la lumière de scintillation est récupérée par des photo-triodes à vide (VPT, pour *Vacuum PhotoTriode*), elles aussi développées spécifiquement pour le calorimètre de CMS, et en particulier pour fonctionner dans le champ magnétique de 3.8 T. Chaque VPT a un diamètre de 25 mm, soit une aire active d'environ 280 mm^2. Cette aire active plus large que

dans le cas du tonneau permet de compenser l'efficacité quantique moindre (22 % à 430 nm) et le gain interne plus faible (10.2 à 0 T [2]) des VPTs. Une VPT contenant un thermistor est collée à l'arrière de chaque cristal. Les anodes des VPT peuvent présenter une dépendance au nombre de coups sous certaines conditions [41] : de la lumière provenant de LED de longueur d'onde 455 nm et d'intensité équivalente à une énergie d'environ 50 GeV est pulsée à une fréquence de 100 Hz afin de garder les VPT actives même en l'absence de collisions. Ce système est synchronisé pour pulser durant les temps du faisceau prévus à cet effet sans collision.

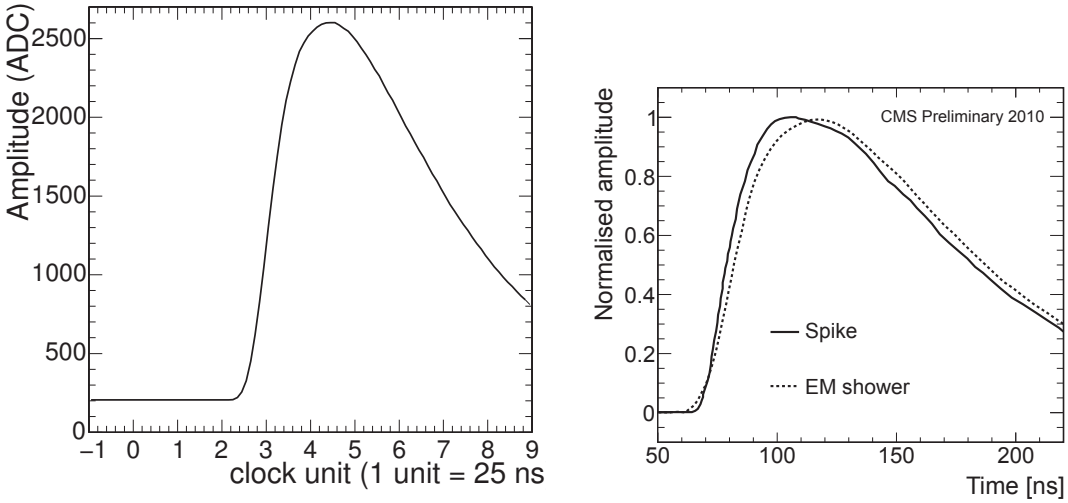
3.3.2 Électronique de lecture

La lumière de scintillation collectée par les APD et les VPT est ensuite amplifiée au sein d'un pré-amplificateur multi-gain (MGPA, pour *Multi Gain Pre Amplifier*), où la sortie est amplifiée en parallèle selon 3 gains (1, 6 et 12). L'échantillonnage du pulse (représenté sur la figure 3.9a) et la conversion du signal analogique en signal numérique sont réalisés par l'ADC (*Analog to Digital Converter*) en parallèle pour les trois gains. Le gain le plus élevé permettant une sortie non saturée est alors automatiquement pris. L'ensemble constitué du MGPA et de l'ADC pour une matrice de 1×5 cristaux (selon $\eta \times \phi$) est une carte VFE (*Very Front End*), située sur le détecteur juste à l'arrière des cristaux (voir figure 3.6). Chaque carte VFE effectue de plus une somme grossière et rapide des énergies des 5 cristaux dont elle s'occupe et envoie cette information au système de déclenchement. Elle envoie également l'information complète en sortie de l'ADC au système d'acquisition. L'ensemble de 5 cartes VFE constitue une tour de déclenchement TT (*Trigger Tower*), et la somme des énergies pour le système de déclenchement de ces 5 cartes VFE constitue une primitive de déclenchement TP (*Trigger Primitive*). Le schéma de fonctionnement de cette électronique frontale est présenté sur la figure 3.10.

Ces deux informations sont récoltées en dehors de la caverne expérimentale : les données de déclenchement sont récoltées par des cartes TCC (*Trigger Concentrator Card*) en communication avec le reste du système de déclenchement, et les données complètes en sortie des ADCs sont récoltées par des cartes DCC (*Data Concentrator Card*) en communication avec le reste du système d'acquisition. La lecture complète de l'ensemble du ECAL représenterait un volume de données trop important pour le système d'acquisition et les autres systèmes en aval. Dans le cas où le système de déclenchement de niveau 1 considère que l'événement est intéressant, un filtre est appliqué aux données des cristaux. Ce filtre, qui prend en compte les données de la carte TCC (c'est à dire les TP correspondant à des TT), est réalisé par le SRP (*Selective Readout Processor*) : les TP sont classées par énergie, et séparées en trois catégories grâce à deux seuils programmables. Au delà du seuil le plus élevé ($E_T > 5$ GeV), la tour de déclenchement est considérée comme de haut intérêt, entre les deux seuils ($2.5\text{ GeV} < E_T < 5\text{ GeV}$) comme d'intérêt moyen, et en dessous du seuil le plus bas ($E_T < 2.5$ GeV) comme d'intérêt faible. Si la TT est de haut intérêt, l'ensemble des cristaux de cette TT et des TT avoisinantes sont lus (soit $9 \times 25 = 225$ cristaux dans le tonneau), si elle est d'intérêt moyen seuls les cristaux de cette TT sont lus, et si elle est d'intérêt faible, ses données sont lues en zéro suppression (ZS) : seuls les cristaux avec une énergie supérieure à $3\,\sigma_{bruit} \sim 125$ MeV sont lus. Le SRP permet également d'empêcher la lecture des canaux présentant des problèmes de fonctionnement.

Un système d'horloge dédié CCS (*Clock and Control System*) permet d'assurer pour le ECAL la synchronisation entre les TCC, les DCC, les cartes VFE et le reste de CMS. L'ensemble constitué des CCS, TCC et DCC est l'électronique à l'avant FE (*Front End*).

2. Ce gain diminue avec l'intensité du champ magnétique axial, mais également avec l'angle entre ce champ magnétique et la VPT, mais reste typiquement > 90 % au gain à 0 T.



(a) (b)

FIGURE 3.9 – Forme du pulse d'une gerbe électromagnétique, pour un électron de 120 GeV (gauche, tirée de [42]), et comparaison entre un pulse normal et un spike (droite, tirée de [63]) : la durée de croissance du pulse est plus marquée que dans le cas d'un signal de lumière de scintillation.

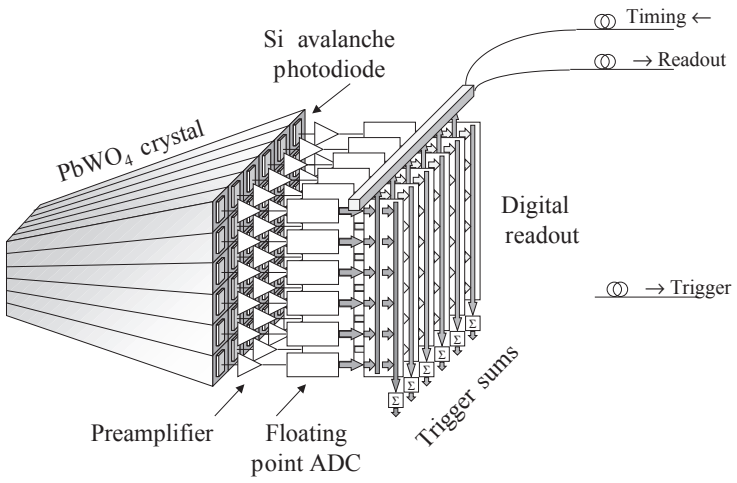
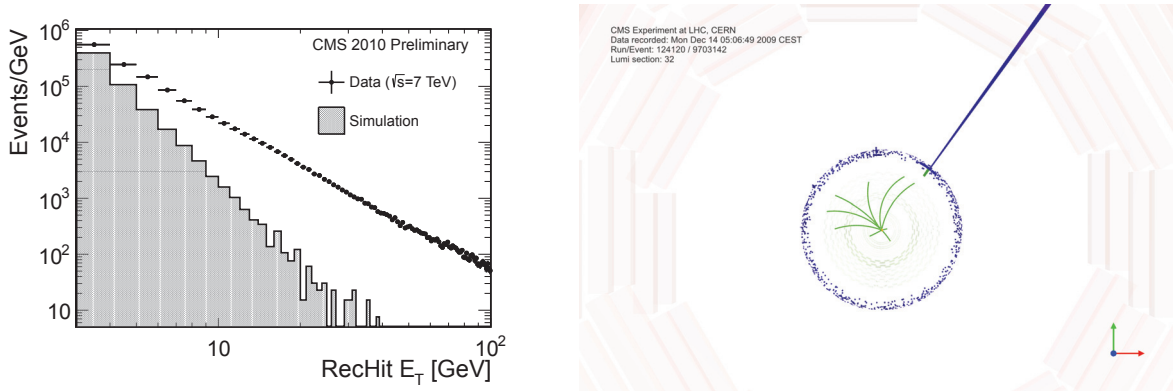


FIGURE 3.10 – Schéma de l'électronique frontale de lecture. Figure tirée de [43].



(a) (b)

FIGURE 3.11 – Comparaison du spectre en énergie transverse de l'énergie reconstruite, dans les données où les spikes sont présent et dans la simulation où ceux-ci sont absents (gauche). Représentation dans le plan $r - \phi$ d'un événement de biais minimum contenant un spike à $E_T = 600\,\text{GeV}$, observé dans les collisions proton proton à $\sqrt{s} = 2.36\,\text{TeV}$. Figures tirées de [63].

3.3.3 Signaux anormaux : spikes

Lors du début de la prise de données en 2009, certains événements ont été remarqués car déposant de très grandes quantités d'énergie (de quelques GeV à plusieurs centaines de GeV, voir figure 3.11a) dans le tonneau de façon isolée, sur un seul canal (voir un événement sur la figure 3.11b). Ces énergies sont considérées comme anormales car pour une particule incidente d'une telle énergie, la gerbe électromagnétique associée ne peut pas se développer dans un cristal unique. On appelle ces dépôts des *spikes*.

Le taux de spikes par événement de biais minimum est relativement important ($(2.697 \pm 0.005) \times 10^{-3}$ spikes / événement, pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$), et ces dépôts posent donc des problèmes tant au niveau des analyses utilisant des objets basés sur le ECAL, que au niveau du système de déclenchement où l'importance de l'énergie déposée peut rendre intéressant un événement anormal.

Après de long mois d'études, l'origine de ces spikes a pu être déterminée : il s'agit principalement de neutrons lents, interagissant avec la colle liant les APDs aux cristaux et créant des particules ionisantes qui interagissent directement avec l'APD (voir figure 3.12). Le fait que ces dépôts d'énergie ne correspondent pas à des développements de gerbes électromagnétiques permet également de discriminer ceux-ci au niveau de l'analyse en utilisant le fait que le timing de ces dépôts n'est pas synchronisé avec les collisions (figure 3.13a), et que ces dépôts sont fortement localisés (figure 3.13b). Au niveau du système de déclenchement, la granularité des cartes FE et les pulses anormaux d'amplitude reconstruites (figure 3.9b) fournissent suffisamment d'information pour supprimer efficacement le déclenchement d'événements dus à ces spikes.

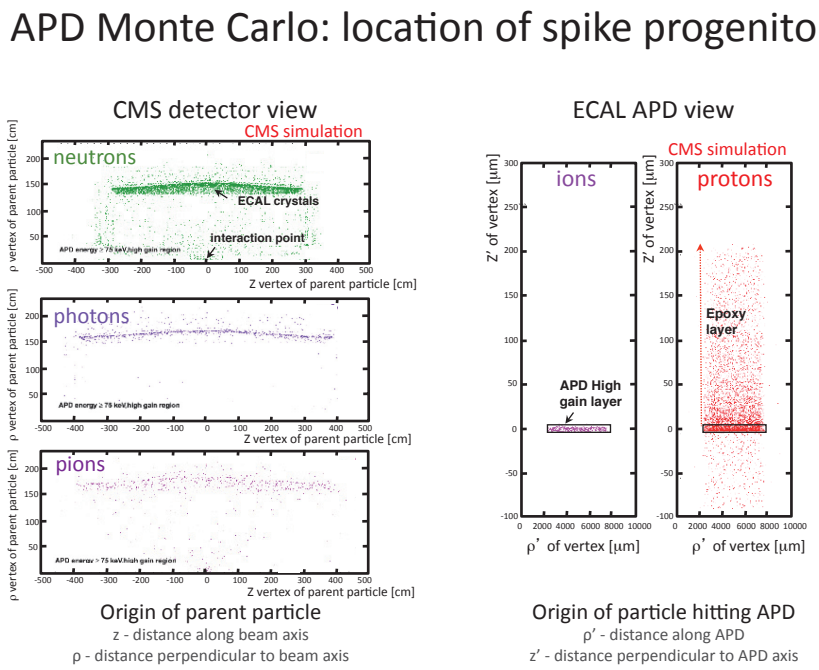
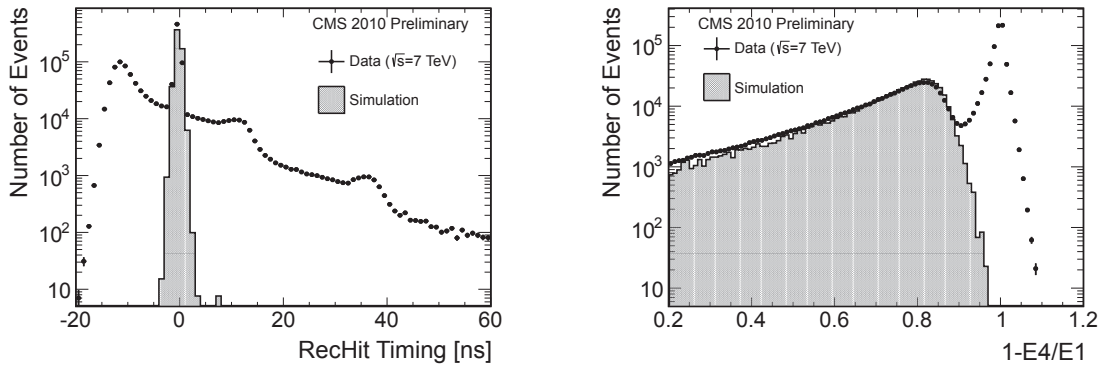


FIGURE 3.12 – Modèle détaillé de simulation de la structure des APD. Les résultats montrent qu'une importante fraction des spikes est produite par la diffusion neutron-proton dans l'enveloppe en époxy des APD, et que le proton résultant ionise directement la partie active de l'APD. Figure tirée de [63].



(a) (b)

FIGURE 3.13 – Comparaisons données - simulation du timing des énergies reconstruites (gauche) et de la variable dite Croix-Suisse (droite). La variable Croix-Suisse est définie comme l'unité moins le rapport de la somme des énergies des 4 cristaux possédant des faces contigües au cristal considéré par l'énergie du cristal. Les données contiennent des spikes contrairement à la simulation : on peut voir que ces deux variables permettent de discriminer les spikes. Figures tirées de [63].

3.4 Reconstruction de l'énergie et calibration

3.4.1 Schéma de calibration du ECAL

L'énergie d'une particule dans le ECAL peut être reconstruite à partir de l'énergie des différents cristaux [64] :

$$E_{e,\gamma} = F_{e,\gamma} \cdot \sum_{cluster\,crystals} G(GeV/ADC) \cdot S_i(T,t) \cdot c_i \cdot A_i$$

où :

- A_i est l'amplitude reconstruite en coups ADC (*rechit*) ;
- c_i est une constante d'inter-calibration permettant de prendre en compte les différentes homogénéités de réponse des chaînes de lecture des énergie des cristaux ;
- G est l'échelle d'énergie du ECAL ;
- S_i est la correction pour la perte en transparence des cristaux T en fonction du temps t ;
- F représente la correction en énergie dépendant de l'objet. Elle dépend du type de la particule, de son énergie, et de sa pseudo-rapidité η, mais elle contient également les corrections de contenance de la gerbe électromagnétique, les effets géométriques et matériels.

Les gerbes électromagnétiques se développant dans le ECAL sont réparties sur un certain nombre de cristaux adjacents. De plus pour les électrons, le rayonnement de Bremsstrahlung émis lors de leur passage dans le trajectographe est étalé en ϕ, c'est à dire que l'électron est dévié dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Il est donc nécessaire d'agréger les cristaux qui correspondent à un seul dépôt d'énergie. Ceci est réalisé par des algorithmes dédiés, dits de *clustering*, détaillés ci-après. Les algorithmes sont différents pour le tonneau et les bouchons à cause de l'arrangement différent des cristaux, mais ont tous deux pour but de grouper les cristaux correspondant à une même gerbe électromagnétique, ainsi que les cristaux proches en η mais relativement plus espacés en ϕ.

3.4.2 Algorithmes de clustering : hybrid et multi-5×5

Dans le tonneau, l'algorithme de clustering *hybrid* est utilisé [65], et traite les cristaux triés en E_T décroissant comme suit :

- si le cristal n'appartient déjà à aucun cluster, et que l'énergie du cristal est supérieure à un seuil $E_T > E_T^{hybseed}$, alors le cristal peut servir de graine à un cluster ;
- on construit un domino de 3×1 cristaux en $\eta \times \phi$ autour du cristal graine. Si on a $E_{domino} > E_{wing}$, alors on étend le domino à 5×1 cristaux symétriquement autour du cristal graine ;
- on répète l'étape précédente pour les cristaux de même η que le cristal graine tant que $\phi < \phi_{road}$, et on agrège le domino si $E_{domino} > E_{thresh}$.

Une illustration de l'algorithme peut être trouvée sur la figure 3.14, et les valeurs par défaut des différents seuils sont regroupés dans la table 3.2.

Dans les bouchons, les cristaux ne sont pas arrangés selon η/ϕ, et un autre algorithme a donc été conçu : l'algorithme multi-5×5 traite les cristaux triés en E_T décroissant comme suit :

- si le cristal n'appartient pas déjà à un cluster, et que l'énergie du cristal est supérieure à un seuil $E_T > E_T^{seed}$, alors le cristal peut servir de graine à un cluster ;
- si le cristal est un maximum local en énergie parmi ses quatre cristaux adjacents selon un motif de Croix-Suisse, construire une matrice de 5×5 cristaux autour du cristal graine, en incluant les seuls cristaux n'appartenant pas déjà à un cluster, sinon retourner à l'étape précédente ;

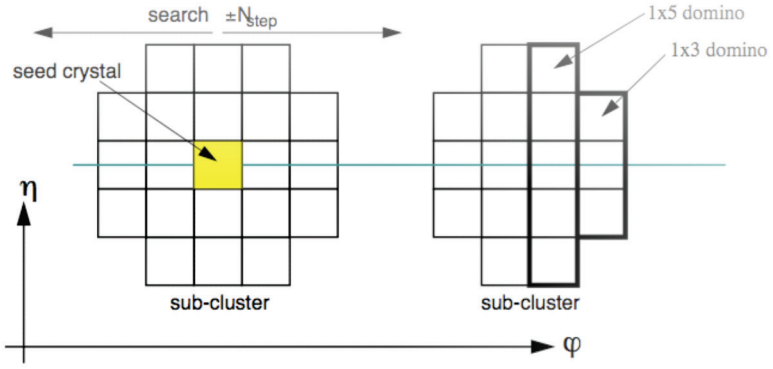


FIGURE 3.14 – Illustration du fonctionnement de l'algorithme hybrid. Figure tirée de [65].

TABLE 3.2 – Valeurs des différents seuils de l'algorithme hybrid. Table extraite de [65].

paramètre	valeur par défaut
ϕ_{road}	17 cristaux
$E_T^{hybseed}$	1 GeV
E_{wing}	0 GeV
E_{thresh}	0.1 GeV
E_{seed}	0.35 GeV

- pour permettre la récupération de l'énergie dûe au Bremsstrahlung, les 16 cristaux extérieurs peuvent servir de cristal graine à une nouvelle matrice.

L'algorithme de clustering multi-5 × 5 est illustré sur la figure 3.15.

Le *SuperClustering* consiste à agréger les clusters adjacents suffisamment proches en ϕ pour récupérer l'énergie du Bremsstrahlung dans le cas des électrons, ou l'énergie de la paire électron-positron dans le cas des photons convertis. L'énergie des supercluster ainsi récoltée est appelée énergie brute (raw) : E_{raw}^{SC}.

Dans le cas des bouchons, l'énergie des pistes du détecteur à pied de gerbe qui sont sur le trajet entre le vertex primaire et les dépôts d'énergie dans le EE est habituellement ajoutée à l'énergie du supercluster.

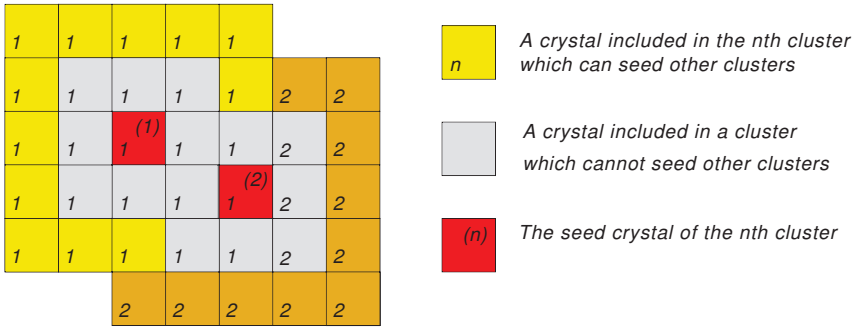


FIGURE 3.15 – Illustration de deux clusters superposés selon l'algorithme multi-5×5. Les cristaux en jaune peuvent être considérés comme graine pour d'autres clusters multi-5 × 5. Figure tirée de [65].

3.4.3 Système de surveillance de transparence : $S_i(T,t)$

Un système de laser dédié permet de mesurer de façon précise les changements de transparence des cristaux [66], de façon à pouvoir les corriger. Pour atteindre les performances désirées, le système doit mesurer les changements de la réponse individuelle des cristaux au niveau de 0.2 %, avec une mesure par cristal toutes les 20 à 30 minutes. Ces mesures sont prises durant les temps sans collisions (voir section 2.1.2.2) pendant une prise de données de physique.

Un laser bleu permet de mesurer la transparence des cristaux au pic de scintillation du tungstate de plomb ($\lambda = 440\,\text{nm}$). Des informations complémentaires, sur la stabilité du système, sont fournies par un laser infra-rouge ($\lambda = 796\,\text{nm}$) dans le tonneau, et des LED pulsées bleues ($\lambda = 455\,\text{nm}$) et oranges ($\lambda = 617\,\text{nm}$) dans les bouchons. La réponse du laser est normalisée par le signal d'une diode PN dont la stabilité et la linéarité sont surveillées.

La lumière du laser est injectée via des fibres optiques sur la face avant (resp. arrière) des cristaux du tonneau (resp. des bouchons). Les changements en lumière de scintillation S par rapport à l'état initial S_0 sont reliés aux changements en transparence R par rapport à l'état initial R_0 par :

$$\frac{S}{S_0} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\alpha}$$

où α est considéré comme constant. L'effet des radiations sur les autres éléments du système (notamment la réponse des photo-détecteurs) affectent les deux termes de l'équation et ne sont donc pas mesurés par ce laser. La valeur de α a été déterminée en faisceau tests pour le tonneau : $\alpha = 1.52$. Dans le cas des bouchons, les valeurs de α déterminées en faisceau tests ont été ré-optimisées avec les données de collisions : $\alpha = 1.16$ ou $\alpha = 1.0$ selon la méthode de croissance des cristaux.

Le changement de transparence à la fin 2011 est typiquement de $2-3$ % dans le tonneau, et atteint près de 40 % dans les bouchons à $|\eta| = 2.7$, comme présenté sur la figure 3.16. Ces corrections laser sont, pour la prise de données 2012, mise à jour chaque semaine au niveau de déclenchement L1, pour ne pas perdre en efficacité de prise de données.

Des corrections résiduelles à la transparence des cristaux sont déterminées avec les événements $W \to e\nu$, comme illustré sur la figure 3.17.

3.4.4 Inter-calibration : c_i

Trois différentes méthodes [68] sont utilisées pour l'inter-calibration de la réponse des différents canaux du ECAL : la symétrie en ϕ des événements de biais minimum, les résonances $\pi^0 \to \gamma\gamma$ et $\eta \to \gamma\gamma$, et l'utilisation des désintégrations $W \to e\nu$.

La méthode de la symétrie en ϕ utilise le fait que pour un échantillon suffisamment large d'événements de biais minimum, l'énergie transverse déposée dans le calorimètre devrait en moyenne être la même pour tous les cristaux, dans un anneau de pseudo-rapidité donné. Les événements sont sélectionnés par un chemin de déclenchement dédié, qui enregistre des événements de façon aléatoire puisque ces événements de biais minimum ne sont pas intéressants pour les analyses de physique. Seules les énergies comprises entre $\frac{250\,\text{MeV}}{\eta} < E_T < \frac{250\,\text{MeV}}{\eta} + 1\,\text{GeV}$. Cette méthode est dominée par les erreurs systématiques dues à l'inhomogénéité en ϕ intrinsèque du détecteur (inclinaison des cristaux en ϕ, structures mécaniques, espaces inter-modules, ...).

La méthode utilisant les résonances $\pi^0 \to \gamma\gamma$ et $\eta \to \gamma\gamma$ permet d'inter-calibrer les cristaux situés à différentes pseudo-rapidités. À cause des énergies relativement basses mises en jeu, des chemins de déclenchement dédiés ont été mis en place. De même, seules les énergies d'une matrice de 3×3 cristaux autour du dépôt de plus haute énergie sont utilisées comme cluster pour ces analyses. Pour éviter le double comptage, les événements passant les sélections des deux analyses

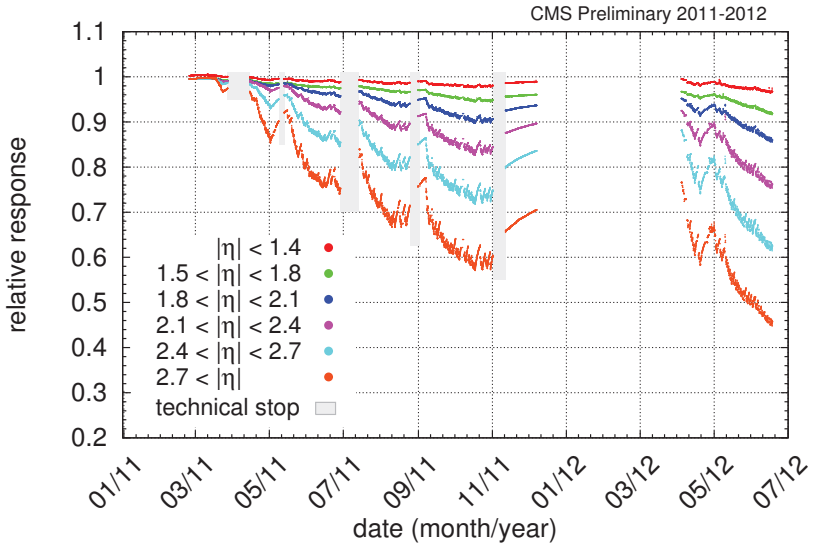


FIGURE 3.16 – Réponse relative des cristaux mesurée par le système de surveillance laser. La réponse est moyennée en η tel qu'indiquée dans la légende. Après le dernier arrêt technique du LHC en 2011, la prise de données de collisions d'ions lourds a eu lieu : le taux de radiation était faible et les cristaux n'ont pas subi de dégâts mais ont seulement récupéré. Figure tirée de [67].

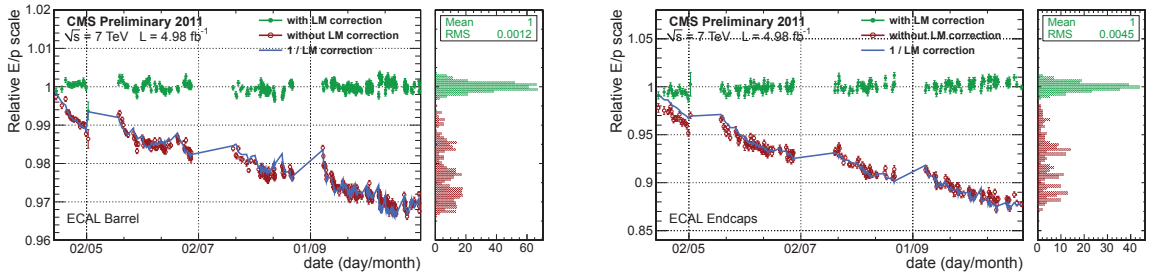


FIGURE 3.17 – Corrections résiduelles à la transparence des cristaux dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite), déterminées à partir du rapport de l'énergie déposée dans le ECAL par l'impulsion mesurée dans le trajectographe, pour les événements $W \to e\nu$. Figure tirée de [68].

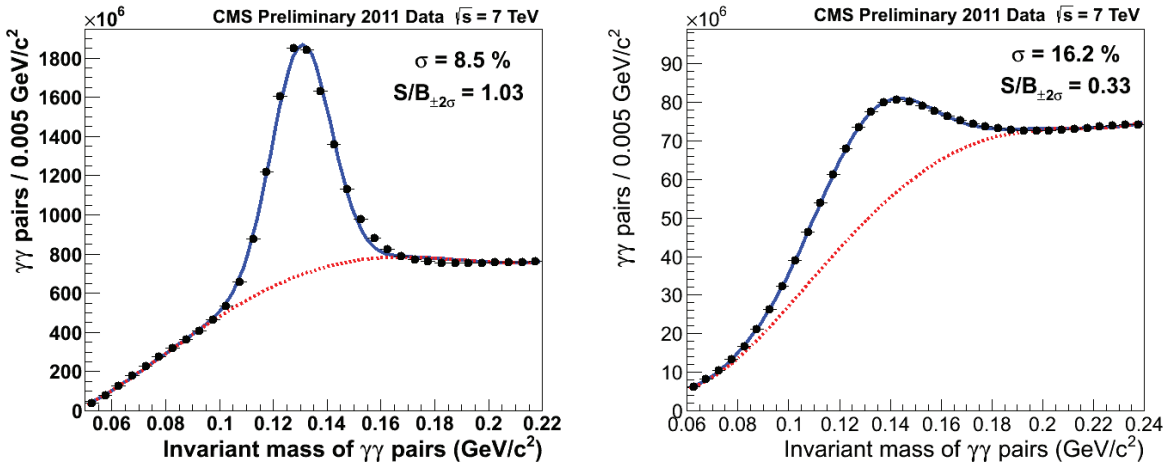


FIGURE 3.18 – Masse invariante diphoton reconstruite montrant la région de la résonance du π^0 dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite). Le signal est ajusté avec une gaussienne et le bruit de fond avec un polynôme de degré 4. Les positions centrale du pic ne correspondent pas exactement à la masse $m_{\pi^0} = 134.9766 \pm 0.0006\,\text{MeV}$ [9] à cause des effets du SRP et des fuites d'énergies en dehors du cluster utilisé pour la reconstruction de l'énergie. Figure tirée de [63].

ne sont gardés que pour une seule. Un exemple de pic de masse invariante reconstruite en présenté sur la figure 3.18.

La méthode utilisant les désintégrations $W \to e\nu$ utilise le fait que ces électrons soient isolés et de haute énergie. De part le fait que l'énergie de ces électrons (de l'ordre de plusieurs dizaine de GeV) est très important devant leur masse ($m_e \approx 511\,\text{keV}$), l'impulsion de ces électrons est égal à leur énergie. Leur impulsion étant mesurée dans le trajectographe et leur énergie dans le calorimètre, ces désintégrations permettent de calibrer le calorimètre relativement au trajectographe [3], et ce également en fonction de la pseudo-rapidité, comme illustré sur la figure 3.19. Cette méthode est souvent appelée la méthode E/p.

La précision de ces différentes méthodes est présentée sur la figure 3.20a. L'inter-calibration finale utilisée pour l'analyse des données 2011 est la combinaison des coefficients d'inter-calibration obtenus avec ces trois méthodes. La précision obtenue avec cette combinaison est présentée sur la figure 3.20b.

La nécessité et la validité des corrections à la transparence des cristaux et à leur inter-calibration peut être validée à l'aide des désintégrations $Z^0 \to ee$, comme présenté sur la figure 3.21.

3.4.5 Échelle d'énergie G

La mesure de l'échelle d'énergie est déterminée à partir des désintégrations $Z^0 \to ee$, où le pic de masse invariante est ajusté avec une convolution d'une fonction de Crystal-Ball et une Breit-Wigner. L'échelle d'énergie dans les données est alors modifiée de façon à ce que la valeur du pic ajusté de la Breit-Wigner soit, séparément pour le tonneau ou les bouchons, en accord avec la simulation. La largeur de la fonction de Crystal-Ball nous donne la résolution de la masse invariante du pic du Z^0, qui est dominée par la résolution en énergie sur les électrons. Les ajustements sont présentés sur la figure 3.22.

3. La calibration des impulsions dans le trajectographe se fait à l'aide des désintégrations $Z^0 \to ee$.

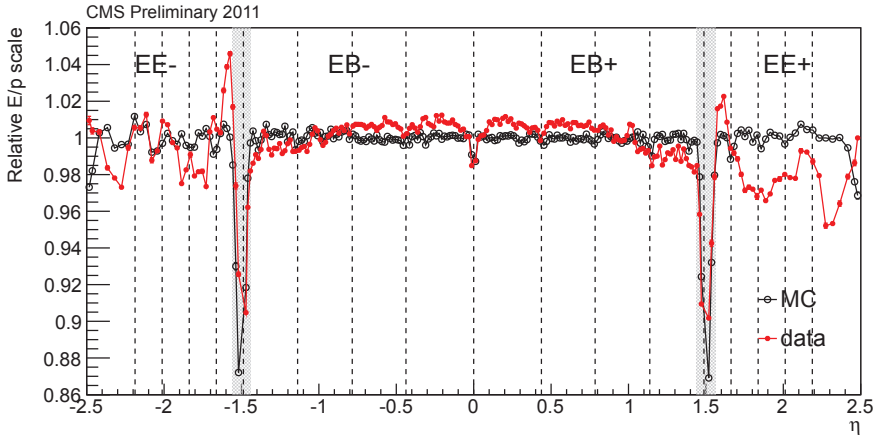
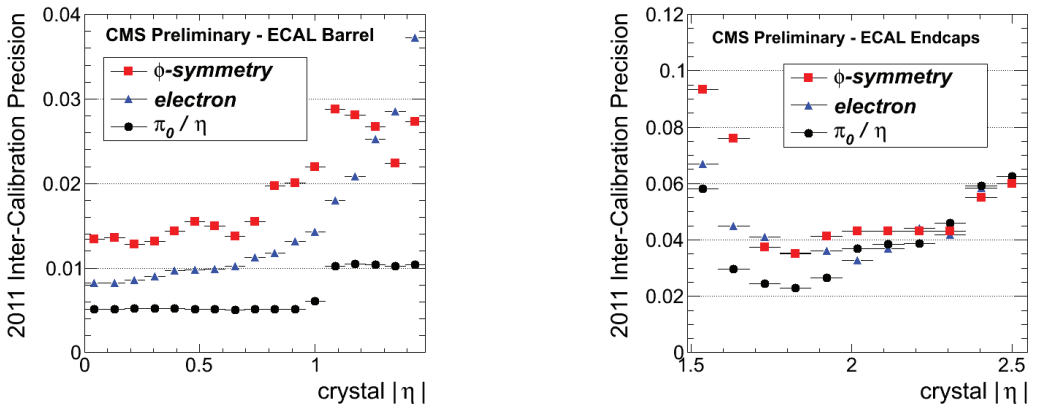
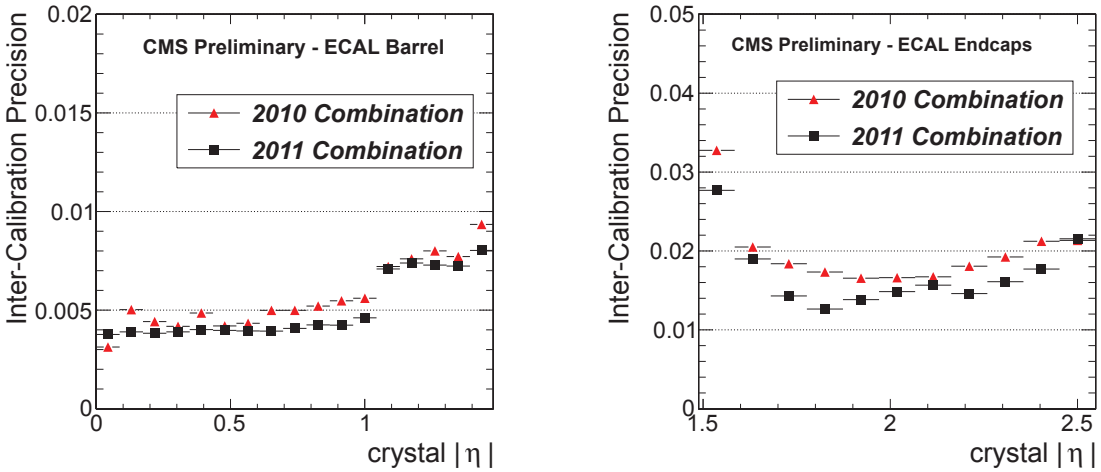


FIGURE 3.19 – Échelle relative E/p issue des désintégrations $W \to e\nu$ en fonction de la pseudo-rapidité η. Figure tirée de [68]



(a)



(b)

FIGURE 3.20 – Précision des différentes méthodes d'inter-calibration (haut, tiré de [68]) et précision de la combinaison de ces méthodes (bas, tiré de [67]), pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite).

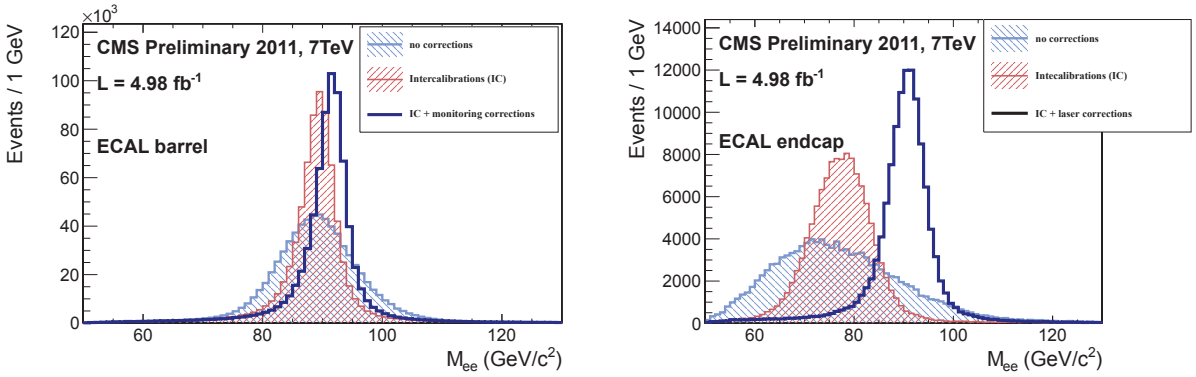


FIGURE 3.21 – Effet de l'inter-calibration et des corrections à la transparence des cristaux sur les événements de désintégrations $Z^0 \to ee$ dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite). Figure tirée de [68].

3.4.6 Corrections en énergie $F_{e,\gamma}$

L'énergie reconstruite brute des supercluster n'est pas une mesure optimisant la résolution en énergie : en effet l'interaction avec la matière devant le calorimètre, la disposition géométrique des cristaux ou encore l'énergie de gerbe dissipée dans les espaces inter-cristaux et inter-modules sont autant de sources conduisant à une dégradation de la résolution. Ces différents phénomènes conduisent à une perte d'énergie qui ne peut pas être récupérée par l'amélioration du clustering : des corrections sont nécessaires.

Trois types de corrections sont disponibles au sein de la collaboration CMS : les corrections dites *electron-tuned*, qui étaient les corrections par défaut pour les versions `CMSSW_4_X_Y` et précédentes, les corrections dites ETHZ, qui sont les corrections par défaut pour les versions `CMSSW_5_X_Y` et suivantes, et enfin les corrections dites de régression, développées spécifiquement pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ puis rendues disponibles à l'ensemble de la collaboration dans les dernières versions de CMSSW. Ces différents schémas de corrections sont mutuellement exclusifs les uns des autres. Les définitions des variables de forme du cluster utilisées dans cette partie seront présentées à la section 3.4.8.

3.4.6.1 Les corrections electron-tuned

Ces corrections [65, 69] consistent en trois fonctions de correction appliquées à l'énergie du supercluster dans le tonneau :

$$F_{e,\gamma} = C(\eta) \cdot f(\sigma_\phi/\sigma_\eta) \cdot F(E_T, \eta)$$

Deux fonctions de correction sont appliquées à l'énergie du supercluster pour les bouchons, en prenant en compte l'énergie déposée dans le détecteur à pied de gerbe :

$$F_{e,\gamma} = f(\sigma_\phi/\sigma_\eta) \cdot F(E_T(EE + ES), \eta)$$

La fonction $C(\eta)$, spécifique au tonneau de part sa géométrie, a pour but de compenser la perte d'énergie latérale dûe au fait que les faces avant des cristaux ne sont pas alignées (voir figure 3.2b).

Les photons peuvent se convertir en paires électrons positron, et les électrons peuvent émettre des photons de Bremsstrahlung dans le champ magnétique. À cause de cela, les dépôts d'énergie observés dans le ECAL vont avoir tendance à être étalé dans la direction ϕ et non en η. La largeur

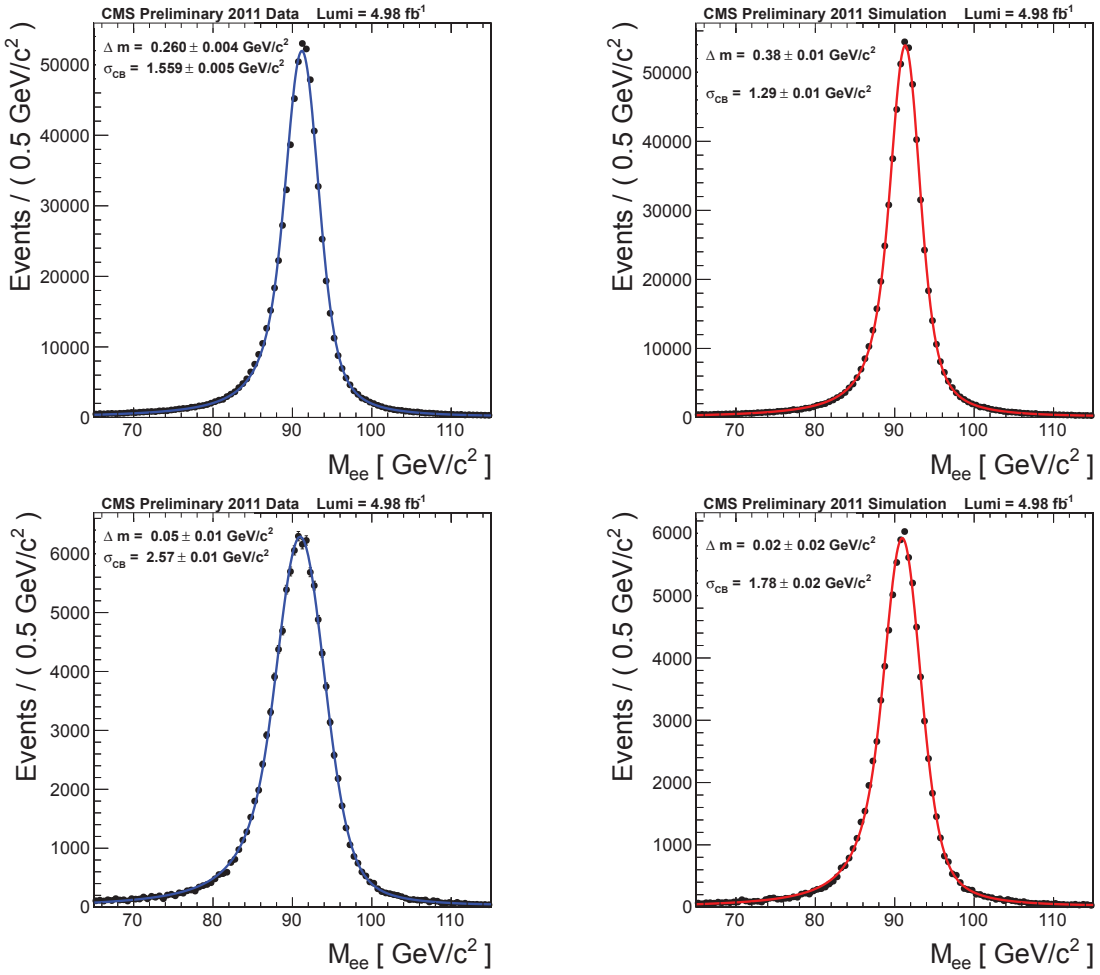


FIGURE 3.22 – Distribution de la masse invariante diélectron pour les événements $Z^0 \to ee$ sélectionnés ajustée avec une convolution entre une fonction de Crystal-Ball et une fonction de Breit-Wigner, pour le tonneau (haut) et les bouchons (bas), dans les données (gauche) et la simulation (droite). Δm est la différence en GeV entre la moyenne de la fonction de Crystal Ball et la masse du boson Z^0, et σ_{CB} est la largeur de la fonction de Crystal-Ball. La moyenne et la largeur de la fonction de Breit-Wigner sont fixées aux paramètres réportés dans [9]. Figure tirée de [68].

du supercluster qui décrit la taille naturelle de la gerbe est donc la largeur selon la direction η : σ_η. La normalisation de la largeur du supercluster en ϕ (σ_ϕ) par la largeur du supercluster selon η permet donc de quantifier dans quelle mesure l'objet (électron ou photon) ayant déposé son énergie dans le calorimètre a interagi avec le matériel devant le ECAL, ce qui permet de corriger les pertes d'énergie dues à ces interactions : par la fonction $f(\sigma_\phi/\sigma_\eta)$. La variable σ_ϕ/σ_η, aussi appelée *brem*, qui quantifie l'étalement latéral de la gerbe est définie comme suit :

$$brem = \frac{\sigma_\phi}{\sigma_\eta} = \frac{\sum_{crystals} \sqrt{\frac{E_{crystal}}{E_{SC}} \left(\phi_{crystal} - \phi_{SC}\right)^2}}{\sum_{crystals} \sqrt{\frac{E_{crystal}}{E_{SC}} \left(\eta_{crystal} - \eta_{SC}\right)^2}}$$

Enfin, la fonction $f(E_T, \eta)$ a pour but les corrections résiduelles subsistantes, notamment dûes à la distribution non linéaire de la matière selon η (voir figure 2.14) et à la dépendance en énergie.

Ces trois fonctions de corrections ont été déterminées de façon consécutive à partir de la simulation d'événements diélectron, en effectuant l'ajustement de la variable E_{RECO}/E_{MC} par une fonction de Crystal-Ball. Ces fonctions paramétrisent la valeur moyenne de cet ajustement de façon à la rendre égale à 1. On peut noter que la correction géométrique $C(\eta)$ est en très bon accord avec les données prises en faisceau test avant l'installation du ECAL.

Plusieurs points de ce schéma de correction peuvent appeler à la critique :

- ces corrections ont été déterminées dans la simulation avant le début de la prise de données. La connaissance du détecteur et notamment du budget matériel a évoluée avec la prise de données de collisions ;
- ces corrections ont été déterminées à partir d'une simulation d'électrons, et négligent donc le fait que les photons interagissent différemment avec la matière ;
- l'étalement latéral de la gerbe, quantifié par σ_ϕ/σ_η présente une dépendance en fonction du budget matériel qui n'est pas explicite ici.

3.4.6.2 Les corrections ETHZ

Les corrections ETHZ (déterminées par l'équipe de l'institut ETH Zürich) proposent une autre factorisation des corrections [70]. La correction standard est de la forme :

$$F_{e,\gamma} = f(\sigma_\phi/\sigma_\eta) \cdot F(E_T, \eta)$$

mais cette formulation ne tient pas en compte de la corrélation entre σ_ϕ/σ_η et η : la largeur de la gerbe dépend du budget matériel qui dépend de la pseudo rapidité. La nouvelle factorisation proposée est la suivante :

$$F_{e,\gamma} = f(\sigma_\phi/\sigma_\eta, \eta) \cdot F(E_T)$$

Ces corrections sont déterminées séparément à partir d'échantillons de simulation diphoton et diélectron pour les photons et les électrons respectivement, avec une distribution plate en η, ϕ, et E_T ($2\,\text{GeV} < E_T < 250\,\text{GeV}$) et une version plus à jour de la simulation du budget matériel. Cette correction présente un meilleur comportement selon η, ϕ, et E_T.

3.4.6.3 Les corrections de régression

Une technique de régression multivariée, basée sur des arbres de décision boostés, est entraînée sur un échantillon de photons simulés. De nombreuses variables d'entrée, détaillées dans la table 3.3, sont utilisées dans le cadre des analyses des données 2011, et de légères modifications ont été apportées dans le cadre de l'analyse des données 2012. Cette technique de régression permet de corriger les imperfections résiduelles des corrections appliquées aux objets RECO. Dans les

TABLE 3.3 – Liste des différentes variables d'entrées de l'arbre de décision boosté de régression de recalcul de l'énergie des photons, provenant de [71, 72]. BC est l'abréviation de *Basic Cluster* et SC l'abréviation de *Super Cluster*. Les variables de forme du cluster sont décrites à la section 3.4.8. La variable ρ a été définie à la section 2.3.4.

Analyse	2011	2012
Échantillon	`42X` simulation @ 7 TeV	`52X` simulation @ 8 TeV
SuperCluster	E_{raw}, η_{SC}, ϕ_{SC},	pas de changement
	R_9, $E_{5\times5}/E_{raw}$, η-width, ϕ-width	
BasicCluster	EB : variables détaillées de forme du cluster et coordonnées locales pour les deux premiers et les deux derniers BC	EB & EE : variables détaillées de forme du cluster EB : coordonnées locales pour le BC graine
HCAL	EB : cône en H/E	Tour de H/E
Preshower	inclus dans l'énergie raw	inclus dans l'énergie raw , E_{PS}/E_{raw}
Pileup	Nombre de vertex	Nombre de vertex, ρ

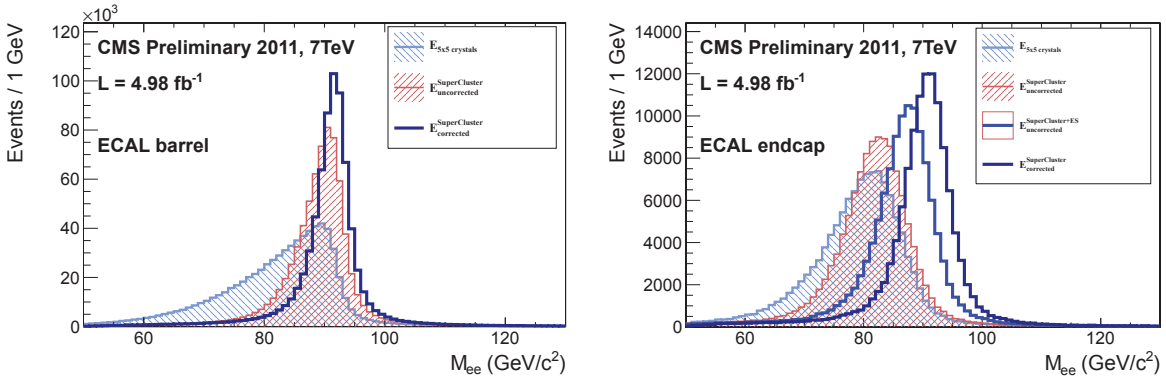


FIGURE 3.23 – Illustration de la performance de l'algorithme de correction de l'énergie par régression sur les événements $Z^0 \to e^+e^-$, tiré de [68].

améliorations portées pour l'analyse des données 2012, la stabilité de la régression par rapport à l'empilement a été vérifiée.

La performance de cette régression a été étudiée sur les événements de désintégration $Z^0 \to e^+e^-$ [68], comme illustré sur la figure 3.23.

On peut remarquer ici qu'une étude de l'échelle d'énergie dans le cas ou les photons sont corrigés par cette régression est présentée à la section 4.6.3.4.

3.4.7 Résolution en énergie du ECAL

La résolution du ECAL a été mesurée dans les faisceaux-test d'électrons et paramétrisée comme suit [41] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.8\,\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{12\,\%}{E(GeV)} \oplus 0.3\,\%$$

Les trois composantes correspondent respectivement à la composante stochastique (S), à la composante de bruit électronique et expérimental (N) et au terme constant (C).

La composante stochastique est due aux fluctuations de la dispersion latérale de la gerbe événement par événement, à la contribution photo-statistique (2.1 %), et aux fluctuations de la quantité d'énergie déposée dans l'absorbeur du détecteur à pied de gerbe le cas échéant. Les

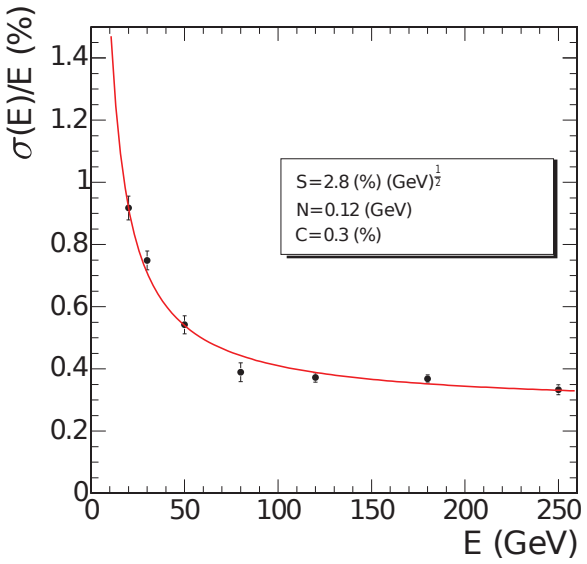


FIGURE 3.24 – Résolution en énergie $\sigma(E)/E$ en fonction de l'énergie des électrons, déterminée en faisceau test. L'énergie a été mesurée dans une matrice de 3×3 cristaux pour des électrons dont le point d'impact est le cristal central. Les points correspondent aux événements pris en contraignant le faisceau à une région de $4 \times 4\,\mathrm{mm}^2$. Figure tirée de [41].

fluctuations statistiques de la dispersion latérale de gerbe sont de l'ordre de 1.5 % (resp. 2 %) si l'énergie est reconstruite dans une matrice de 5×5 (resp. 3×3) cristaux.

La composante de bruit électronique et expérimental est dûe au bruit provenant de l'électronique, au bruit provenant de la digitalisation et au bruit dû à l'empilement des événements.

Le terme constant comprend les contributions de la non-uniformité de la récupération longitudinale de lumière, les erreurs d'inter-calibration, et les fuites en énergie à l'arrière du cristal. Les effets de non-uniformité longitudinale sont compensés dans le tonneau par le dépolissage d'une face du cristal, et cette composante est ainsi contrainte à être < 0.3 %. Les fuites d'énergies à l'arrière du cristal sont considérées comme négligeables : aucune queue de distribution n'a été observée en faisceau test pour des électrons jusqu'à des énergies de 280 GeV.

Une fois le calorimètre conçu, fabriqué et installé, le seul terme possiblement améliorable dans les différentes contributions à la résolution en énergie est donc la contribution de la calibration au terme constant. La résolution déterminée en faisceau test est présentée sur la figure 3.24. On peut voir à partir de cette figure que pour des photons d'énergie d'environ 100 GeV (c'est à dire la gamme d'énergie des photons provenant des désintégrations $H \to \gamma\gamma$), la résolution en énergie est dominée par le terme constant. Il a été discuté précédemment qu'une fois le calorimètre installé, la contribution de la calibration pour minimiser ce terme est déterminante.

La mesure de cette résolution en énergie est déterminée à partir des désintégrations $Z^0 \to ee$, de façon simultanée avec l'échelle d'énergie, comme abordé à la section 3.4.5. Les ajustements du pic de masse invariante sont présentés sur la figure 3.22, et permettent de corriger la simulation pour que la description de la résolution corresponde aux observations dans les données.

3.4.8 Variables de forme du cluster

Différentes variables de forme du cluster permettent de caractériser la forme et la taille des dépôts dans le ECAL.

La variable R_9 quantifie la largeur latérale d'une gerbe électromagnétique et est largement

utilisée au sein de la collaboration CMS comme outil pour distinguer les photons convertis et non-convertis. Elle est définie par :

$$R_9 = \frac{E^{3\times3}}{E^{SuperCluster}}$$

La variable $\sigma_{i\eta i\eta}$ est la composante $\eta - \eta$ de la matrice de covariance $\eta - \phi$, qui fournit une expression pour la largeur en η du supercluster. Elle est définie par [73] :

$$\sigma^2_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_i^{5\times5} w_i \left(i\eta_i - i\eta_{seed}\right)^2}{\sum_i^{5\times5} w_i}, \text{ avec } w_i = \max\left(0, 4.7 + \ln\left(\frac{E_i}{E_{5\times5}}\right)\right)$$

E_i et $i\eta_i$ sont l'énergie et l'index en η du $i^{\text{ème}}$ cristal dans une matrice de 5×5 cristaux autour du cristal graine (dont l'index en η est $i\eta_{seed}$). On peut définir de façon similaire les variables :

- $\sigma_{i\phi i\phi}$, en considérant les index $i\phi$ au lieu des index $i\eta$;
- $\sigma_{\eta\eta}$ (resp. $\sigma_{\phi\phi}$), en considérant les coordonnées η (resp. ϕ) au lieu des index $i\eta$;
- σ_{RR} , en considérant les coordonnées R dans le détecteur à pied de gerbe au lieu des index $i\eta$;
- $\sigma_{i\eta i\phi}$ (resp. $\sigma_{i\phi i\eta}$, $\sigma_{\eta\phi}$, $\sigma_{\phi\eta}$) en considérant le produit $(i\eta - i\phi_{seed}) \times (i\phi - i\eta_{seed})$ au lieu de $\left(i\eta_i - i\eta_{seed}\right)^2$.

On peut alors définir la matrice de covariance :

$$\begin{pmatrix} \sigma^2_{\eta\eta} & \sigma^2_{\eta\phi} \\ \sigma^2_{\phi\eta} & \sigma^2_{\phi\phi} \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de cette matrice sont :

$$\lambda^{\pm} = \frac{\sigma^2_{\eta\eta} + \sigma^2_{\phi\phi} \pm \sqrt{\left(\sigma^2_{\eta\eta} - \sigma^2_{\phi\phi}\right) + 4\sigma^2_{\eta\phi}}}{2}$$

Si l'on représente le supercluster comme une ellipse dans le plan $\eta - \phi$, les deux valeurs propres peuvent être vues comme l'axe majeur et l'axe mineur de cette ellipse.

On peut alors définir $lambdaRatio = \frac{\lambda^+}{\lambda^-}$ comme le rapport de ces deux valeurs propres, $ratioSeed = \frac{\lambda^-}{\sigma_{\eta\eta}}$ qui est sensible à l'orientation du supercluster.

Enfin la variable η-width $= \sigma_\eta$ (resp. ϕ-width $= \sigma_\phi$) est définie par :

$$\eta\text{-width} = \sigma_\eta = \sqrt{\sum_{i \in supercluster} \frac{E_i}{E_{SC}} \left(\eta_i - \eta_{SC}\right)^2}$$

La variable $brem$, introduite précédemment est définie par $brem = \frac{\sigma_\phi}{\sigma_\eta}$.

D'autres variables de forme du cluster sont disponibles à l'usage de la collaboration, et sont définies dans [74].

3.5 L'objet photon

3.5.1 Reconstruction

Tout supercluster dont l'énergie transverse est supérieure à 10 GeV est automatiquement promu au rang d'objet photon. Le photon voit alors son quadrivecteur modifié comme suit :

- les corrections en énergies spécifiques au photon sont appliquées ;

- la pseudo-rapidité du photon est modifiée pour prendre en compte que le photon provient du vertex d'interaction et non pas de l'origine géométrique du détecteur ;
- diverses grandeurs sont construites à partir de cet objet, notamment la reconstruction des traces de conversion associées au photon le cas échéant, la construction des différentes sommes d'isolation, l'éventuelle présence de coups associés dans le détecteur à pixels, et le lien avec les grandeurs associés au supercluster correspondant.

De plus, il a été prouvé sur des échantillons de simulation que la résolution en énergie des photons, s'il ne s'est pas converti, est meilleure si l'énergie considérée est celle d'une matrice de 5×5 cristaux plutôt que l'énergie du supercluster corrigée. La variable R_9, définie précédemment, est couramment utilisée pour déterminée si le photon s'est converti ou non.

Si le photon reconstruit est dans les bouchons (resp. dans le tonneau), alors son énergie est celle d'une matrice de 5×5 cristaux (resp. corrigée par la correction géométrique $C(\eta)$) pourvu que la variable R_9 soit supérieure à 0.95 (resp. 0.94). Si la variable R_9 est inférieure à ce seuil, alors l'énergie du supercluster corrigé (plus l'énergie du preshower dans le cas des bouchons) est prise comme énergie du photon. Cela définit naturellement 4 catégories de photons :

- photon dans le tonneau et $R_9 > 0.94$;
- photon dans le tonneau et $R_9 < 0.94$;
- photon dans les bouchons et $R_9 > 0.95$;
- photon dans les bouchons et $R_9 < 0.95$.

3.5.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie a été mesurée par l'équipe de Caltech à l'aide des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu\gamma$, en ajustant la distribution du pic de masse invariante $m_{\mu\mu\gamma}$ dans la simulation avec une estimation par noyau [75]. Cette fonction est paramétrisée dans la simulation pour extraire l'échelle d'énergie et la résolution. Cette fonction est ensuite ajustée aux données par maximum de vraisemblance, et permet d'extraire une mesure de la résolution des photons (figure 3.25).

3.5.3 Sommes d'isolation

Différentes sommes d'isolation peuvent être définies autour de l'objet photon, en utilisant la distance ΔR (définie à la section 2.2.1) :

- l'isolation ECAL est définie comme la somme des E_T des cristaux dans un anneau de $0.06 < \Delta R < 0.4$ autour de l'objet photon, en excluant une bande en ϕ de 3 cristaux de largeur (pour ne pas éliminer d'éventuels photons convertis) ;
- l'isolation HCAL est définie comme la somme des E_T des tours du HCAL dans un anneau de $0.15 < \Delta R < 0.4$ autour de l'objet photon ;
- l'isolation trajectographe est définie comme la somme scalaire de p_T des traces provenant du vertex d'interaction primaire dans un anneau de $0.04 < \Delta R < 0.4$ autour de l'objet photon ;
- les mêmes cônes peuvent également être définis avec un rayon extérieur de $\Delta R = 0.3$ ou $\Delta R = 0.5$;
- l'isolation relative HCAL / ECAL, notée H/E est définie comme le rapport des E_T des tours du HCAL dans un cône de $\Delta R < 0.15$ autour de l'objet photon par l'énergie transverse du photon.

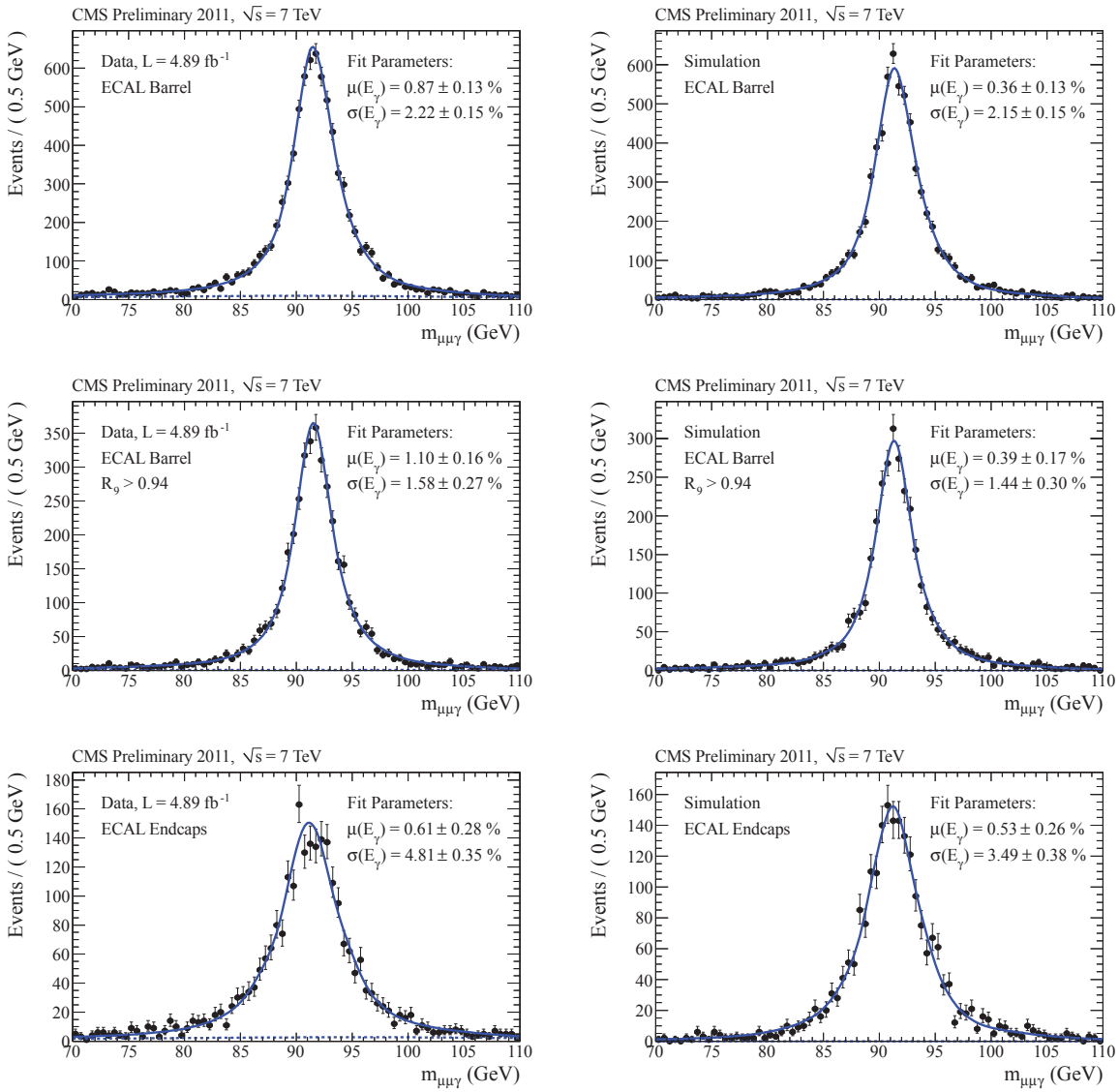


FIGURE 3.25 – Mesure de l'échelle d'énergie et de la résolution des photons à partir des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ pour le tonneau (haut), le tonneau pour les photons avec $R_9 > 0.94$ (milieu) et les bouchons (bas) dans les données (gauche) et la simulation (droite). Figure tirée de [68].

Chapitre 4

Désintégrations radiatives du boson Z^0

Sommaire

4.1 Introduction 104
4.2 Le phénomène de Bremsstrahlung 104
4.3 Sélections 105
4.3.1 Échantillons utilisés 105
4.3.1.1 Données 105
4.3.1.2 Simulation Monte-Carlo 105
4.3.2 Sélection des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ 107
4.3.2.1 Description des bruits de fond 107
4.3.2.2 Stratégie de sélection 108
4.3.2.3 Nombre d'événements, pureté 109
4.3.3 Sélection des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$ 115
4.4 Validation de la simulation des photons 115
4.5 Échelle d'énergie des photons : définitions et estimateurs 121
4.5.1 Échelle d'énergie exacte à partir de l'information partonique : s_{TRUE} . . 121
4.5.2 Échelle d'énergie mesurée à partir de l'information reconstruite : construction de l'estimateur s_{RECO} 122
4.5.2.1 Expression exacte 122
4.5.2.2 Directions des muons et du photon 123
4.5.2.3 Perfection de la reconstruction des muons 125
4.5.2.4 Estimateur pour $m^{GEN}_{\mu\mu\gamma}$ 125
4.6 Échelle d'énergie des photons : méthodes de mesure 131
4.6.1 Méthode par minimum de vraisemblance 131
4.6.2 Méthode par ajustement de la corrélation avec l'énergie corrigée 133
4.6.3 Méthode de mesure par ajustement direct 133
4.6.3.1 Résultats : données 2010 134
4.6.3.2 Outils de crédibilité de l'ajustement 134
4.6.3.3 Choix de la fonction et de la plage d'ajustement 136
4.6.3.4 Résultats : données 2011 avec la reconstruction du 16 janvier . 138
4.6.3.5 Incertitudes systématiques : échelle d'impulsion des muons . . 138
4.6.3.6 Incertitudes systématiques : acceptance de la sélection 141
4.6.3.7 Incertitudes systématiques : stabilité de la plage d'ajustement 141
4.7 Fermeture : facteur de correction 141
4.8 Conclusion 146

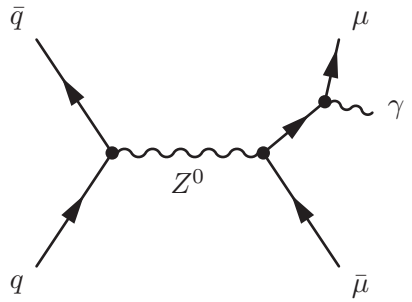


FIGURE 4.1 – Diagramme de Feynman d'une désintégration radiative $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

4.1 Introduction

Il est crucial d'obtenir une performance optimale du calorimètre électromagnétique de CMS, présenté au chapitre précédent. En particulier la qualité de la calibration des photons et la connaissance de l'échelle d'énergie des photons sont indispensables pour de nombreuses analyses de physique, notamment pour les recherches du boson de Higgs du Modèle Standard se désintégrant en deux photons (présentées au chapitre suivant).

Le principal canal de calibration du ECAL pour des énergies importantes est constitué des désintégrations $Z^0 \to e^+e^-$, mais le comportement des électrons et des photons dans le calorimètre n'étant pas identique, l'utilisation d'un canal complémentaire, dédié à la calibration des photons, est fortement souhaitable (voir section 3.4).

Ce chapitre présente l'étude des désintégrations du boson Z^0 en une paire de muons, où l'un des muons émet un photon de Bremsstrahlung, comme illustré sur la figure 4.1. Les expériences du LEP ont pu mesurer avec une grande précision la masse du boson Z^0, et l'expérience CMS mesure les muons avec une bonne précision. Dans le cadre de cette désintégration à trois corps, les caractéristiques du photon sont donc déterminées à partir de la cinématique du reste de l'événement. De plus, cette désintégration est purement électrofaible, et conduit donc à un signal très clair en milieu hadronique. Enfin, le choix d'un boson Z^0 se désintégrant en une paire de muons permet que le photon soit le seul objet dans le calorimètre électromagnétique. Ces désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ permettent donc la sélection d'un échantillon non biaisé de photons de haute pureté et de relativement haute impulsion transverse.

La pureté de l'échantillon sélectionné permet une validation dédiée de la simulation des photons, et l'utilisation des contraintes cinématiques sur la connaissance du boson Z^0 et la précision de la mesure sur l'impulsion des muons permet l'utilisation de ce canal comme un outil complémentaire de calibration et de mesure d'efficacité.

La mesure de l'échelle d'énergie des photons est réalisée dans les données 2010 et dans les données 2011. Les incertitudes statistiques et systématiques sont présentées.

4.2 Le phénomène de Bremsstrahlung

Le phénomène de Bremsstrahlung, mot allemand signifiant *rayonnement de freinage*, est dû au changement de direction d'une particule chargée dans un champ magnétique. À cause de la conservation de la quadri-impulsion, ce changement de direction ne peut se faire 1) qu'à proximité d'une autre particule chargée 2) en émettant un photon. Ce phénomène est bien connu pour des électrons [9] et permet, entre autres, le développement de gerbes électromagnétiques (voir section 3.1.2). En revanche, pour l'interaction de muons d'énergies inférieure au TeV avec la matière du détecteur au sein du champ magnétique de CMS, seuls des photons d'énergie inférieure au GeV sont émis.

Le phénomène de Bremsstrahlung qui nous intéresse ici est le Bremsstrahlung dit *interne*,

c'est à dire la radiation émise par le muon prenant place au moment de l'interaction QED, par opposition au Bremsstrahlung dit *externe*, décrit ci-dessus, décrivant l'interaction du muon avec la matière du détecteur. Le photon est donc dans notre cas émis au point d'interaction. Ce phénomène fut mis en évidence par la collaboration DELPHI [76]. Les corrections radiatives de QED sont depuis appliquées routinièrement et ce phénomène est désormais bien compris et simulé. Les premières études préliminaires au sein de CMS à 14 TeV [77, 42] et à 10 TeV [78] ont montré que la quantité de ces événements produite au LHC permet de considérer ce canal pour la calibration des photons de relativement haute énergie.

4.3 Sélections

Dans cette section sont présentés les échantillons utilisés (section 4.3.1), ainsi que les critères utilisés pour sélectionner les désintégrations radiatives (section 4.3.2) et les désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$ (section 4.3.3).

4.3.1 Échantillons utilisés

4.3.1.1 Données

Les échantillons de données analysés correspondent à l'entièreté des données de collisions proton-proton délivrées par le LHC à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, enregistrées par CMS et satisfaisant les critères de qualité des données. La luminosité intégrée de ces échantillons est de 35.91 pb^{-1} pour les données 2010 et 4.978 fb^{-1} pour les données 2011.

Les échantillons primaires (voir la section 2.2.7.3) `Mu` et `DoubleMu` ont été utilisés, respectivement pour l'analyse des données 2010 et 2011, respectivement reconstruits en utilisant les versions `CMSSW_3_9_7` et `CMSSW_4_2_8` de la reconstruction de CMS, et sont résumés dans la table 4.1.

4.3.1.2 Simulation Monte-Carlo

Les événements de simulations proviennent des productions centralisées au sein de CMS `Winter10` pour l'analyse des données 2010 et `Fall11` pour l'analyse des données 2011. Dans le cas `Winter10`, les conditions d'empilement ont été simulées de façon à reproduire les conditions des données 2010. Pour la production `Fall11`, les conditions d'empilement permettent de couvrir les conditions d'empilement de 2011 et leur évolution, en particulier le scénario d'empilement prend en compte les collisions multiples se produisant lors du croisement de paquet, mais également les collisions se produisant ±50ns avant ou après le croisement de paquet. Chaque échantillon de simulation 2011 a été repondéré pour prendre en compte la distribution de l'empilement observé dans les données, en utilisant la procédure décrite précédemment à la section 2.3.2.6. Les sommes d'isolation utilisées plus loin dans cette analyse n'ont pas été corrigées des effets de l'empilement.

On définit notre signal constitué d'événements de radiation dans l'état final ('FSR', pour Final State Radiation) par les coupures présentées dans la table 4.2 appliquées au niveau partonique.

On considère comme bruit de fond les processus suivants :

- les événements FSR ne passant pas les coupures de définition du signal ;
- les événements de radiation à l'état initial ('ISR', pour Initial State Radiation), représentés sur la figure 4.2 ;
- les événements Drell-Yan non radiatifs ;
- les événements $t\bar{t}$+ jets ;
- les événements $W^{\pm}$+ jets ;
- les événements de QCD ayant des muons.

TABLE 4.1 – Échantillons utilisés dans l'analyse 2010 (a) et 2011 dans le cadre de deux scenarii de calibration (b) et (c).

(a) échantillons 2010

Sample	Run range	$\int Ldt$ (pb^{-1})	Dataset
Run2010A	136033 – 144114	3.18	`/Mu/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO`
Run2010B	146428 – 149442	32.73	`/Mu/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO`

(b) échantillons 2011

Sample	Run range	Mean pile-up	$\int L$ (pb^{-1})	Analyzed events
Run2011A-ZMu-May10ReReco-v1	160329-160329	5.281	215.552	153 792
Run2011A-ZMu-PromptSkim-v4	165071-165071	5.265	951.716	613 301
Run2011A-ZMu-05Aug2011-v1	170053-170053	6.044	389.876	274 495
Run2011A-ZMu-03Oct2011-v1	172620-175770	6.336	706.719	492 681
Run2011B-ZMu-PromptSkim-v1	175832-180296	9.465	2 714	1 864 608

(c) échantillons 2011 ; calibration du 16 janvier

Sample	Run range	Mean pile-up	$\int L$ (fb^{-1})	Analyzed events
Run2011A-16Jan2012-v1	160329-175770	5.703	2.221	33 859 922
Run2011B-16Jan2012-v1	175832-180296	9.471	2.714	22 136 047

TABLE 4.2 – Coupures générateur définissant le signal de désintégration radiative du boson Z^0.

Set	Description	Quantity	Cut
FSR	FSR decay chain	$Z^0 \to \mu^+\mu^-$ && $\mu \to \mu + \gamma$	true
	Photon acceptance	$\lvert\eta^\gamma\rvert$	< 3.0
	Photon transverse energy	E_T^γ	> 8.0 GeV
	Muon acceptance	$\lvert\eta^\mu\rvert$	< 3.0
	Muon transverse momentum	p_T^μ	> 8.0 GeV
non-FSR	-	!FSR	true

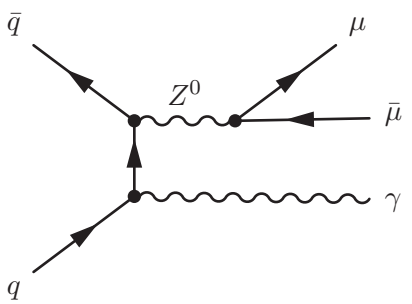


FIGURE 4.2 – Diagramme de Feynman d'une désintégration non radiative $Z^0 \to \mu\mu$, accompagnée d'une radiation à l'état initial.

TABLE 4.3 – Échantillons de simulation utilisés pour l'analyse 2010 (a) et 2011 (b).

(a) Analyse 2010

Process	Sample	Generator	σ pb^{-1}	# events
DY $\to \mu\mu$	`DYToMuMu_M-20_CT10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia`	POWHEG	1614.0	1.959 M
$t\bar{t}$+ Jets	`TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola`	MADGRAPH	121.0	1.166 M
$W^{\pm}$+ Jets	`WJetsToLNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola`	MADGRAPH	31 314.0	15.168 M
QCD $> 1\mu$	`QCD_Pt-20_MuEnrichedPt-15_TuneZ2_7TeV-pythia6`	PYTHIA	84 679.30	29.505 M

(b) Analyse 2011

Process	MC Sample	Generator	# events	σ (pb)	$\int L$ (fb^{-1})
$DY \to \mu^+\mu^-$	`DYToMuMu_M20_CT-10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia`	POWHEG	29 743 564	1626.0	18.3
$t\bar{t}$+ jets	`TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola`	MadGraph	3 701 947	94.76	39.1
$W^{\pm}$+ jets	`WJetsToLNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola`	MadGraph	81 345 381	27 770	2.9

Les échantillons de simulation du signal et de bruit de fond utilisés sont présentés dans la table 4.3. Une description plus détaillée du bruit de fond sera faite à la section 4.3.2.1.

4.3.2 Sélection des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$

4.3.2.1 Description des bruits de fond

On cherche ici à sélectionner les désintégrations du boson Z^0 en une paire de muons, avec une radiation dans l'état final comme représenté sur la figure 4.1. Il existe plusieurs processus du Modèle Standard qui peuvent imiter cette signature à l'état final, et les échantillons de simulation correspondants sont résumés dans la table 4.3 :

- on peut observer une désintégration du boson Z^0 en une paire de muons, et un photon est produit au sein d'un autre vertex d'interaction (empilement) ;
- on peut observer une désintégration du boson Z^0 en une paire de muons, et un photon provient d'une radiation d'un quark à l'état initial (ISR), comme représenté sur la figure 4.2. Cette contribution, la contribution précédente ainsi que les désintégrations non- ou peu radiatives sont étiquetées comme désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$ 'non-FSR' (cf. table 4.2). Elles sont simulées dans l'échantillon `DYToMuMu`, qui est également l'échantillon du signal. La cinématique de ces événements, très différente de celle du signal, permet une bonne discrimination de ce bruit de fond, comme illustré sur la figure 4.3 ;
- on peut avoir un muon provenant de la désintégration d'un boson $W^{\pm}$, qui émet un photon de radiation. Comme il y a en général des jets de recul dans ces événements, il peut y avoir production d'un second muon dans ces jets. Ces événements sont simulés dans l'échantillon `WJetsToLNu` ;
- on peut avoir la production de deux muons lors de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$, où l'un des deux muons émet un photon de radiation. Ces événements sont simulés dans l'échantillon `TTJets` ;
- on peut avoir la production aléatoire de jets contenant des muons et des photons dans des événements de QCD. Ces événements sont simulées dans l'échantillon `QCD-MuEnriched` ;
- on peut avoir la production d'un photon dur avec des jets de recul, où les muons proviennent de façon aléatoire de ces jets de QCD. Ces événements sont simulés dans les échantillons γ+ jets.

On peut noter pour ces deux derniers bruits de fond que seul le bruit de fond QCD est considéré pour l'analyse 2010 et qu'aucun n'est considéré pour l'analyse 2011 (cf. table 4.3), bien

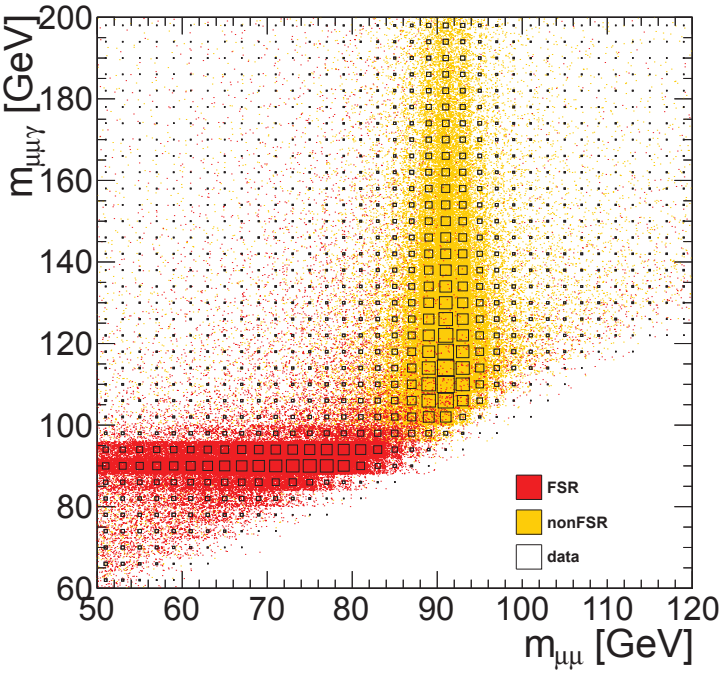


FIGURE 4.3 – Distribution de la masse invariante $m_{\mu\mu\gamma}$ en fonction de la masse invariante dimuon, pour des événements de désintégration du boson Z^0, pour des collisions à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$. On peut distinguer la contribution FSR à $m_{\mu\mu\gamma} \sim m_{Z^0}$ et la contribution ISR à $m_{\mu\mu} \sim m_{Z^0}$.

que leur section efficace de production soit très importante par rapport à la section efficace de notre signal. En effet, des critères d'écrémage (décrits à la section suivante) sont appliqués sur les données et émulés dans la simulation pour réduire le nombre d'événements à traiter. Il a été vérifié sur des événements de simulation de QCD et $\gamma+$ jets que l'application de ces critères très lâches de sélection supprime la quasi totalité de la statistique disponible, de plusieurs millions d'événements. Il faudrait 10 à 100 fois la statistique disponible dans ces échantillons pour évaluer de façon correcte la contribution de ces événements parmi ceux passant la sélection finale [1]. Ceci est en pratique irréalisable pour des raisons de temps de calcul. Cependant, on peut faire l'hypothèse que si la majorité de ces événements est rejetée au niveau de la présélection, la proportion finale de ces événements passant la sélection complète est négligeable.

4.3.2.2 Stratégie de sélection

D'après la cinématique du signal, on peut définir de façon claire un muon proche ('near') - le muon ayant émis le photon par radiation - et un muon lointain ('far') [2], comme illustré sur la figure 4.1.

La sélection, utilisée dans les analyses 2010 et 2011, est en grande partie basée sur les travaux

1. Il sera vu par la suite que parmi les 29 M d'événements de simulation QCD traités pour l'analyse 2010, seul un événement passe la sélection finale, et sa contribution est d'un facteur 1000 inférieure à celle du signal. Pour l'analyse des données 2011, contenant plus de 125 fois la statistique de l'analyse 2011, il faudrait générer d'autant fois plus d'événements QCD, ce qui est irréalisable en pratique.

2. En principe, on pourrait également décrire et définir les événements avec un photon émis par chaque muon, ou encore les événements avec plusieurs photons émis par le même muon. En pratique, la coupure $p_T^\gamma > 10\,\text{GeV}$ définie ci-après supprime d'un facteur au moins 1000 ces événements identifiés comme tels au niveau partonique dans la simulation et passant la sélection finale. La statistique restante dans la simulation est alors trop faible pour une étude correcte de ces événements.

[78], et peut être décomposée en six parties :

1. l'événement doit passer un chemin de déclenchement muon (pour être enregistré) ;
2. l'événement doit passer les critères génériques de qualité des données (présence d'au moins un bon vertex, appartenir à la liste des données certifiées) ;
3. l'événement doit contenir au moins deux muons passant les critères resserrés d'identification des muons ;
4. la paire dimuon ainsi formée doit être composée de muons de charge opposée et avoir une masse invariante incompatible avec le boson Z^0 (pour rejeter les événements de désintégration non- et peu radiatives) ;
5. l'événement doit contenir un photon passant des coupures d'acceptance aussi lâches que possible ;
6. l'événement doit avoir une cinématique semblable aux événements de radiation dans l'état final :
   (a) le muon proche doit être isolé dans le calorimètre hadronique. Cette coupure permet de rejeter les événements de QCD restant, ainsi qu'une partie des événements $t\bar{t}$;
   (b) le muon lointain doit être isolé dans le calorimètre électromagnétique. Cette coupure permet de rejeter les désintégrations du boson W ainsi que les événements $t\bar{t}$;
   (c) la distance angulaire entre le photon et le muon proche ne doit pas être trop grande. Cette coupure permet de rejeter les événements de radiation dans l'état initial et les autres processus non-FSR, ainsi que de sélectionner l'espace de phase cinématique des radiations dans l'état final ;
   (d) la masse invariante à trois corps $m_{\mu\mu\gamma}$ doit être compatible avec la masse du boson Z^0. Cette coupure permet de sélectionner l'espace de phase cinématique des radiations dans l'état final.

Les valeurs des coupures présentées ci-avant sont présentées dans les tables 4.4 et 4.5.

Afin de réduire la quantité de données à traiter, un écrémage - c'est à dire une sélection très lâche - est appliquée de façon séquentielle pour l'analyse de données et de la simulation 2011 :

- l'événement doit passer un chemin de déclenchement muon (`HLT_Mu*`, `HLT_IsoMu*` ou `HLT_DoubleMu*`) ;
- l'événement doit contenir deux muons lâches, défini par $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2.4$, $isGlobalMuon = 1$, $isTrackerMuon = 1$, $|innerTrack().dxy| < 2.0$;
- l'un des deux muons doit vérifier $p_T^\mu > 20$ GeV ;
- l'événement doit contenir au moins une paire dimuon ainsi formée, et cette paire doit avoir une masse invariante $m_{\mu\mu} > 30$ GeV (sans critère de signe opposé).

Cet écrémage a produit $\sim$ 860 événements/pb^{-1} dans les données 2010 et $\sim$ 680 événements/pb^{-1} dans les données 2011.

4.3.2.3 Nombre d'événements, pureté

Le nombre d'événements obtenus en appliquant la sélection décrite à la section précédente est présenté dans la table 4.6.

Les distributions de la masse invariante à trois corps $m_{\mu\mu\gamma}$, de la masse invariante du système dimuon $m_{\mu\mu}$, et l'énergie du photon E^γ sont présentées sur la figure 4.4, illustrant la cinématique des désintégrations radiatives. La figure 4.5 illustre quelques caractéristiques des photons ainsi sélectionnés : énergie transverse E_T^γ, pseudo-rapidité η^γ et azimut ϕ^γ.

Une représentation d'un événement sélectionné peut être vu à la figure 4.6.

TABLE 4.4 – Liste des coupures pour sélectionner les événements de radiation dans l'état final, première partie de la table. La seconde partie de la table est dans la table 4.5.

Category	Quantity	Cut	Comments
1. Trigger	trigger path	event has a muon trigger	`*Mu*`
2. Data Cleaning	no beam scraping	remove beam scraping events	true
	has a good vertex	require a vertex passing the good vertex selection with $\|z\| < 24$ cm	true
3. Muon Selection	global muon	muon is reconstructed as a global muon	true
	χ^2/ndof	global muon fit normalized chi-squared	< 10
	muon hits	number of valid muon hits matched to the global fit	> 0
	tracker muon	muon is also recontructed as a tracker muon (in-out fit)	true
	muon stations w/ matches	number of muon stations with matched segments (global track : out-in fit)	> 1
	tracker hits	number of tracker (pixels + strips) hits	> 10
	pixel hits	number of pixel hits	> 0
	$\|dxy\|$	global track transverse impact parameter w.r.t the beam spot	< 0.2 cm
	track isolation	sum of p_T of tracks with $p_T > 1.5$ within a cone of $\Delta R < 0.3$ around the muon direction, vetoing a cone of 0.015 around that direction	< 3 GeV
	p_T^μ	transverse momentum	> 10 GeV
	$\|\eta^\mu\|$	pseudo-rapidity	< 2.4

TABLE 4.5 – Liste des coupures pour sélectionner les événements de radiation dans l'état final, seconde partie de la table. La première partie de la table est dans table 4.4

Category	Quantity	Cut	Comments
4. Dimuon Selection			
	charge	the total charge of the dimuon	$= 0$
	invariant mass	the dimuon invariant mass	$\in [40, 80]$ GeV
5. Photon Selection			
	$\lvert\eta_{SC}\rvert$	super cluster pseudo rapidity absolute value	< 2.5
	$\lvert\eta_{SC}\rvert$	super cluster pseudo rapidity absolute value	$\notin [1.4442, 1.566]$
	p_T^{γ}	transverse momentum	> 10 GeV
6. FSR Selection			
	near muon - HCAL isolation	sum of E_T of HCAL towers within a cone of $\Delta R < 0.3$ around the muon direction, vetoing a cone of 0.15 around that direction	< 1 GeV
	far muon - ECAL isolation	sum of E_T of ECAL rec hits within a cone of $\Delta R < 0.3$ around the muon direction, vetoing a cone of 0.06 around that direction	< 1 GeV
	$\min \Delta R(\mu^{\pm}, \gamma)$	minimum distance between the photon and one of the muons in the $\eta - \phi$ plane	< 0.8
	$p_T^{\mu far}$	far muon transverse momentum	> 30 GeV
	$m_{\mu\mu\gamma}$	invariant mass of the dimuon-photon system	$\in [30, 150]$ GeV
	$m_{\mu\mu\gamma}$ (loose)	invariant mass of the dimuon-photon system	$\in [70, 110]$ GeV
	$m_{\mu\mu\gamma}$ (tight)	invariant mass of the dimuon-photon system	$\in [87.2, 95.2]$ GeV

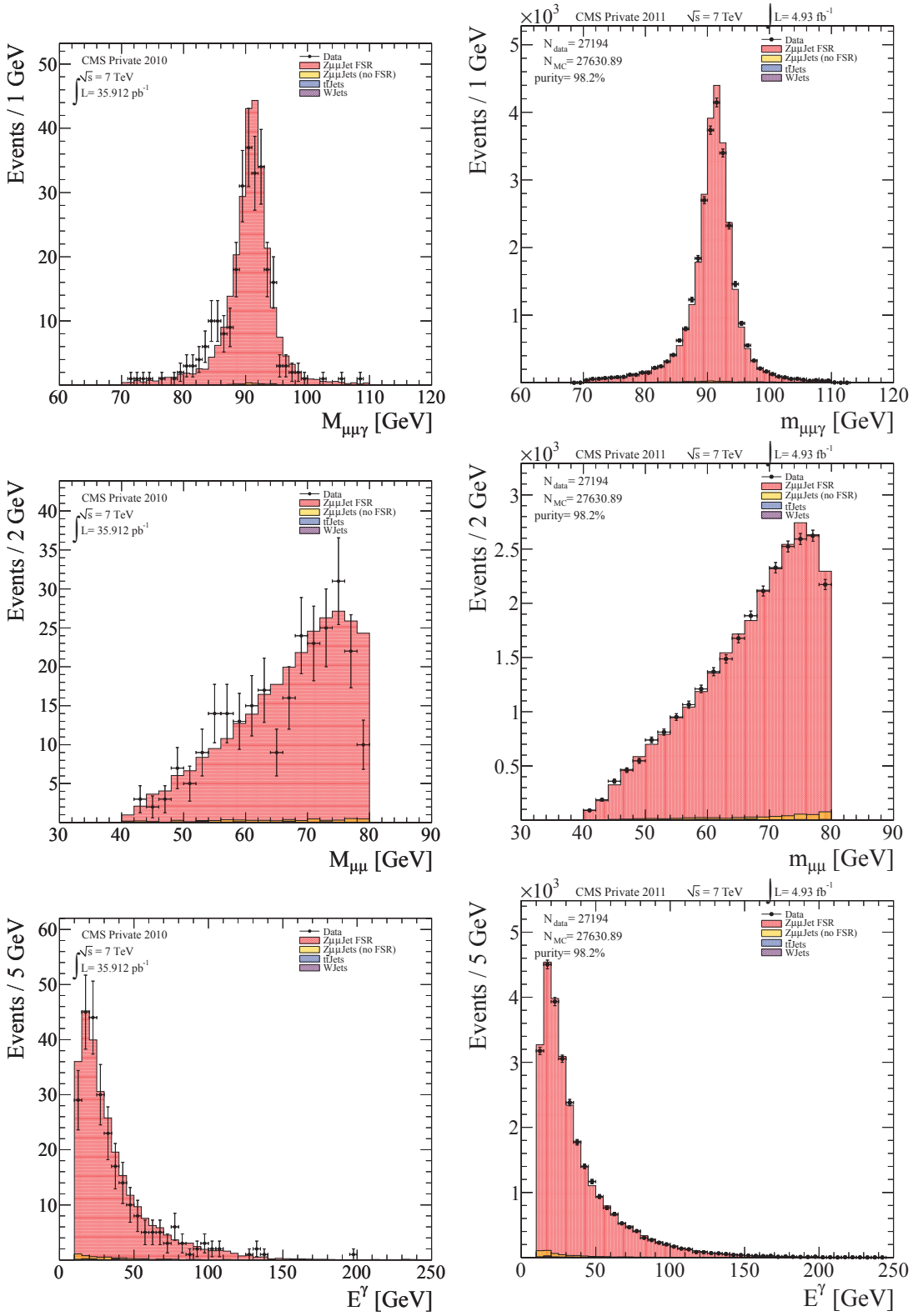


FIGURE 4.4 – Comparaisons données simulation pour les données 2010 (gauche) et les données 2011 avec la calibration du 16 janvier (droite), illustrant quelques variables cinématiques des désintégrations radiatives : masse invariante à trois corps $m_{\mu\mu\gamma}$ (haut), masse invariante du système dimuon $m_{\mu\mu}$ (milieu) et énergie du photon E^{γ} (bas).

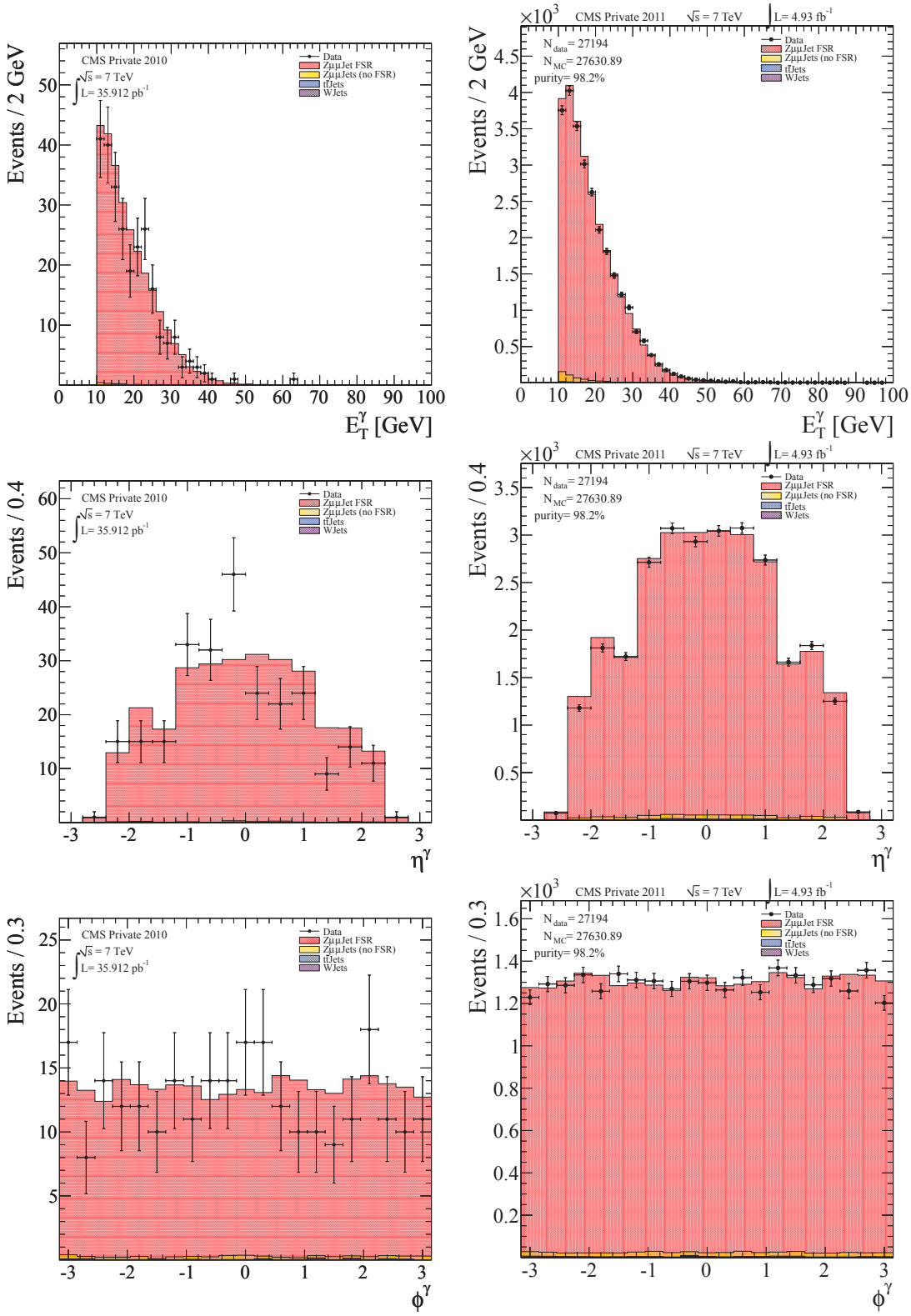


FIGURE 4.5 – Comparaisons données simulation pour les données 2010 (gauche) et les données 2011 avec la calibration du 16 janvier (droite), illustrant quelques variables cinématiques du photon provenant de la radiation dans l'état final : énergie transverse E_T^γ (haut), pseudo-rapidité η^γ (milieu) et azimut ϕ^γ (bas).

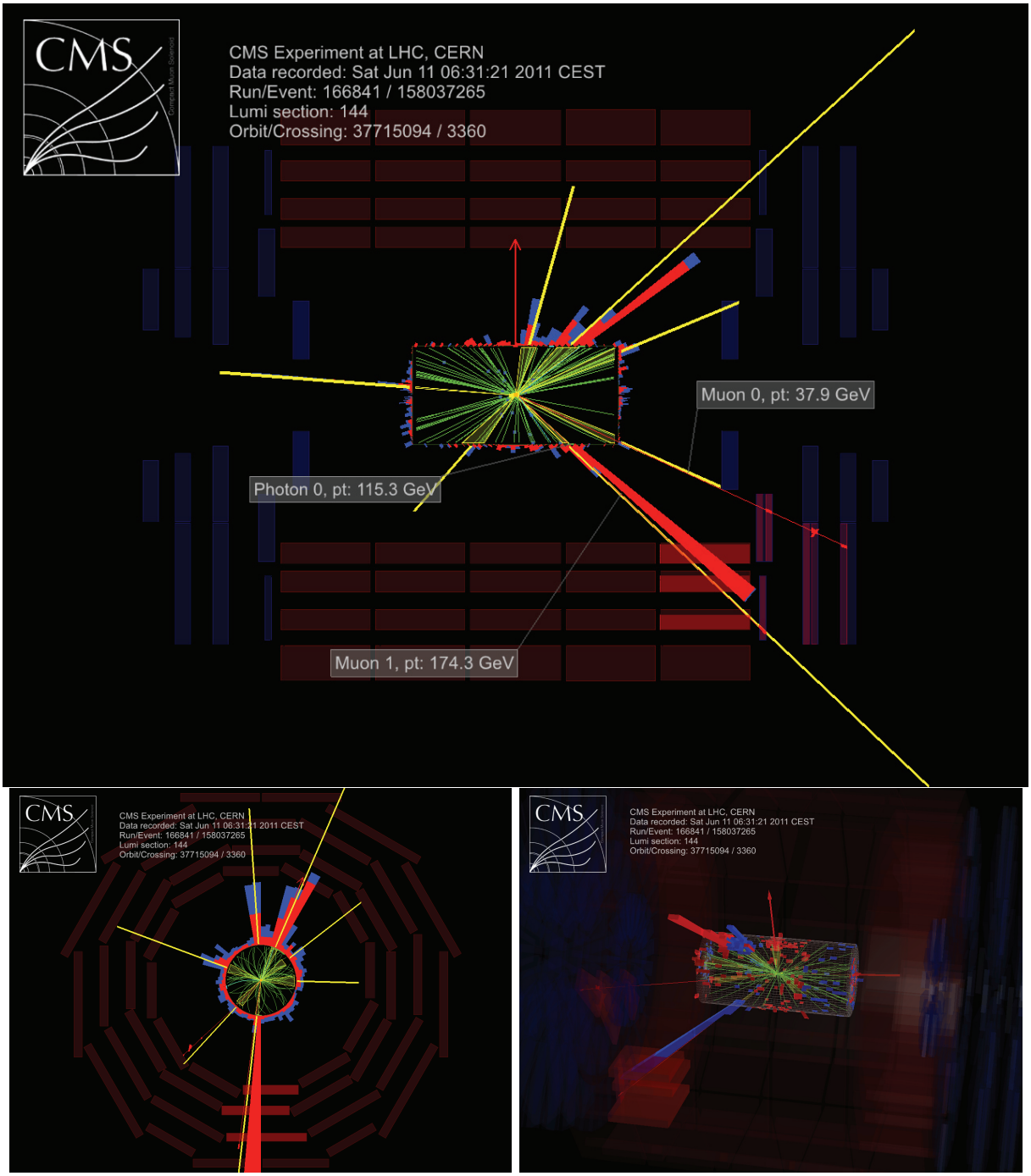


FIGURE 4.6 – Un événement FSR sélectionné

TABLE 4.6 – Nombre d'événements obtenus après application de la sélection, pour les échantillons utilisés dans l'analyse 2010 (a), et 2011 dans le cadre des deux scenarii de calibration (b) et (c).

(a) échantillons 2010

DATA $\int L = 35.91\text{pb}^{-1}$	MC total	$Z^0 \to \mu\mu$ FSR powheg	QCD pythia	$W^\pm$ + j madgraph	$t\bar{t}$ + j madgraph	$Z^0 \to \mu\mu$ non FSR powheg
193	216.51 ± 2.51	214.55 ± 2.50	0.10 ± 0.10	0.06 ± 0.06	0.18 ± 0.03	1.62 ± 0.22

(b) échantillons 2011

Selection	DATA $\int L = 4.98\ \text{fb}^{-1}$	MC TOTAL	$Z^0 \to \mu\mu$ FSR powheg	$W^\pm$ + j madgraph	$t\bar{t}$ + j madgraph	$Z^0 \to \mu\mu$ non FSR powheg	purity
loose	27,655	$27,500.76 \pm 86.70$	$26,965.54 \pm 85.66$	28.89 ± 7.01	53.52 ± 2.61	452.82 ± 11.10	98.1 %
tight	21,041	$21,270.09 \pm 76.12$	$21,085.43 \pm 75.75$	5.10 ± 2.94	12.74 ± 1.27	166.81 ± 6.74	99.1 %

(c) échantillons 2011 ; calibration du 16 janvier

Selection	DATA $\int L = 4.94\ \text{fb}^{-1}$	MC TOTAL	$Z^0 \to \mu\mu$ FSR powheg	$W^\pm$ + j madgraph	$t\bar{t}$ + j madgraph	$Z^0 \to \mu\mu$ non FSR powheg	purity
loose	27,065	$26,967.96 \pm 85.45$	$26,486.22 \pm 84.53$	23.59 ± 6.30	50.78 ± 2.53	407.37 ± 10.48	98.2 %
tight	20,660	$20,897.91 \pm 75.11$	$20,735.53 \pm 74.79$	3.37 ± 2.38	12.25 ± 1.24	146.76 ± 6.29	99.2 %

4.3.3 Sélection des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$

Pour l'une des méthodes de mesure de l'échelle d'énergie des photons, qui sera présentée à la section 4.5, on cherche à utiliser des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$. Ces événements sont sélectionnés en utilisant les coupures décrites dans la table 4.7. On peut remarquer en comparant avec la sélection des désintégrations radiatives à la section 4.3, que ces deux sélections sont distinctes, et qu'aucun événement ne sera sélectionné par les deux sélections. En effet bien que les critères d'identification et d'isolation des muons soient les mêmes, les critères sur la masse invariante dimuon sont complémentaires. On peut également noter qu'il est important que les les critères d'isolation utilisés soient les mêmes dans ces deux sélections : ceux-ci peuvent changer la forme du spectre en masse invariante dimuon duquel on cherchera à extraire de l'information.

4.4 Validation de la simulation des photons

Les événements de désintégrations radiatives sont sélectionnés avec une pureté $> 98\%$ pour la sélection lâche. L'échantillon ainsi sélectionné permet de valider dans les données les nombreuses variables propres aux photons. En particulier, les variables d'isolation (figure 4.7) ainsi que les variables de forme du cluster (figures 4.8, 4.9 et 4.10), ne peuvent pas être émulées par les comparaisons, entre données et simulation, faites avec des électrons.

Il y a cependant deux principales limites à l'utilisation effective de cette validation :

- la section efficace de production de cette collection de photons est relativement faible ($\sim$ 5.4 événements/pb^{-1}), et une grande quantité de luminosité intégrée est nécessaire pour observer les différentes distributions propres aux photons au niveau de détail exigé pour les analyses de physiques ;
- le spectre en énergie des photons de ces désintégrations radiatives, présenté à la figure 4.5, décroit abruptement de façon quasi exponentielle. La quantité de luminosité intégrée nécessaire pour observer les photons de relativement haute énergie ($\gtrsim$ 25 GeV) est donc d'autant plus importante, et limite de fait les possibilités d'exploitation.

La section 5.6.2 du manuscrit présente l'utilisation de ces désintégrations sélectionnées ici,

TABLE 4.7 – Liste des coupures utilisée pour sélectionner les désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$.

Category	Quantity	Cut	Comments
1. Trigger	trigger path	event has a muon trigger	`*Mu*`
2. Data Cleaning	no beam scraping	remove beam scraping events	true
	has a good vertex	require a vertex passing the good vertex selection with $\|z\| < 24$ cm	true
3. Muon Selection	global muon	muon is reconstructed as a global muon	true
	χ^2/ndof	global muon fit normalized chi-squared	< 10
	muon hits	number of valid muon hits matched to the global fit	> 0
	tracker muon	muon is also recontructed as a tracker muon (in-out fit)	true
	muon stations w/ matches	number of muon stations with matched segments (global track : out-in fit)	> 1
	tracker hits	number of tracker (pixels + strips) hits	> 10
	pixel hits	number of pixel hits	> 0
	$\|dxy\|$	global track transverse impact parameter w.r.t the beam spot	< 0.2 cm
	track isolation	sum of pT of tracks with $p_T > 1.5$ within a cone of $\Delta R < 0.3$ around the muon direction, vetoing a cone of 0.015 around that direction	< 3 GeV
	p_T^μ	transverse momentum	> 10 GeV
	$\|\eta^\mu\|$	pseudo-rapidity	< 2.4
4. Dimuon Selection			
	charge	the total charge of the dimuon	$= 0$
	invariant mass	the dimuon invariant mass	$\in [80, 100]$ GeV

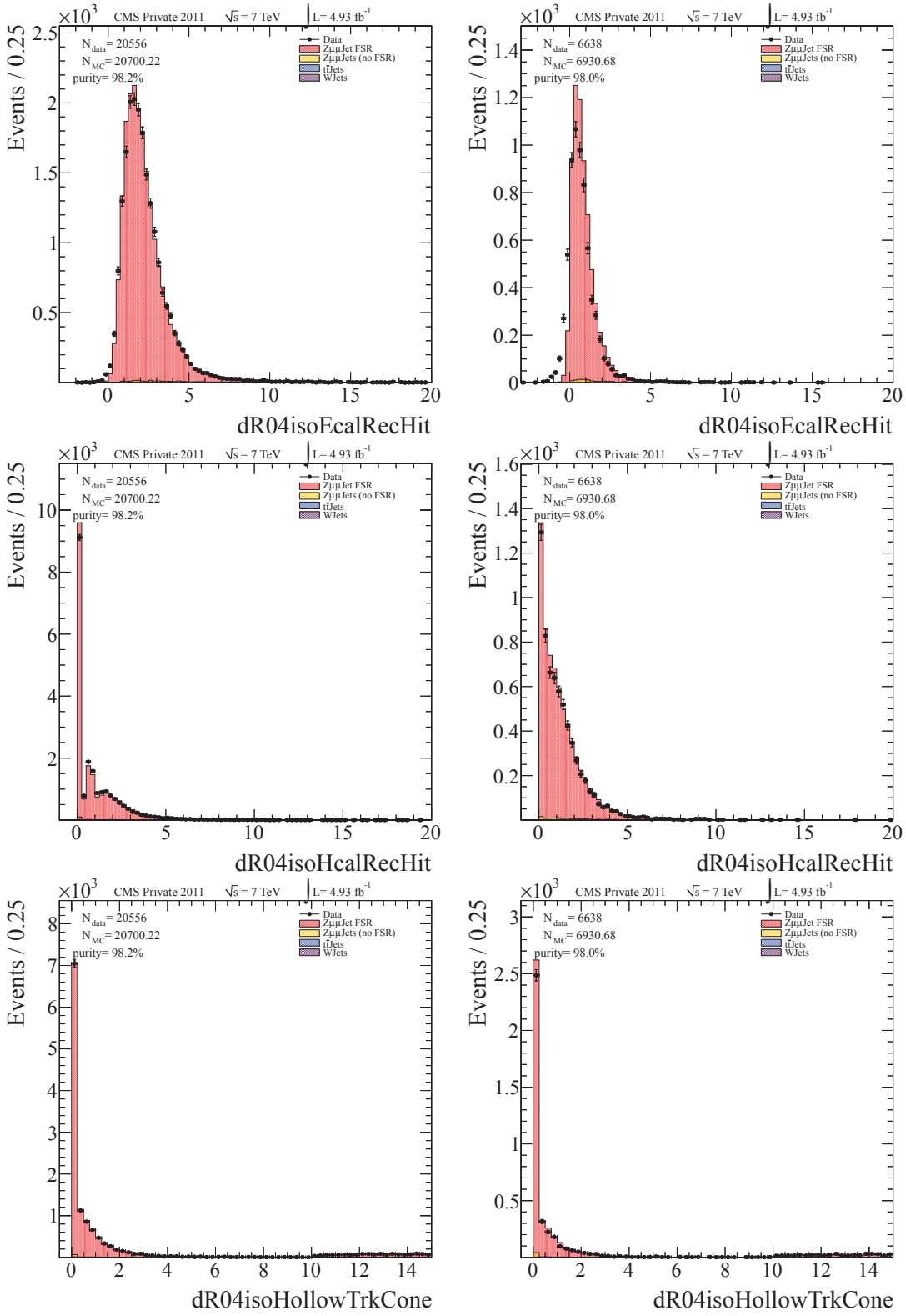


FIGURE 4.7 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite).

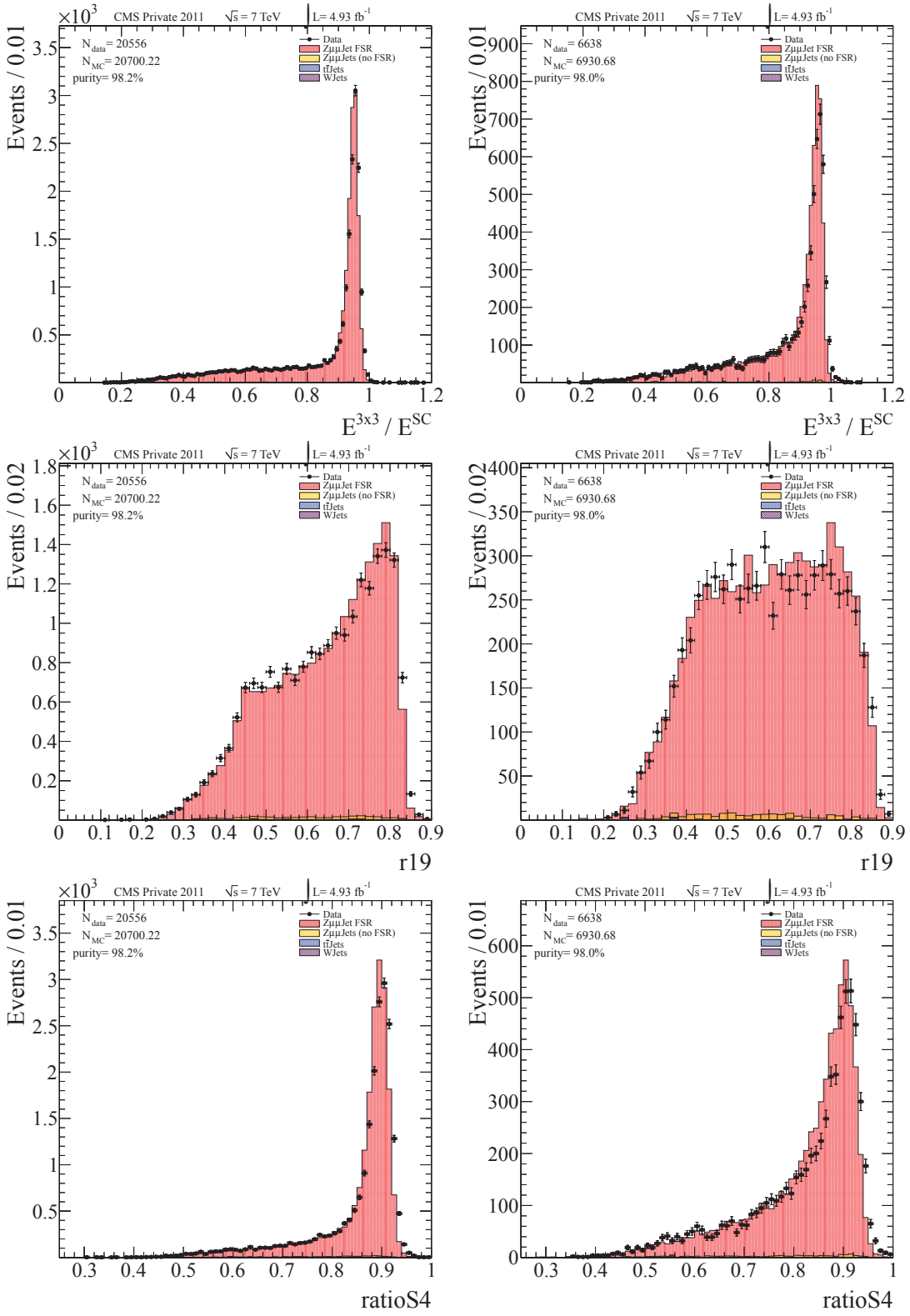


FIGURE 4.8 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite).

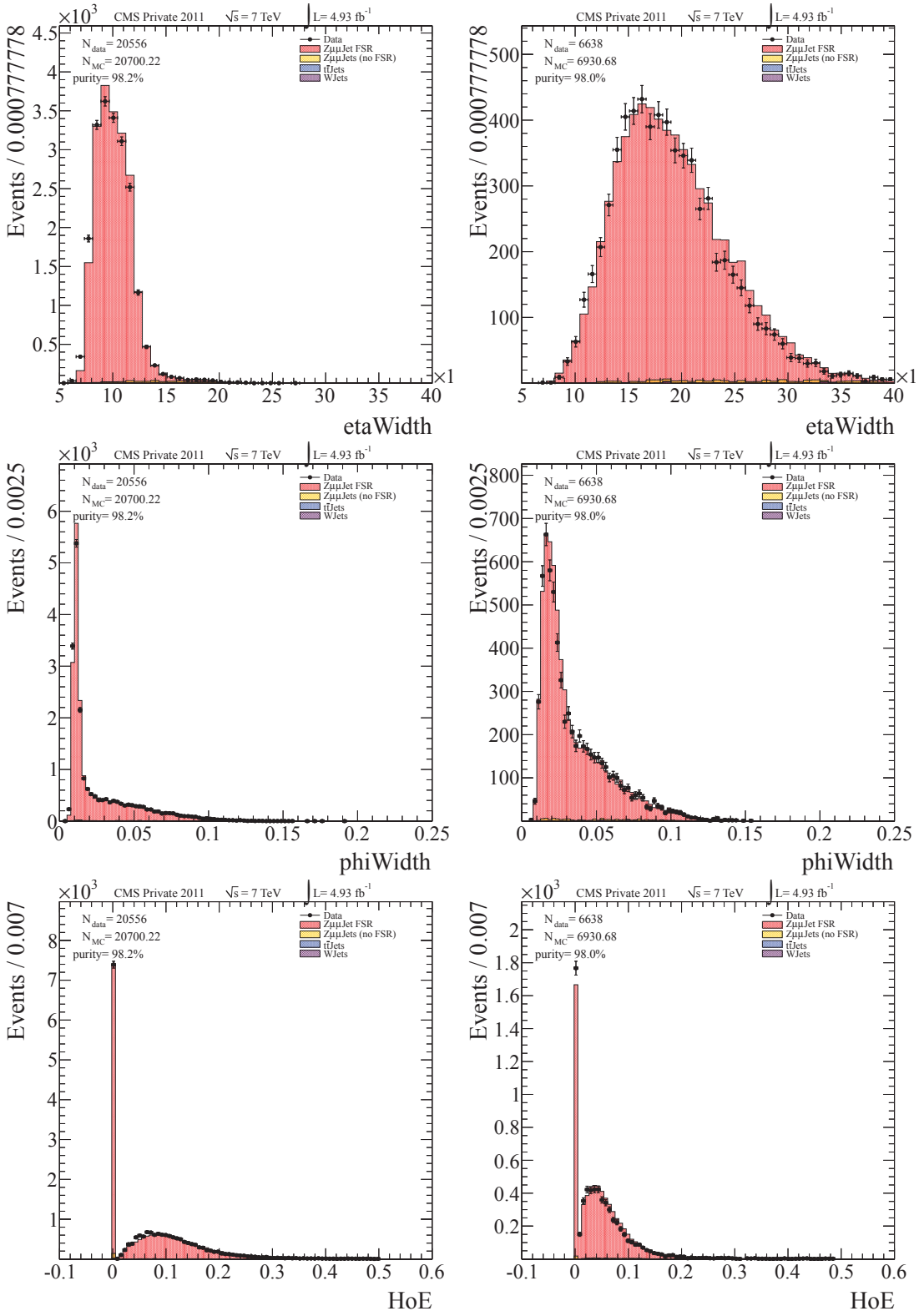


FIGURE 4.9 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite).

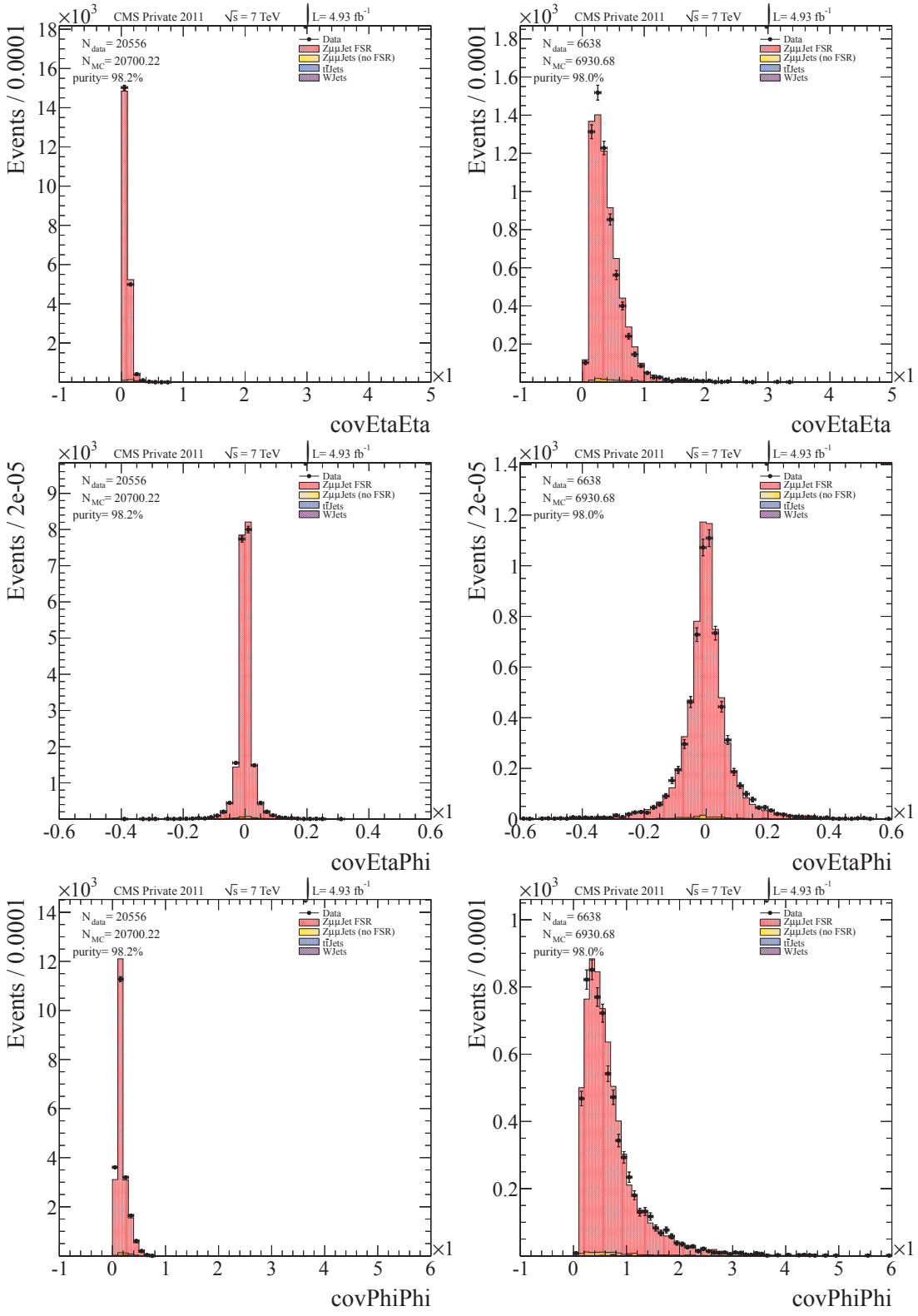


FIGURE 4.10 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite).

dans le cadre de la validation de la simulation des photons pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$, en appliquant des critères supplémentaires d'identification des photons.

4.5 Échelle d'énergie des photons : définitions et estimateurs

On appelle échelle d'énergie des photons la quantité s, définie par :

$$s = \frac{E^{\gamma}_{measured}}{E^{\gamma}_{expected}} - 1$$

On peut définir deux variantes à cette définition :

- s_{TRUE}, qui est l'échelle d'énergie exacte, qui ne peut être mesurée qu'à partir de la simulation ;
- s_{RECO}, qui est l'échelle d'énergie mesurée à partir de l'information reconstruite.

La première quantité, s_{TRUE}, est l'information que l'on cherche à mesurer, et sera présentée à la section 4.5.1. La seconde quantité, s_{RECO} est notre mesure, notre estimation de cette information s_{TRUE}, et sera présentée à la section 4.5.2. Notre objectif ici est que notre mesure s_{RECO} soit une estimation correcte de l'information s_{TRUE}.

Le principe de la méthode est que si l'on est capable de vérifier dans la simulation que s_{RECO} est bien une estimation correcte de s_{TRUE}, alors on peut supposer que s_{RECO} est également une mesure correcte de l'échelle d'énergie dans les données, dans lesquelles l'échelle d'énergie exacte est inaccessible.

4.5.1 Échelle d'énergie exacte à partir de l'information partonique : s_{TRUE}

On a accès à l'échelle d'énergie exacte dans les échantillons de simulation, définie par :

$$s_{TRUE} = \frac{E^{\gamma}_{RECO}}{E^{\gamma}_{generator}} - 1$$

Si la chaîne de reconstruction de l'énergie des photons, introduite à la section 3.4, était parfaite, on s'attendrait à ce que cette quantité soit exactement nulle, c'est à dire que l'énergie reconstruite serait exactement égale à l'énergie du photon partonique. Cependant, les algorithmes de reconstruction actuels comportent plusieurs imperfections :

- les algorithmes de clustering n'agrègent pas exactement toute l'énergie des particules incidentes ;
- de l'énergie de la gerbe électromagnétique est perdue dans les espaces inter-cristaux ;
- de l'énergie de la gerbe électromagnétique est perdue dans les espaces inter-modules ;
- à cause de l'important budget matériel, environ 50 % des photons se convertissent en paire électron-positron dans le trajectographe.

Une discussion plus complète sur les corrections en énergie peut être lue dans [69].

Plusieurs schémas de correction en énergie sont disponibles pour corriger ces imperfections, comme introduit à la section 3.4.6. Par défaut dans la version `CMSSW_4_2_8` utilisée pour l'analyse des données 2011, les corrections en énergies, dites 'electron-tuned', ont été déterminées lors d'études faites avec une simulation d'électrons [65]. À cause des différences de comportement entre les électrons et les photons (interactions avec la matière dans le trajectographe, développement de la gerbe électromagnétique), ces corrections sont imparfaites.

Une autre paramétrisation des corrections en énergies, dites 'ETHZ', a été développée par le groupe ETH Zürich [70], basée séparément sur des échantillons de photons et d'électrons pour corriger ces objets respectifs. Ce lot de corrections est appliqué par défaut dans les versions `CMSSW_5_X_Y`.

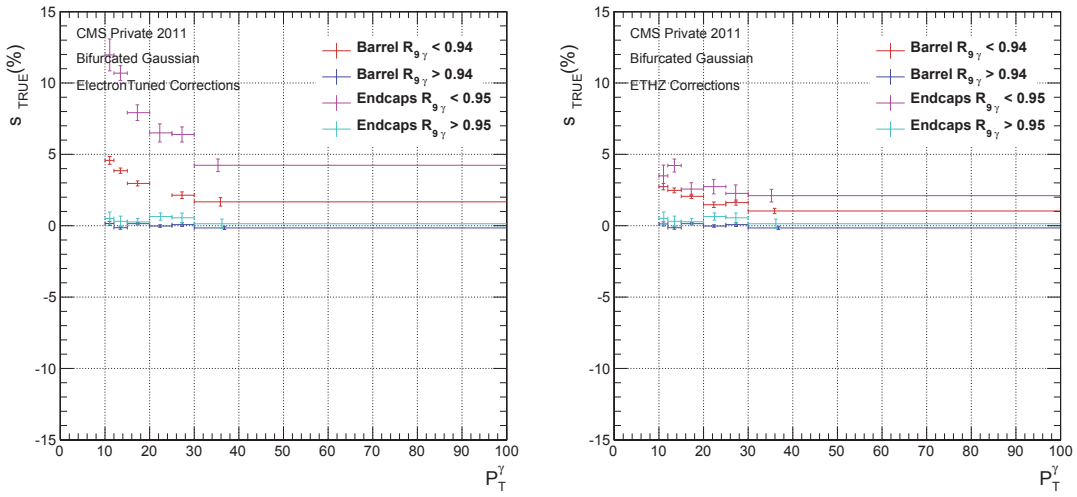


FIGURE 4.11 – Variation de l'échelle d'énergie exacte s_{TRUE} en fonction de l'impulsion transverse du photon p_T^γ. On peut voir que le schéma de correction ETHZ (droite) donne une meilleure performance que les corrections electron-tuned (gauche) de défaut.

Une autre paramétrisation, dite 'régression', est utilisée dans le cadre de l'analyse $H \to \gamma\gamma$. La correction en énergie est réalisée à partir d'arbres de décisions boostés, prenant en entrée plusieurs variables de forme de cluster, mais également des variables d'occupation en énergie de l'événement. Cet outil est non paramétrique et permet donc une correction plus fine de l'énergie, au prix cependant d'une perte de compréhension des différents processus physiques mis en jeu.

La comparaison des paramétrisations 'electron-tuned' et 'ETHZ' est présentée sur la figure 4.11. On peut voir que la paramétrisation ETHZ permet une meilleure correction de l'échelle d'énergie exacte.

4.5.2 Échelle d'énergie mesurée à partir de l'information reconstruite : construction de l'estimateur s_{RECO}

On a discuté à la section précédente que notre observable peut ne pas être parfait comme attendu. La figure de mérite pour la construction de notre estimateur est que celui ci reproduise le comportement de l'observable, aux incertitudes près. Le but de l'étude présentée ici est donc bien de mesurer l'échelle d'énergie des photons en tant qu'estimateur de l'échelle d'énergie exacte, que cette dernière soit parfaite ou non.

4.5.2.1 Expression exacte

En exploitant la cinématique à trois corps des événements FSR, on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned} m^2_{\mu\mu\gamma} &= \left(p^\nu_{\mu\mu\gamma}\right)^2 \\ &= \left(p^\nu_{\mu\mu} + p^\nu_\gamma\right)^2 \\ &= m^2_{\mu\mu} + 2p^\nu_{\mu\mu}p_{\gamma_\nu} + 0 \\ &= m^2_{\mu\mu} + 2\left(E_{\mu\mu}, \vec{p}_{\mu\mu}\right) \cdot \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} \\ &= m^2_{\mu\mu} + 2\left(E_{\mu\mu}E_\gamma - \vec{p}_{\mu\mu} \cdot \vec{p}_\gamma\right) \end{aligned}$$

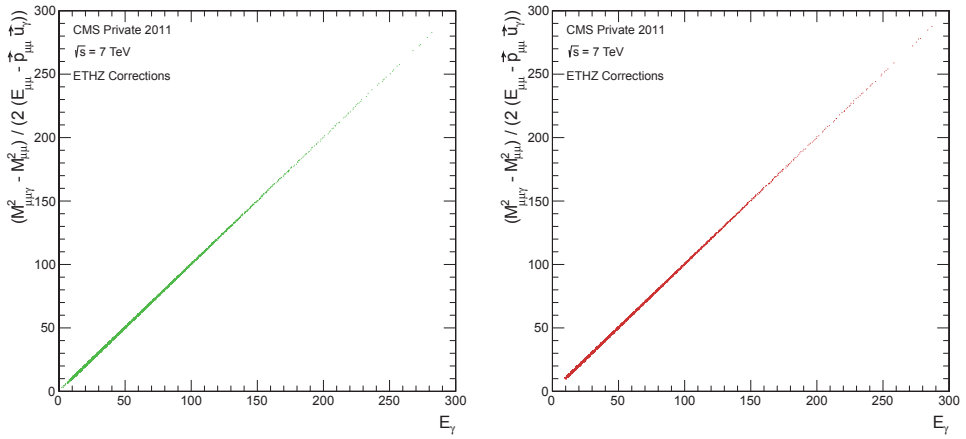


FIGURE 4.12 – Vérification de l'expression exacte de l'énergie du photon à partir de la cinématique FSR à trois corps, comme décrite à la section 4.5.2.1, pour les événements de simulation (contenant signal et bruit de fond) pour les quantités partoniques (gauche) et reconstruites (droite).

Si l'on définit le vecteur unitaire $\vec{u}_\gamma$ par $\vec{p}_\gamma = E_\gamma \vec{u}_\gamma$, on obtient :

$$E_\gamma = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma} - m^2_{\mu\mu}}{2\left(E_{\mu\mu} - \vec{p}_{\mu\mu} \cdot \vec{u}_\gamma\right)}$$

On peut alors définir, en pratique, les énergies reconstruite (RECO) et partonique (GEN) du photon, via l'exploitation de la cinématique à trois corps :

$$E_{\gamma,RECO} = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,RECO} - m^2_{\mu\mu,RECO}}{2\left(E_{\mu\mu,RECO} - \vec{p}_{\mu\mu,RECO} \cdot \vec{u}_{\gamma,RECO}\right)}$$

et

$$E_{\gamma,GEN} = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,GEN} - m^2_{\mu\mu,GEN}}{2\left(E_{\mu\mu,GEN} - \vec{p}_{\mu\mu,GEN} \cdot \vec{u}_{\gamma,GEN}\right)}$$

La figure 4.12 valide le fait que ces deux expressions sont exactement vérifiées, à la fois pour les quantités générées et reconstruites.

L'expression de l'échelle d'énergie exacte dans les événements FSR est donc :

$$s_{TRUE} = \frac{E_{\gamma,RECO}}{E_{\gamma,GEN}} - 1 = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,RECO} - m^2_{\mu\mu,RECO}}{m^2_{\mu\mu\gamma,GEN} - m^2_{\mu\mu,GEN}} \times \frac{E_{\mu\mu,GEN} - \vec{p}_{\mu\mu,GEN} \cdot \vec{u}_{\gamma,GEN}}{E_{\mu\mu,RECO} - \vec{p}_{\mu\mu,RECO} \cdot \vec{u}_{\gamma,RECO}} - 1$$

4.5.2.2 Directions des muons et du photon

On peut faire les hypothèses que les directions du photon et du système dimuon sont parfaitement connues. Ces hypothèses sont raisonnables grâce à la qualité exigée des traces des muons, et également car le photon provient du même vertex que le dimuon, c'est à dire du vertex d'interaction primaire de l'événement.

Ces hypothèses nous permettent de reformuler l'équation précédente, en négligeant le terme $\frac{E_{\mu\mu,GEN} - \vec{p}_{\mu\mu,GEN} \cdot \vec{u}_{\gamma,GEN}}{E_{\mu\mu,RECO} - \vec{p}_{\mu\mu,RECO} \cdot \vec{u}_{\gamma,RECO}}$, qui est désormais constant et égal à 1.

La figure 4.13 présente une validation [3] de cette hypothèse dans les quatre catégories de photons.

3. La figure présente le terme précédent moins 1, qui doit donc être constant et égal à 0.

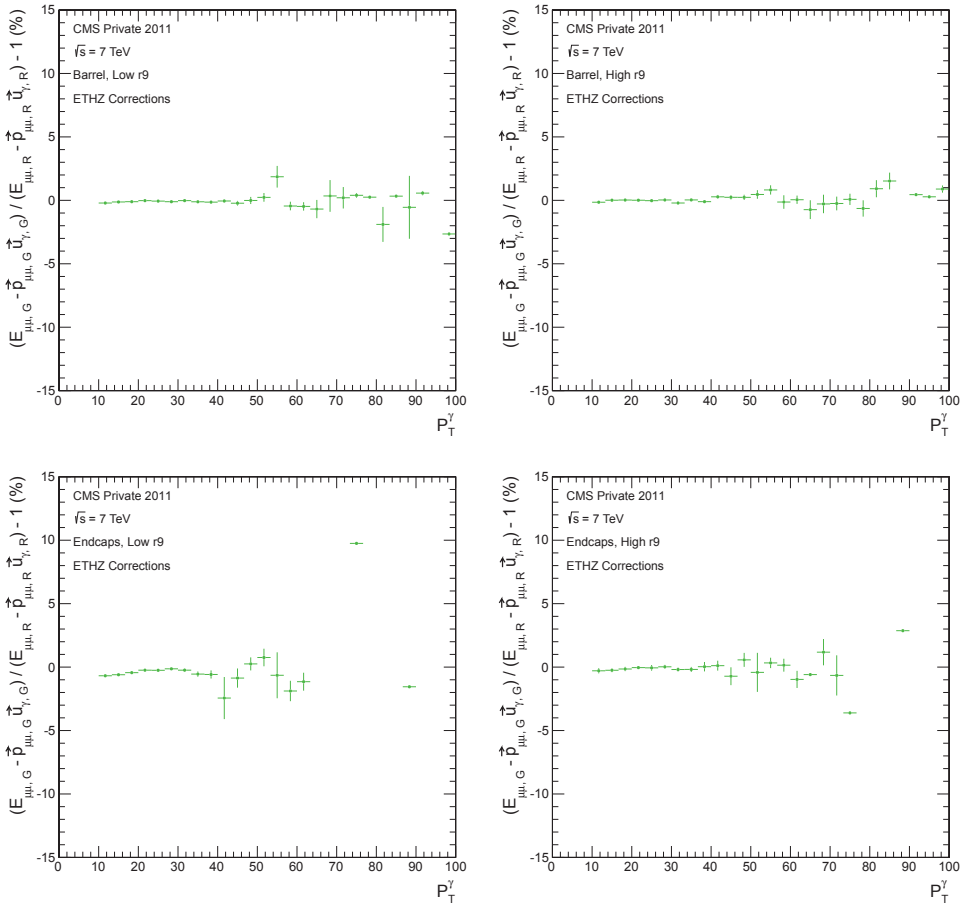


FIGURE 4.13 – Profils de la quantité $\frac{E_{\mu\mu,GEN} - \vec{p}_{\mu\mu,GEN} \cdot \vec{u}_{\gamma,GEN}}{E_{\mu\mu,RECO} - \vec{p}_{\mu\mu,RECO} \cdot \vec{u}_{\gamma,RECO}} - 1$, dans la simulation, en fonction de l'impulsion transverse du photon p_T^γ, pour le tonneau (haut) et les bouchons (bas), à bas R_9 (gauche) et haut R_9 (droite). On peut voir qu'il est raisonnable de considérer ce terme comme constant et égal à 0.

On obtient alors la nouvelle expression pour l'échelle d'énergie exacte :

$$s_{TRUE} = \frac{E_{\gamma,RECO}}{E_{\gamma,GEN}} - 1 = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,RECO} - m^2_{\mu\mu,RECO}}{m^2_{\mu\mu\gamma,GEN} - m^2_{\mu\mu,GEN}} - 1$$

4.5.2.3 Perfection de la reconstruction des muons

On veut désormais construire à partir de l'expression précédente, une grandeur qui soit définie uniquement à partir des quantités reconstruites, car notre objectif est de mesurer l'échelle d'énergie dans les données où l'information partonique n'est pas accessible. Deux quantités restent donc à évaluer :

- $m_{\mu\mu,GEN}$, qui sera discuté dans cette section ;
- $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$, qui sera discuté à la section suivante.

Si l'on suppose que l'échelle d'impulsion des muons est parfaite, on peut remplacer $m_{\mu\mu,GEN}$ par son équivalent reconstruit $m_{\mu\mu,RECO}$. Cependant, dans les versions `CMSSW_4_2_X`, plusieurs études effectuées au sein de la collaboration ont confirmé indépendamment que cette échelle d'impulsion des muons est imparfaite, à la fois dans les données et la simulation. On peut voir sur la figure 4.14 en comparant les distributions jaunes et vertes que cette imperfection des muons peut introduire un biais pouvant s'élever jusqu'à 4 % dans la mesure de l'échelle d'énergie des photons.

Trois études sont en cours au sein de la collaboration et proposent des jeux de corrections à l'échelle d'impulsion des muons. Les différents jeux qui étaient disponibles au moment de cette étude sont :

- les corrections MuScleFit [79] proposent une correction à l'échelle d'impulsion absolue à partir du pic du boson Z^0 dans le spectre $m_{\mu\mu}$, en utilisant 756 pb^{-1} du Run 2011A ;
- les corrections SIDRA [80] proposent une correction de l'échelle d'impulsion de la simulation pour correspondre à l'échelle d'impulsion des données, à partir du spectre $m_{\mu\mu}$, en utilisant 870 pb^{-1} du Run 2011A et la simulation Summer11 avec le scénario d'empilement S4 ;
- les corrections Rochester [81] proposent une correction en faisant correspondre le spectre $m_{\mu\mu}$ de la simulation à celui des données, puis en faisant correspondre $p_T^{\mu,RECO}$ à $p_T^{\mu,GEN}$, en utilisant l'intégralité du Run 2011A (soit 2.1fb^{-1} de luminosité intégrée) et la simulation Summer11 avec le scénario d'empilement S4.

Une comparaison de ces différents jeux de corrections dans les événements $Z^0 \to \mu\mu$ est présentée dans la figure 4.15.

Le jeu de corrections de Rochester [81] est la correction qui fonctionne le mieux à ce jour. Comme notre mesure de l'échelle d'énergie des photons est sensible à l'échelle d'impulsion des muons, les corrections Rochester ont été appliquées en amont de la sélection, et en particulier pour l'échantillon de données 2011 utilisant la calibration du 16 janvier.

L'erreur systématique dans notre mesure due à l'imperfection de l'échelle d'impulsion des muons sera discutée à la section 4.6.3.5.

4.5.2.4 Estimateur pour $m^{GEN}_{\mu\mu\gamma}$

On peut voir sur la figure 4.14 que remplacer la masse invariante $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ dans l'expression de notre estimateur par la masse nominale du boson Z^0 peut introduire un biais en fonction de l'impulsion transverse du photon, en particulier pour les photons avec $p_T^\gamma < 25$ GeV.

On cherche donc à construire un estimateur pour $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ à partir des quantités reconstruites, qui permette une mesure non biaisée de l'échelle d'énergie pour les photons d'impulsion transverse $p_T^\gamma < 25$ GeV.

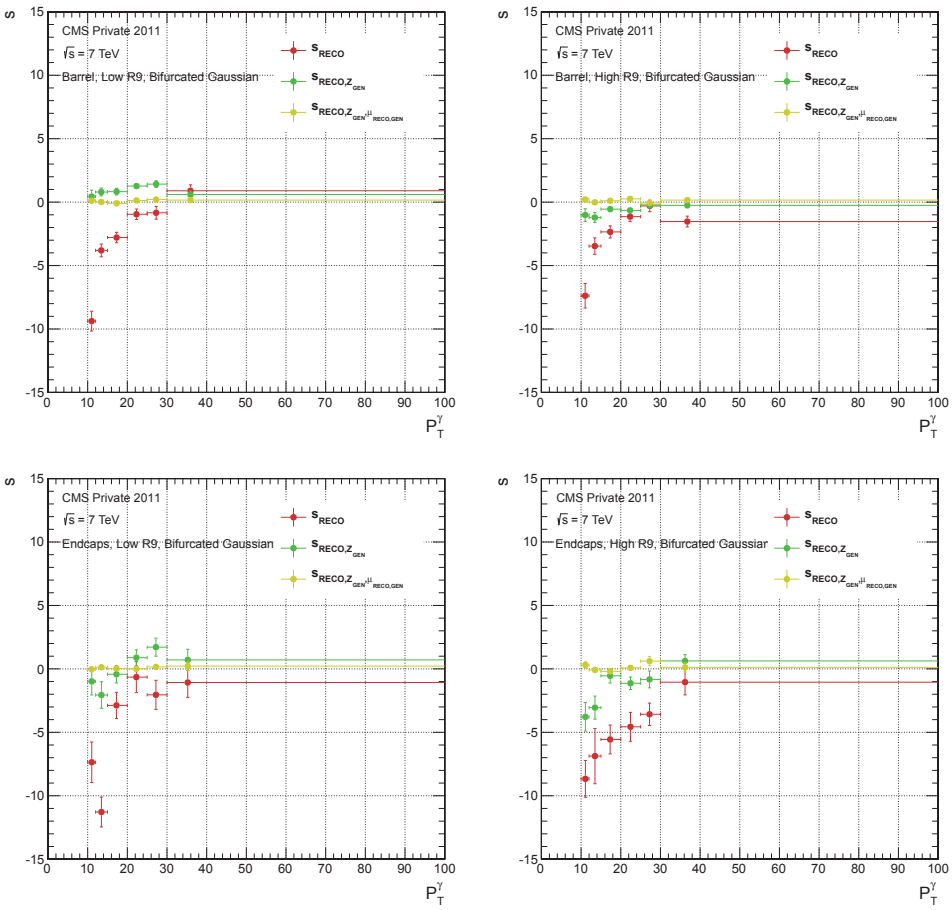


FIGURE 4.14 – Définitions différentes de l'échelle d'énergie des photons en fonction de l'impulsion transverse du photon p_T^γ, pour le tonneau (haut), les bouchons (bas), à bas R_9 (gauche) et haut R_9 (droite). La courbe jaune présente l'expression de la section 4.5.2.2. La courbe verte présente cette même définition dans laquelle toutes les quantités sur les muons provenant de l'information partonique ont été remplacées par les informations reconstruites. Cette courbe démontre donc la sensibilité de notre estimateur à une échelle d'impulsion des muons imparfaite. La courbe rouge représente la définition où le terme $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ a été remplacé par la masse nominale du boson Z^0 [9] : $m_{Z^0} = 91.187\,\text{GeV}$. On peut voir que cette dernière hypothèse introduit un biais dans la mesure de l'échelle d'énergie des photons en fonction de l'impulsion transverse des photons, en particulier pour $p_T^\gamma < 25\,\text{GeV}$. La procédure en cours d'étude pour limiter ce dernier effet est décrite à la section 4.5.2.4.

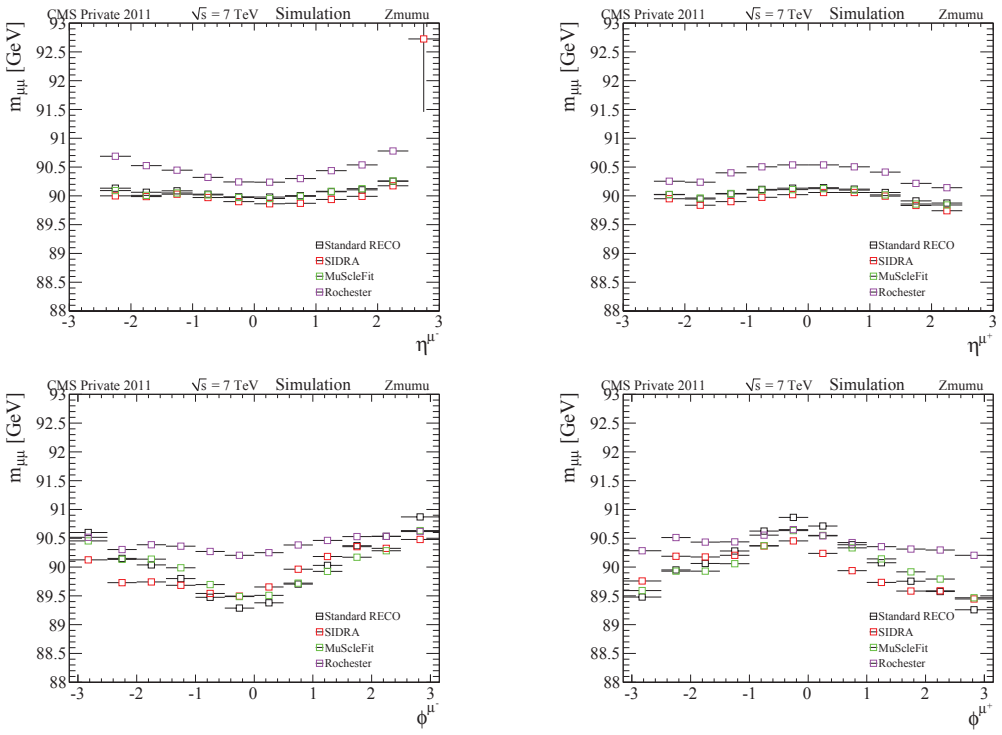


FIGURE 4.15 – Profils de la masse invariante dimuon dans les événements $Z^0 \to \mu\mu$, en fonction de la pseudo-rapidité η (haut) et de l'azimut ϕ (bas), du muon négatif de la paire (gauche) et positif (droite) dans la simulation. On peut voir que la masse invariante dimuon présente une dépendance en fonction de l'azimut, de la pseudo-rapidité, et de la charge du muon. La reconstruction standard est représentée en noir, accompagné des trois jeux de correction disponible : MuScleFit (vert), SIDRA (rouge) et Rochester (violet). Le jeu de correction Rochester est celui qui semble le mieux corriger cette dépendance.

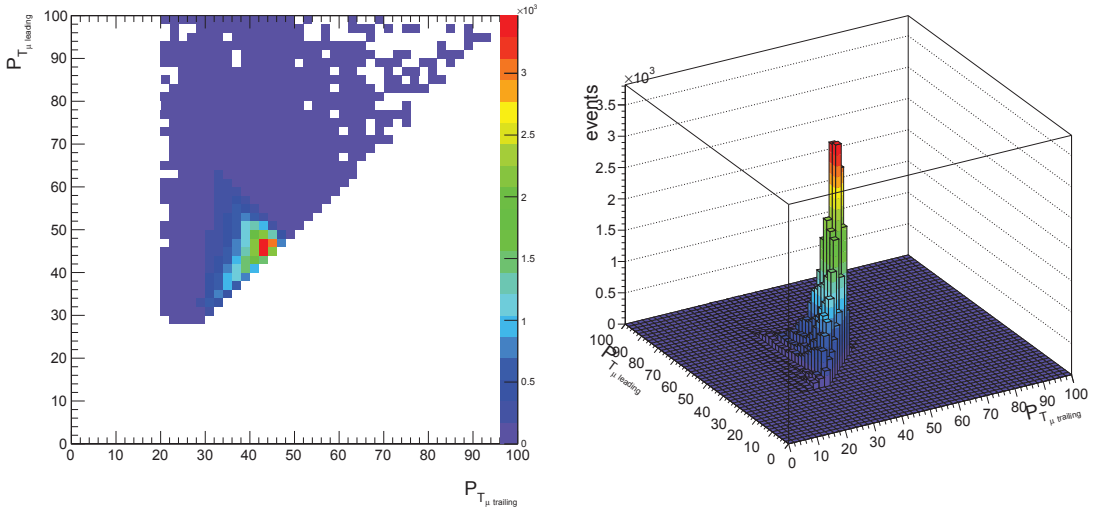


FIGURE 4.16 – Densité d'événements FSR dans le plan $(p_T^{lead}, p_T^{trail})$ dans la simulation.

L'idée est de construire une correspondance entre la masse invariante $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ dans les événements FSR et la masse invariante $m_{\mu\mu}$ dans les événements $Z^0 \to \mu\mu$. En effet, on s'attend à ce que la masse invariante $m_{\mu\mu,RECO}$ soit un estimateur correct de la masse invariante $m_{\mu\mu,GEN}$, une fois les corrections à l'échelle d'impulsion des muons appliquées (voir section 4.5.2.3).

Cette correspondance entre $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ et $m_{\mu\mu}$ est construite à partir des événements FSR comme suit :

- on définit le système (muon + photon) comme étant la somme des quadrivecteurs du photon et du muon proche ;
- on détermine l'objet d'impulsion transverse la plus élevée ('leading') et la moins élevée ('trailing') entre les deux systèmes (muon + photon) et (muon lointain) ;
- on associe respectivement l'objet leading et l'objet trailing au muon leading et au muon trailing des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$;
- on prend sur la surface $(p_T^{lead}, p_T^{trail}, m_{\mu\mu})$ créée à partir des désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$ la valeur de $m_{\mu\mu}$ comme estimateur de $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$.

La densité d'événements dans le plan $(p_T^{lead}, p_T^{trail})$ pour les événements FSR est présentée sur la figure 4.16, et la figure 4.17 présente et valide le principe de correspondance $m_{\mu\mu\gamma,GEN} \to m_{\mu\mu,GEN} \to m_{\mu\mu,RECO}$. On appelle $m_{\mu\mu\gamma,Surface}$ la valeur finale de $m_{\mu\mu,RECO}$ prise comme estimateur de $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$.

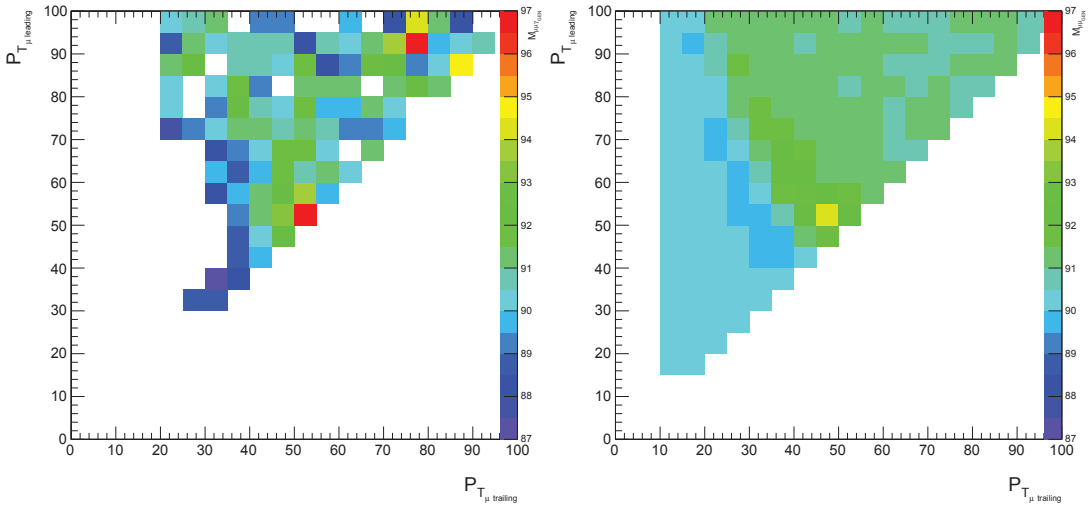
On a donc deux versions finales de notre estimateur :

$$s_{RECO}^{surface} = \frac{E_{\gamma,RECO}}{E_{\gamma,FSR}} - 1 = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,RECO} - m^2_{\mu\mu,RECO}}{m^2_{\mu\mu\gamma,Surface} - m^2_{\mu\mu,RECO}} - 1$$

et

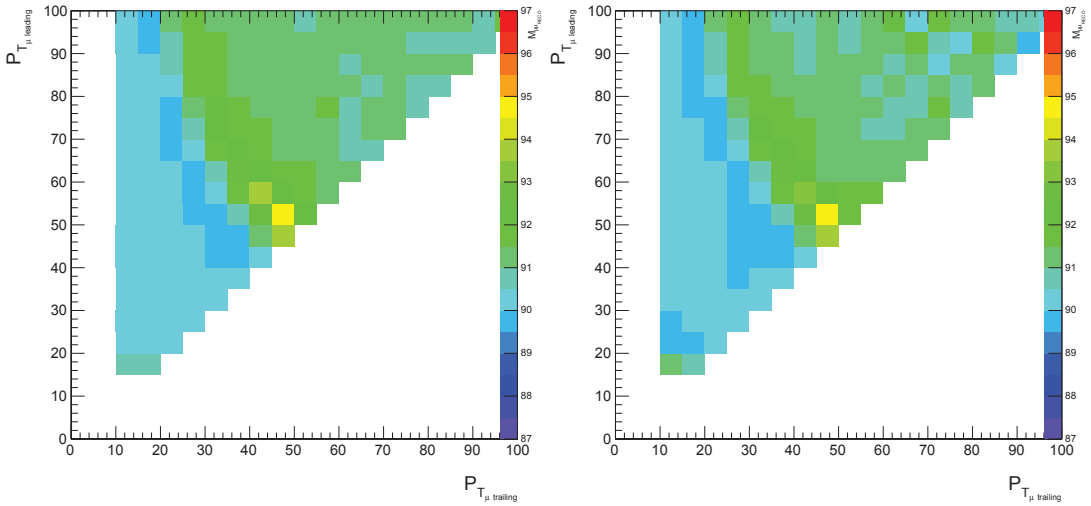
$$s_{RECO}^{Z^0} = \frac{E_{\gamma,RECO}}{E_{\gamma,FSR}} - 1 = \frac{m^2_{\mu\mu\gamma,RECO} - m^2_{\mu\mu,RECO}}{m^2_{Z^0} - m^2_{\mu\mu,RECO}} - 1$$

Des études sont encore en cours pour déterminer quelle est la façon optimale d'extraire l'information $m_{\mu\mu\gamma,Surface}$ car de nombreuses questions sont en suspens : faut-il extraire l'information par un ajustement ou par une moyenne (figure 4.18), faut-il prendre en compte la densité des événements (figure 4.16), quelles sont les incertitudes systématiques associées aux choix de binning, de fonction d'ajustement, etc., chacun de ces choix ayant des répercussions sur l'estimation



(a) $m_{\mu\mu\gamma,GEN}$ (simulation)

(b) $m_{\mu\mu,GEN}$ (simulation)



(c) $m_{\mu\mu,RECO}$ (simulation)

(d) $m_{\mu\mu,RECO}$ (données)

FIGURE 4.17 – Validité de la correspondance $m_{\mu\mu\gamma,GEN} \rightarrow m_{\mu\mu,GEN} \rightarrow m_{\mu\mu,RECO}$ dans la simulation (resp. 4.17a, 4.17b et 4.17c) et comparaison entre simulation (figure 4.17c) et données (figure 4.17d). Les corrections à l'échelle d'impulsion des muons sont appliquées.

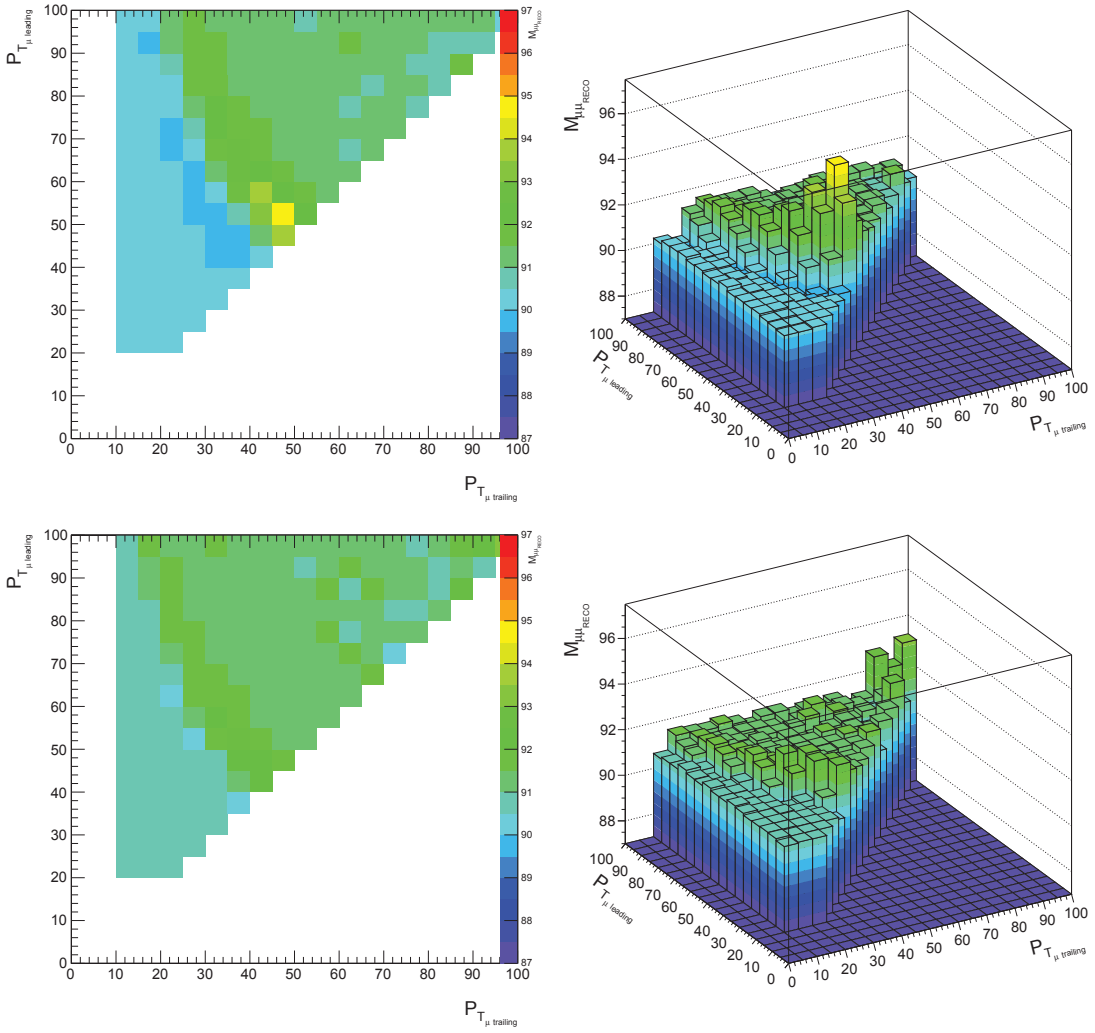


FIGURE 4.18 – Surface profilée de $m_{\mu\mu,RECO}$ (haut) et surface ajustée avec une fonction de Breit-Wigner (bas). Les corrections à l'échelle d'impulsion des muons ne sont pas appliquées.

de l'échelle d'énergie. En conséquence, à moins que cela ne soit explicitement précisé, la version $s^{Z^0}_{RECO}$ sera utilisée par la suite.

4.6 Échelle d'énergie des photons : méthodes de mesure

À partir des estimateurs définis à la section précédente, plusieurs méthodes sont possibles pour extraire une mesure de l'échelle d'énergie, présentées dans les sections suivantes.

4.6.1 Méthode par minimum de vraisemblance

Une méthode de minimum de vraisemblance peut être utilisée pour déterminer l'échelle d'énergie comme suit :

- on crée N nouvelles simulations modifiées en injectant une nouvelle échelle d'énergie s_i en amont de la sélection, c'est à dire l'énergie de chaque photon est modifiée comme $E'_\gamma = \frac{1}{s_i+1} \times E_\gamma$;
- on obtient N nouvelles distributions de notre estimateur s^i_{RECO}, que l'on transforme en fonction de densité de probabilité f_i via une estimation par noyau [75], avec un paramètre de lissage de 1 ;
- on calcule la vraisemblance d'obtenir les n points de données avec chaque fonction de densité de probabilité : $L_i = \prod_{j=0}^{n} f_i(x_j)$;
- grâce aux propriétés statistique de la vraisemblance, on ajuste la distribution $-\ln(L_i) = f(s_i)$ par une parabole :
  - la parabole est définie par $y = p_0 + p_1 s + p_2 s^2$;
  - on définit $\hat{s}$ comme étant le minimum de la parabole : $\hat{s} = -p_1/2p_2$;
  - l'incertitude sur l'estimation est définie par $\hat{\sigma} = 1/\sqrt{2p_2}$;
  - notre estimation de l'échelle d'énergie est alors $\hat{s} \pm \hat{\sigma}$.

Les distributions de la vraisemblance obtenue sont présentées sur la figure 4.19 pour les quatre catégories de photons.

Cette méthode a été utilisée, en utilisant la distribution de masse invariante $m_{\mu\mu\gamma}$ comme estimateur pour la vraisemblance, pour la mesure de l'incertitude systématique due à la méconnaissance de l'échelle d'énergie des photons pour la mesure de section efficace des processus $W - \gamma$ et $Z^0 - \gamma$ dans les données 2010 [82] et est documentée dans [83, 84]. On peut noter qu'une méthode similaire pour la mesure de la résolution des photons est également utilisée dans ces références et présentée sur la figure 4.20.

Une critique forte de cette méthode est que celle-ci repose sur l'hypothèse que la distribution utilisée dans la vraisemblance (s_{RECO} pour les résultats présentés dans les figures 4.19 et 4.20, $m_{\mu\mu\gamma}$ pour ceux présentés dans [83, 84]) présente exactement la même forme et le même comportement dans les données et la simulation. Cette hypothèse n'est pas correcte dans l'analyse des données 2011, puisqu'il a été discuté à la section 4.5.2.3 que le comportement des muons n'était pas similaire dans les données et la simulation. En particulier cette méthode, étant basée sur la simulation, ne permet d'obtenir une mesure crédible que de l'échelle d'énergie relative, entre les données et la simulation. Pour éviter de trop se reposer sur la simulation, l'étude approfondie de cette méthode a été délaissée.

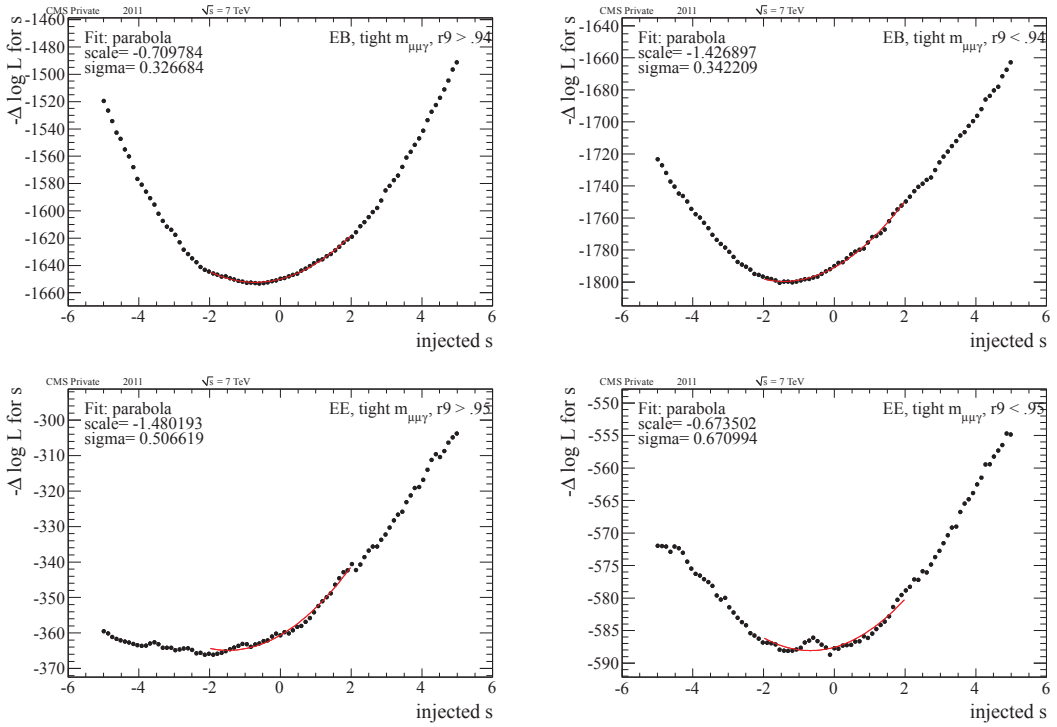


FIGURE 4.19 – Vraisemblance de l'échelle d'énergie en utilisant la distribution de s_{RECO} pour les quatre catégories de photons, utilisant 900 pb^{-1} de luminosité intégrée des données 2011.

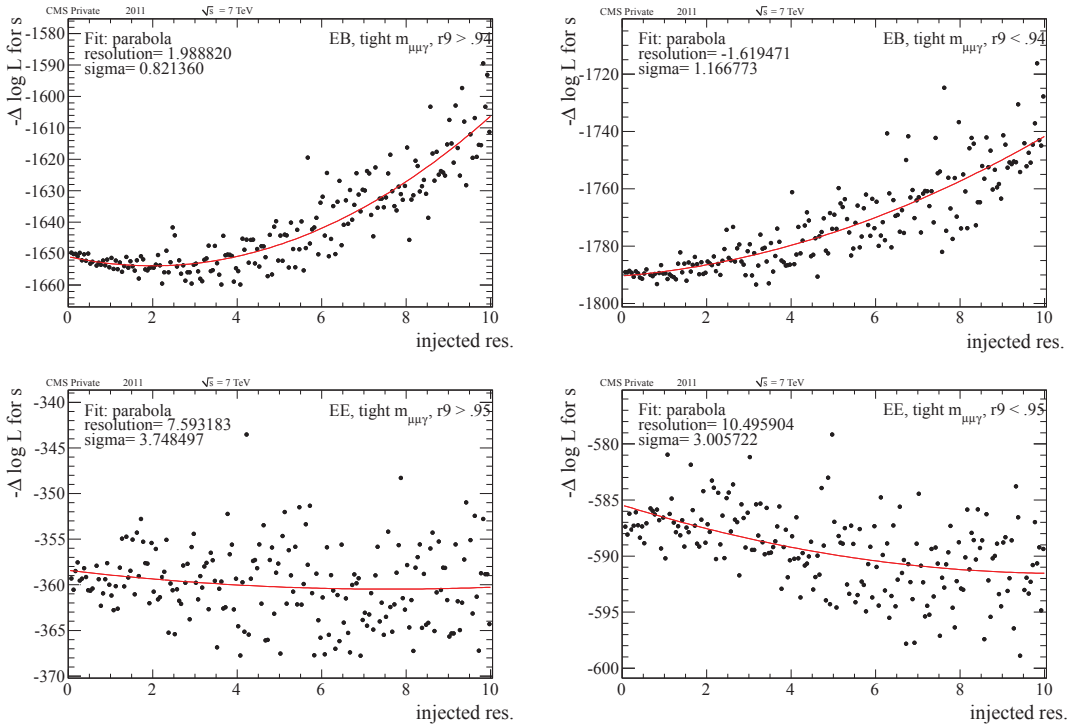


FIGURE 4.20 – Vraisemblance de la résolution en utilisant la distribution de s_{RECO} pour les quatre catégories de photons, utilisant 900 pb^{-1} de luminosité intégrée des données 2011.

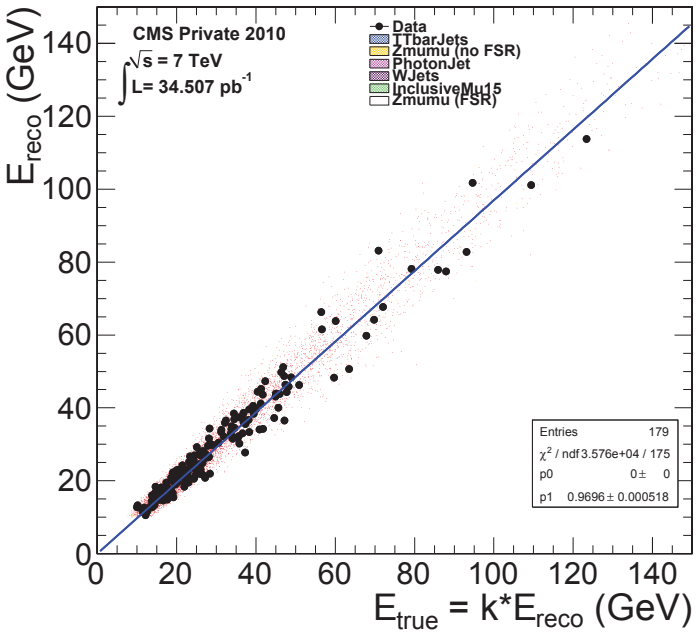


FIGURE 4.21 – Énergie des photons en fonction de l'énergie du photon corrigée par k_{RECO} tel que $k_{RECO} = \frac{1}{s_{RECO}+1} = \frac{E_{\gamma,FSR}}{E_{\gamma,RECO}}$, pour les données 2010. L'ajustement a ici été contraint à passer par l'origine $(0,0)$.

4.6.2 Méthode par ajustement de la corrélation avec l'énergie corrigée

À partir de la définition de l'échelle d'énergie s_{RECO}, il est possible de définir également un facteur de correction k_{RECO} tel que :

$$k_{RECO} = \frac{1}{s_{RECO}+1} = \frac{E_{\gamma,FSR}}{E_{\gamma,RECO}}$$

Ce facteur k_{RECO} permet une correction événement par événement de l'énergie du photon. La figure 4.21 présente l'énergie des photons en fonction de leur énergie ainsi corrigée.

On peut alors déterminer l'échelle d'énergie des photons en ajustant la courbe $E^{\gamma}_{reco} = f(k_{RECO} \times E_{reco^{\gamma}})$ par une droite. Le coefficient directeur de cette droite $y = p_0 + p_1 x$ est donc une estimation de l'échelle d'énergie : $\hat{s} = \frac{1}{p_1} - 1$

Cette méthode présente l'inconvénient de ne pas pouvoir prendre en compte d'éventuelles inhomogénéités de l'échelle d'énergie en fonction de l'énergie des photons, et en particulier les photons de basses énergies vont dominer l'ajustement étant donné leur poids statistique plus important.

4.6.3 Méthode de mesure par ajustement direct

Les deux quantités s_{TRUE} et s_{RECO} caractérisant l'échelle d'énergie sont des variables aléatoires et en tant que telles, leurs distributions contiennent de l'information. La quantité qui nous intéresse ici est l'échelle d'énergie, c'est à dire le pic de ces distributions. La moyenne de ces distributions peut être pris comme un premier estimateur de ce pic. Cependant, la largeur de la distribution dépend fortement de la plage en impulsion transverse p^{γ}_{T}, ainsi que de la catégorie du photon : les queues de distributions peuvent biaiser cette moyenne.

TABLE 4.8 – Échelle d'énergie mesurée par ajustement direct de s_{RECO} dans les données 2010 et la simulation, pour une luminosité intégrée de 36 pb^{-1}. Ces résultats ont été rendus publics dans [64].

Barrel		Endcaps	
Data	0.011 ± 0.009	Data	-0.041 ± 0.021
MC	0.000 ± 0.001	MC	-0.003 ± 0.003
Data - MC	0.011 ± 0.009	Data - MC	-0.037 ± 0.021

Une possibilité pour traiter ce problème consiste à ajuster ces distributions. Cette section présente la procédure pour le choix de la fonction d'ajustement, le choix de la plage d'ajustement, ainsi que les études de stabilité de l'ajustement.

4.6.3.1 Résultats : données 2010

Pour l'extraction de l'échelle d'énergie des photons dans les données 2010, le choix d'une fonction gaussienne a été retenu pour ajuster de façon binnée les données, et une fonction de Crystal-Ball a été retenue pour ajuster de façon non binnée la simulation. La fonction utilisée pour la simulation reflète une optimisation due à la plus grande statistique disponible. On peut voir sur la figure 4.22 que la différence en échelle d'énergie est de l'ordre de 1 % dans le tonneau et de l'ordre de 4 % dans les bouchons. Le tableau 4.8 résume les résultats des ajustements. Ces résultats ont été rendus publics dans [64, 85]. À noter qu'aucun schéma de correction à l'impulsion des muons n'est appliqué, et que les corrections electron-tuned de défaut sont utilisées pour les photons.

On peut également rappeler que l'utilisation de la définition $s_{RECO} = s^{Z^0}_{RECO}$ peut introduire un biais en impulsion transverse p^γ_T en ce qui concerne la détermination de l'échelle d'énergie absolue, comme discuté à la section 4.5.2.4. Étant donné que la plus grande partie de la statistique disponible dans ces données est à basse impulsion transverse du photon, ces résultats ne doivent donc pas être lus comme une mesure de l'échelle d'énergie absolue des photons. En revanche, ces résultats sont corrects dans la mesure où ils sont interprétés comme une différence entre données et simulation, c'est à dire une mesure relative.

Dans le cadre de l'analyse des données 2010, on peut remarquer que l'échantillon de simulation contient plus de 34 fois la statistique disponible dans les données. On peut alors séparer la statistique de la simulation en 34 lots indépendants (*Gedankenexperiment*) correspondant chacun à une luminosité intégrée de 36 pb^{-1}. L'estimateur s_{RECO} est alors ajusté également avec une gaussienne, et l'on peut regarder les paramètres de l'ajustement dans les données sont compatibles avec la moyenne des ajustements réalisés dans la simulation, comme présenté dans la table 4.9. On observe que les résultats observés dans les données sont globalement compatibles avec ce que l'on attendait à partir de la simulation.

Pour l'analyse des données 2011, une gamme d'outils plus perfectionnés a été mise en place pour permettre la mesure de l'échelle d'énergie différentielle en fonction de l'impulsion transverse du photon p^γ_T.

4.6.3.2 Outils de crédibilité de l'ajustement

Les figures de mérite utilisées pour attester de la stabilité de l'ajustement sont :

- la grandeur χ^2/ndf où ndf représente le nombre de degrés de liberté ('number of degrees of freedom') dans l'ajustement ;

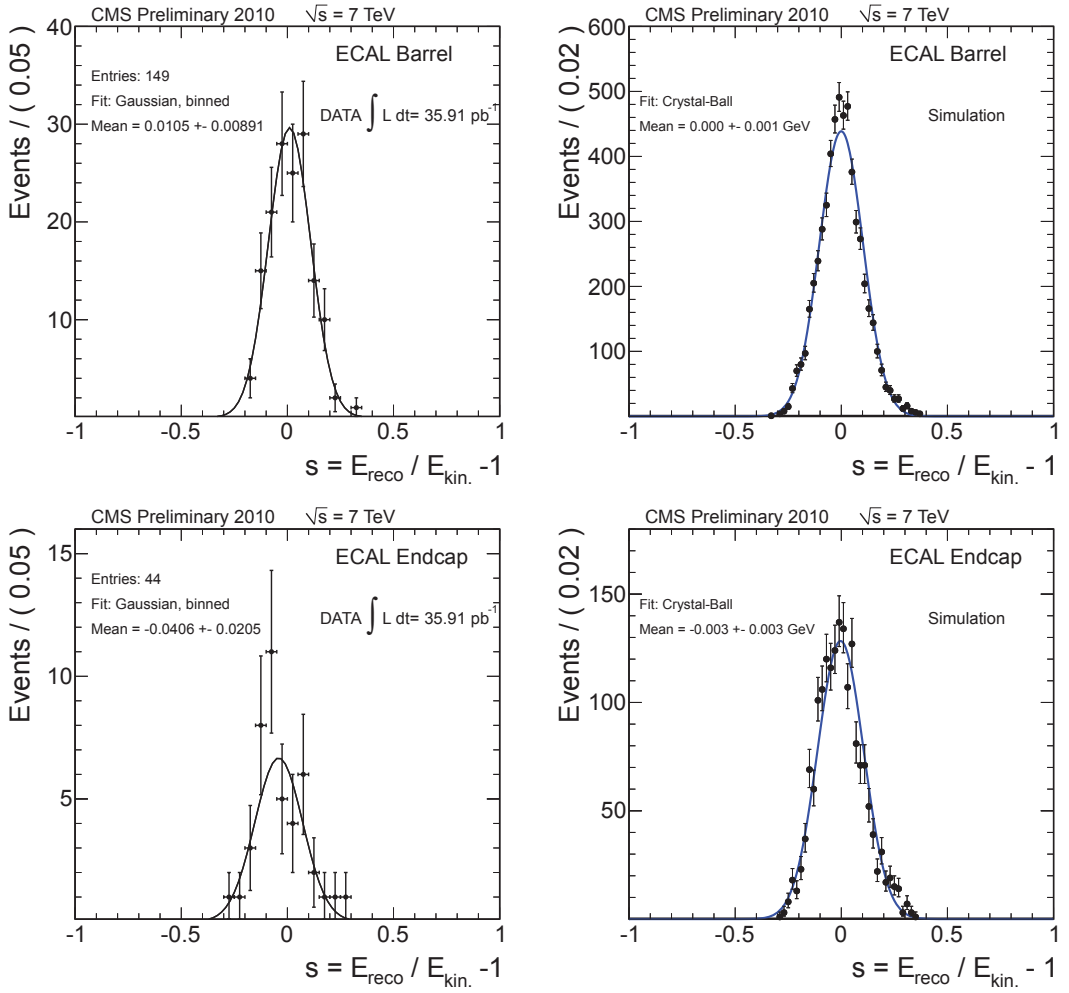


FIGURE 4.22 – Ajustement de s_{RECO} pour les données 2010 et la simulation, correspondant à une luminosité intégrée de 36 pb^{-1}. Les distributions pour le tonneau (haut) et les bouchons (bas) sont présentées, pour les données (gauche) et la simulation (droite). La fonction utilisée pour ajuster les données est une gaussienne, et une fonction de Crystal-Ball est utilisée pour ajuster la simulation. Ces distributions ont été rendues publiques dans [64, 85].

TABLE 4.9 – Résumé des résultats des ajustements gaussiens de s_{RECO} des 34 lots de simulation et comparaison avec les données.

	s, tight	# evts	χ^2/ndf	s	$\frac{\delta s}{s+1}$	σ	$\frac{\delta\sigma}{\sigma}$
EB+EE	data	192	0.743	0.0007 ± 0.0074	0.738%	0.1001 ± 0.0048	4.797%
	<MC>	215	1.069	-0.0039 ± 0.0075	0.758%	0.1059 ± 0.0061	5.748%
	data - <MC>	-23	-0.326	0.0046 ± 0.0106	-0.020%	-0.0058 ± 0.0078	-0.952%
EB	data	149	0.585	0.0055 ± 0.0092	0.918%	0.1000 ± 0.0068	6.779%
	<MC>	164.029	1.095	-0.0033 ± 0.0086	0.866%	0.1043 ± 0.0071	6.820%
	data - <MC>	-15.029	-0.510	0.0088 ± 0.0126	0.052%	-0.0043 ± 0.0098	-0.040%
EE	data	43	0.245	-0.0447 ± 0.0172	1.800%	0.1064 ± 0.0147	13.790%
	<MC>	50.971	1.012	-0.0097 ± 0.0183	1.852%	0.1100 ± 0.0159	14.398%
	data - <MC>	-7.971	-0.767	-0.0350 ± 0.0251	-0.052%	-0.0036 ± 0.0216	-0.607%

- une deuxième version de χ^2/ndf où l'on s'assure que chaque bin de la distribution qui est partie intégrante de l'ajustement possède au minimum 35 entrées. Ainsi, le nombre d'entrées suit une loi gaussienne et non plus une loi de Poisson, et justifie l'utilisation de cette version de χ^2/ndf pour le calcul de la p-value décrit ci-après [9] ;
- la p-value de l'ajustement, calculée en utilisant la version modifiée de χ^2/ndf décrite précédemment, en utilisant le binning le plus fin possible respectant un minimum de 35 entrées par bin ;

D'autres figures de mérite, non utilisées, servent à s'assurer de la justesse des estimateurs précédents :

- la projection des χ^2/ndf pulls en fonction de l'échelle d'énergie ;
- la projection des résidus χ^2/ndf en fonction de l'échelle d'énergie ;
- la distribution des χ^2/ndf pulls.

Ces différentes figures de mérite sont présentées pour un exemple dans la figure 4.23.

La principale figure de mérite qui guidera nos choix sera la p-value : si le modèle décrit correctement les données, la p-value doit être uniformément répartie entre 0 et 1.

4.6.3.3 Choix de la fonction et de la plage d'ajustement

La forme des distributions de s_{RECO} dépend fortement de la catégorie du photon et de la plage en impulsion transverse considérée. Notre propos étant de mesurer la position du pic de cette distribution, et la forme des queues de distribution étant difficile à maîtriser, seule une plage autour de ce pic est ajustée. Le choix de la plage est fait pour chaque catégorie de photon, et pour l'intégralité de la gamme en impulsion transverse du photon.

On défini la plage d'ajustement de XX % comme le plus petit intervalle contenant XX % de la statistique totale pour une distribution donnée. Ainsi, même lorsque le choix d'une plage d'ajustement est effectué, les limites et la longueur de cette plage peuvent varier de distribution à distribution.

La procédure de choix de la plage d'ajustement est effectuée comme suit pour chaque catégorie de photon :

- on choisit une fonction d'ajustement ;
- on choisit une gamme en impulsion transverse p_T^γ ;
- pour chaque plage d'ajustement entre 50 % et 100 % (par pas de 1 %), on effectue l'ajustement, et on calcule la p-value ;
- on s'attend à ce que la p-value de l'ajustement soit uniformément répartie entre 0 et 1, si la description des données par l'ajustement est correcte. On choisit donc la plage d'ajustement pour laquelle la moyenne de la p-value des ajustements pour les différentes gammes en p_T^γ est la plus proche de 0.5. Si plusieurs plages donnent des moyennes similaires, on choisit la plus grande.

De la même façon, on peut tester et comparer différentes fonctions pour l'ajustement, afin de choisir celle décrivant le mieux la distribution. Les fonctions suivantes ont été testées :

- gaussienne :
  - $f(x) = a \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$, où μ est la valeur centrale de la gaussienne et σ est sa largeur ;
- gaussienne bifurquée :
  - gaussienne avec une largeur différente de part et d'autre de la valeur centrale μ ;
- fonction de Crystal-Ball (gaussienne avec une queue en loi de puissance) :
  - $f(x) = N \times \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha \\ A\left(B - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{x-\mu}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$, où $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \times \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$ et $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$;
- fonction de Breit-Wigner :

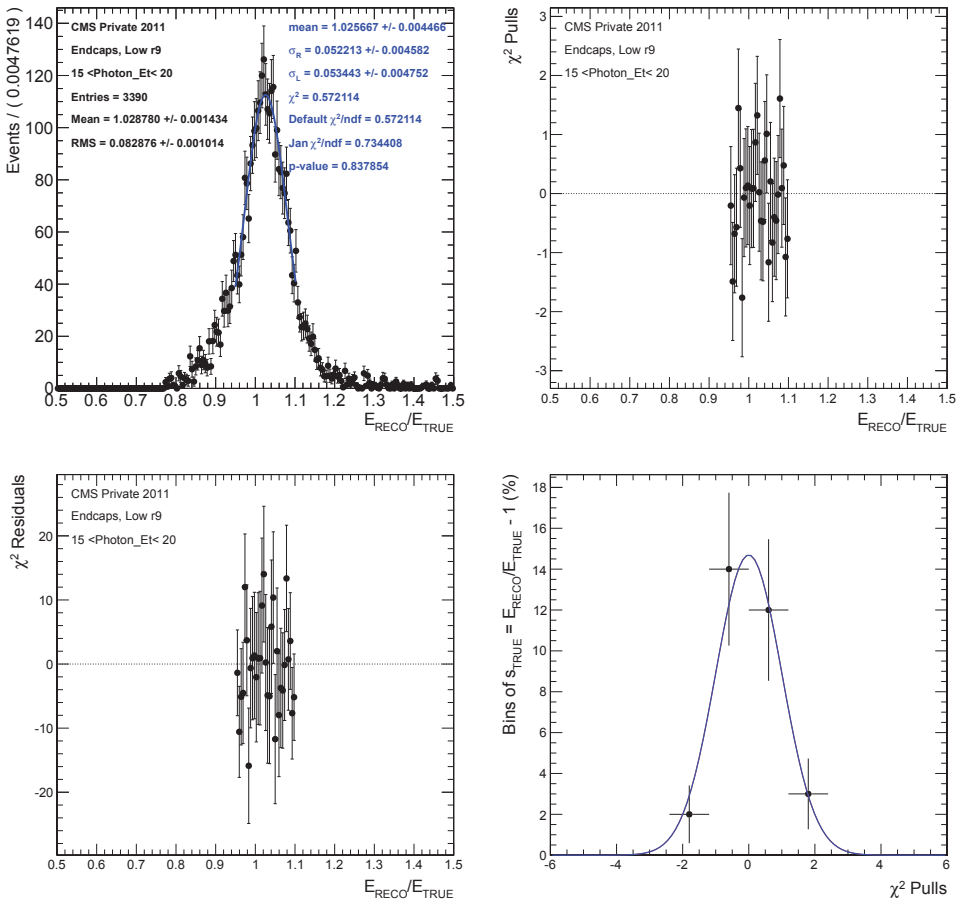


FIGURE 4.23 – Ajustement et figures de mérite de la crédibilité pour un exemple : la quantité ajustée est s_{TRUE}, pour les photons dans le tonneau, vérifiant $R_9 < .94$ et $E_T^\gamma \in [15, 20]$ GeV, avec le jeu de correction ETHZ appliqué. La distribution est ajustée de façon non binnée avec une gaussienne bifurquée, c'est à dire deux demi-gaussiennes de largeur différente avec solution de continuité au sommet. Le résultat de l'ajustement est visible en haut à gauche. On peut voir la distribution des pulls de χ^2 en haut à droite, où la distribution est plate et centrée en 0 comme attendu. La distribution des résidus de χ^2 est présentée en bas à gauche, où la distribution est plate et centrée en 0 comme attendu. Enfin, la distribution des pulls de χ^2 pour la catégorie de photon intégrée sur le bin en impulsion transverse est présentée en bas à droite. La gaussienne représentée n'est pas un ajustement mais une gaussienne unité normalisée au nombre d'entrées. On peut voir à l'œil que les points suivent cette distribution, comme attendu.

TABLE 4.10 – Mesure de l'échelle d'énergie des photons d'énergie transverse $E_T^\gamma > 25$ GeV dans les données et la simulation, avec les différentes sources d'incertitudes. Les données sont reconstruites avec la calibration du 16 janvier. Les données et la simulation utilisent la régression pour la correction en énergie des photons et les corrections Rochester pour l'impulsion des muons.

Catégorie	simulation		données
	s_{TRUE} (%)	s_{RECO} (%)	s_{RECO} (%)
EB, $R_9 > 0.95$	0.402 ± 0.021 (stat)	0.23 ± 0.13 (stat) ± 0.15 (fit range) ± 0.03 (muons)	1.49 ± 0.24 (stat) ± 0.05 (fit range)
EB	0.53 ± 0.28 (stat)	0.82 ± 0.12 (stat) ± 0.10 (fit range) ± 0.02 (muons)	1.73 ± 0.17 (stat) ± 0.16 (fit range)
EE	0.809 ± 0.047 (stat)	0.29 ± 0.19 (stat) ± 0.05 (fit range) ± 0.03 (muons)	0.48 ± 0.46 (stat) ± 0.10 (fit range)

- $f(x; x_0, \gamma) = \frac{1}{\pi\gamma\left[1+\left(\frac{x-x_0}{\gamma}\right)^2\right]} = \frac{1}{\pi}\left[\frac{\gamma}{(x-x_0)^2+\gamma^2}\right]$, où γ est le paramètre d'échelle ;

- produit de convolution d'une fonction de Breit-Wigner avec une fonction de Crystal-Ball :
  - $f =$ Breit-Wigner $\otimes$ Crystal-Ball ;
- somme de gaussienne (jusqu'à 5) ;
- fonction de Landau :
  - $f(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty e^{-t\log t - xt}\sin(\pi t)\, dt$;
- produit de convolution d'une fonction de Landau avec une gaussienne :
  - $f =$ Landau $\otimes$ Gauss ;
- fonction de Voigt (produit de convolution d'une fonction gaussienne et d'une fonction de Breit-Wigner) :
  - $f =$ Breit-Wigner $\otimes$ Gauss.

La fonction d'ajustement choisie est celle qui donne la meilleure moyenne des p-values pour chaque catégorie. La fonction de Voigt a été déterminée comme étant la plus stable et robuste.

4.6.3.4 Résultats : données 2011 avec la reconstruction du 16 janvier

Pour l'extraction de l'échelle d'énergie dans les données 2011, l'ajustement est réalisé avec une fonction de Voigt. Les résultats des ajustements de s_{RECO} sont présentés dans la figure 4.24. Il est à noter qu'ici l'énergie des photons est corrigée avec les corrections de régression (voir section 3.4.6. Ces résultats ont été rendus publics dans [86]. Les résultats des ajustements de s_{TRUE} dans la simulation, sont présentés dans la figure 4.25.

La mesure de l'échelle d'énergie des photons d'énergie transverse $E_T^\gamma > 25$ GeV dans les données et la simulation est résumée dans la table 4.10. Les différentes sources d'incertitude étudiées sont présentées ci-après.

4.6.3.5 Incertitudes systématiques : échelle d'impulsion des muons

Les corrections Rochester à l'impulsion des muons décrites à la section 4.5.2.3 ont été utilisées pour les résultats présentés à la section 4.6.3.4. Elles fournissent un jeu de corrections $k_\mu \pm \delta k_\mu$ dans des bins $(\phi^\mu, \eta^\mu, Q^\mu)$ de façon à corriger l'impulsion des muons. La transformation $p_T^{\mu\prime} = k_\mu \times p_T^\mu$ a été appliquée en amont de la sélection, et les jeux de corrections sont différents pour les données et pour la simulation.

Pour estimer l'incertitude systématique sur l'échelle d'énergie des photons due à cette correction, on suit la méthode suivante :

- on crée 100 jeux de données, où l'on corrige l'impulsion aux muons par un facteur aléatoire $k_\mu{}'$ tiré aléatoirement d'une gaussienne centrée en k_μ et de largeur l'incertitude δk_μ ($k_\mu{}'(\phi^\mu, \eta^\mu, Q^\mu) = Gauss(k_\mu, \delta k_\mu)$) au lieu de $k_\mu(\phi^\mu, \eta^\mu, Q^\mu)$. Les graines aléatoires utili-

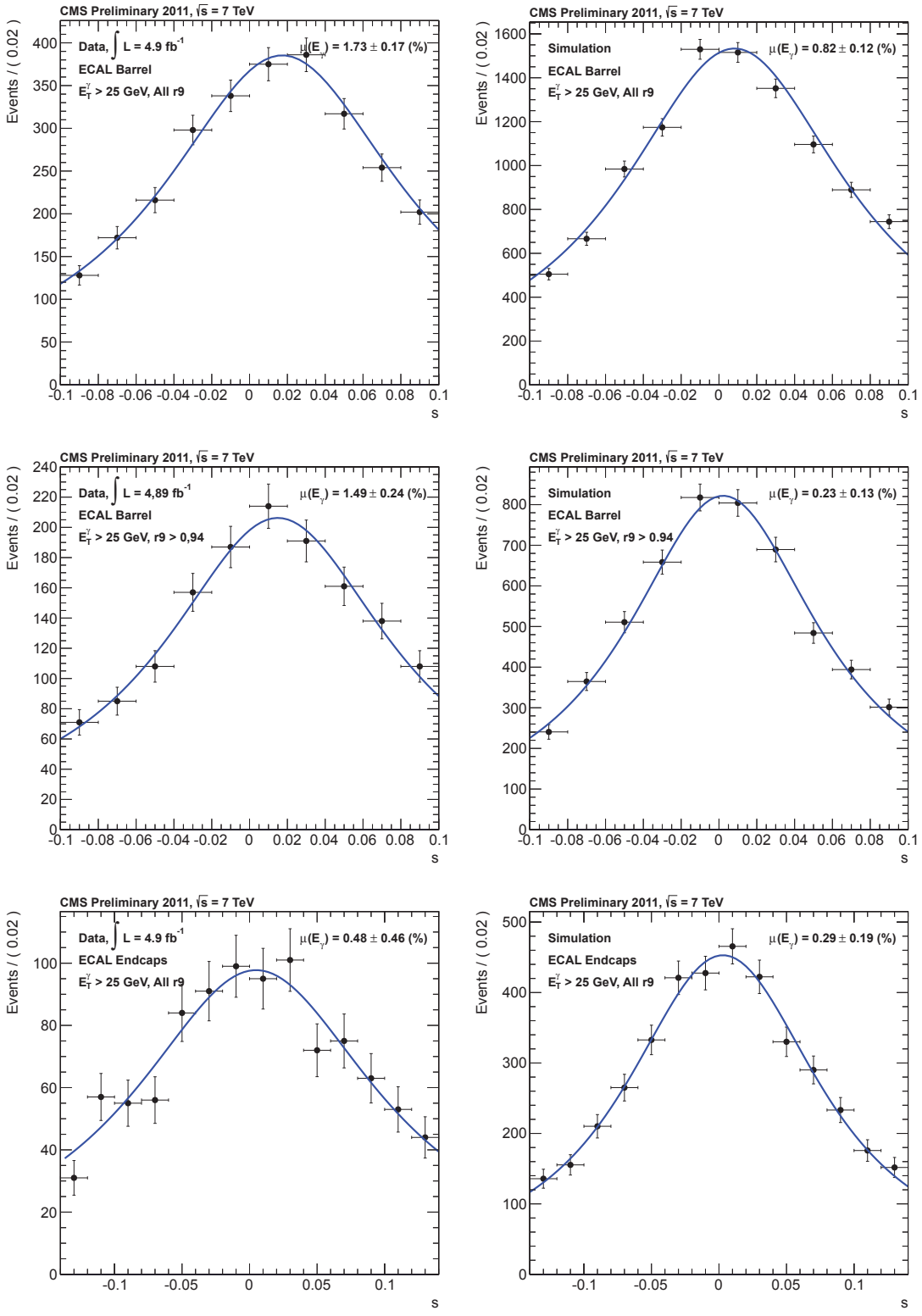


FIGURE 4.24 – Échelle d'énergie des photons s_{RECO} pour les données (gauche) et la simulation (droite), pour les photons sélectionnés d'énergie transverse $E_T^\gamma > 25\,\text{GeV}$. Les photons sont détectés dans le tonneau (haut), dans le tonneau avec $R_9 > 0.94$ (milieu) ou dans les bouchons (bas). Les données sont reconstruites avec la calibration du 16 janvier. Les données et la simulation utilisent la régression pour la correction en énergie des photons et les corrections Rochester pour l'impulsion des muons. Ces résultats ont été rendus publics dans [86].

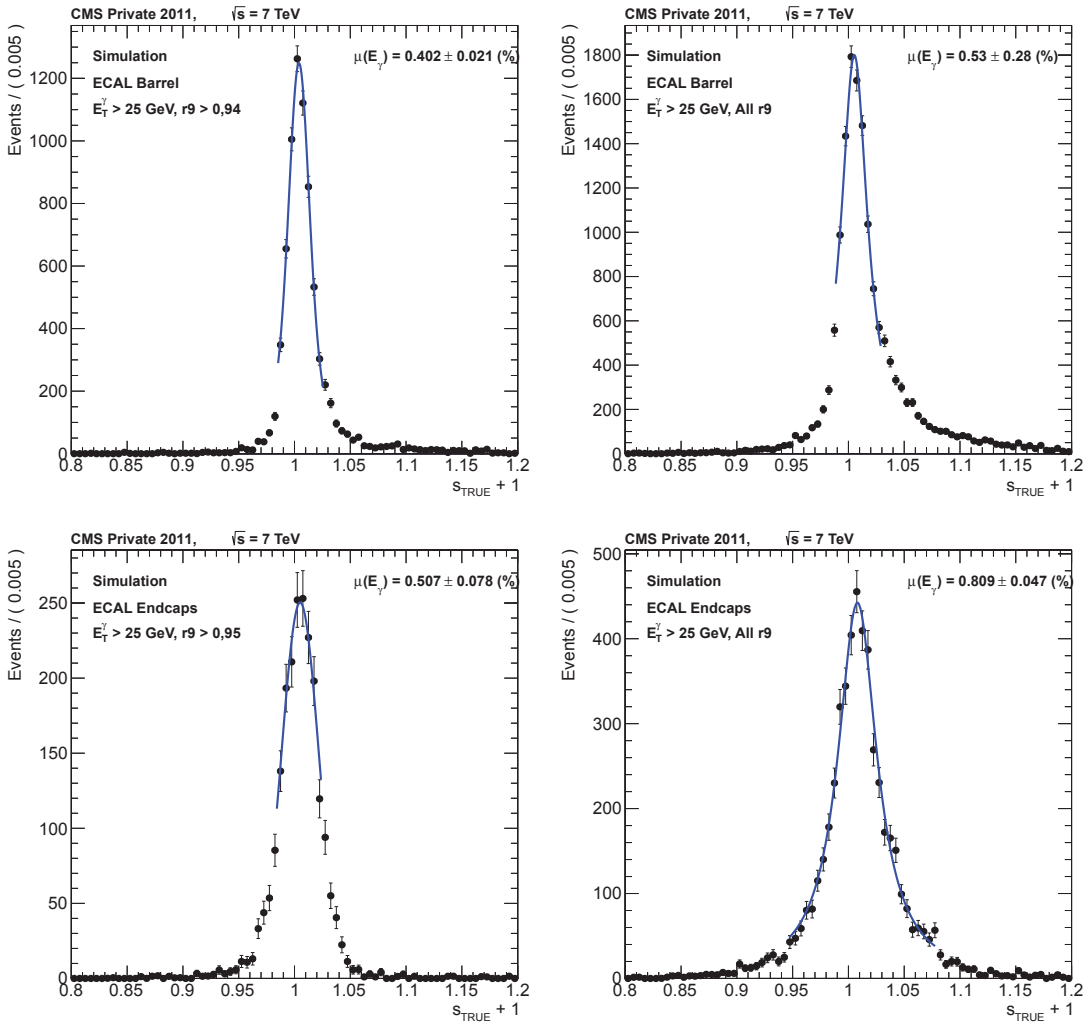


FIGURE 4.25 – Échelle d'énergie des photons s_{TRUE} pour la simulation, pour les photons du tonneau d'énergie transverse $E_T^\gamma > 25$ GeV avec $R_9 > 0.94$ (gauche) ou sans critère sur R_9 (droite), dans le tonneau (haut) ou les bouchons (bas). Les données et la simulation utilisent la régression pour la correction en énergie des photons et les corrections Rochester pour l'impulsion des muons.

sées pour calculer les k'_μ sont différentes pour chacun des jeux modifiés mais complètement corrélés au sein d'un jeu pour les différents bins $(\phi^\mu, \eta^\mu, Q^\mu)$;
- le même ajustement que dans le cas de la détermination de l'échelle d'énergie est effectué ;
- on ajuste par une gaussienne la distribution de l'échelle d'énergie extraite pour ces 100 jeux de données, la largeur de cette gaussienne est prise comme incertitude systématique.

Les distributions de ces gaussiennes est présentée dans la figure 4.26 pour la simulation. Dans le cas des données, l'utilisation d'une version plus récente des corrections de Rochester est nécessaire.

4.6.3.6 Incertitudes systématiques : acceptance de la sélection

On peut étudier la dépendance de l'échelle d'énergie en fonction de l'acceptance de la sélection. L'une des principales coupures changeant la cinématique des événements entrant dans la mesure de l'échelle d'énergie est la coupure sur la masse invariante dimuon $m_{\mu\mu} \in [40, 80]$ GeV. On peut alors étudier l'effet sur l'échelle d'énergie mesurée en augmentant la taille de cette fenêtre d'acceptance où en translatant cette fenêtre (voir figure 4.27 pour un exemple, l'intégralité des figures est disponible dans l'annexe B). On peut voir que cet effet est négligeable dans le cas où $E_T^\gamma > 25$ GeV. Une détermination plus quantitative dans le cas où $E_T^\gamma < 25$ GeV nécessite d'abord de finaliser la définition de $s_{RECO,surface}$ comme abordé à la section 4.5.2.4.

4.6.3.7 Incertitudes systématiques : stabilité de la plage d'ajustement

On a défini précédemment une méthode pour choisir une plage d'ajustement de la distribution de l'échelle d'énergie. Une source d'incertitude est la variation de la valeur de l'échelle d'énergie ajustée si l'on fait varier la plage d'ajustement. Les distributions sont présentées dans les figures 4.28 et 4.29.

4.7 Fermeture : facteur de correction

Une fois l'échelle d'énergie mesurée, il est possible de fournir des facteurs correctifs à l'énergie des photons pour les analyses utilisant des photons. Ce facteur correctif est défini par :

$$f = \frac{1}{\hat{s} + 1}$$

où $\hat{s}$ est la valeur mesurée de l'échelle d'énergie.

Un bon test de la méthode consiste à appliquer ce facteur correctif puis de mesurer l'échelle d'énergie une seconde fois : la nouvelle échelle d'énergie mesurée doit être compatible avec 0.

Ce test de fermeture a été réalisé dans le cadre de l'analyse des données 2010 et est présenté sur la figure 4.30. Une échelle d'énergie donnée à été injectée dans la simulation en amont de la sélection, puis la sélection et procédure d'ajustement est effectuée. On peut remarquer plusieurs caractéristiques :
- l'estimateur se comporte en ligne droite : notre estimateur construit est donc bien une mesure de l'échelle d'énergie ;
- cette droite ne passe pas par le point $(1, 1)$, ce qui signifie que notre estimateur est inconsistent. Il s'agit là du fait que l'ajustement est ici dominé par les photons de basse énergie, pour lesquels notre estimateur s_{RECO} n'est pas une mesure correcte de s_{TRUE}, comme discuté précédemment ;
- la pente de cette droite est différente de 1, ce qui signifie que notre estimateur est biaisé : l'application d'un facteur de correction déterminé à partir de la mesure de l'échelle d'énergie ne permettra pas de corriger cette échelle d'énergie.

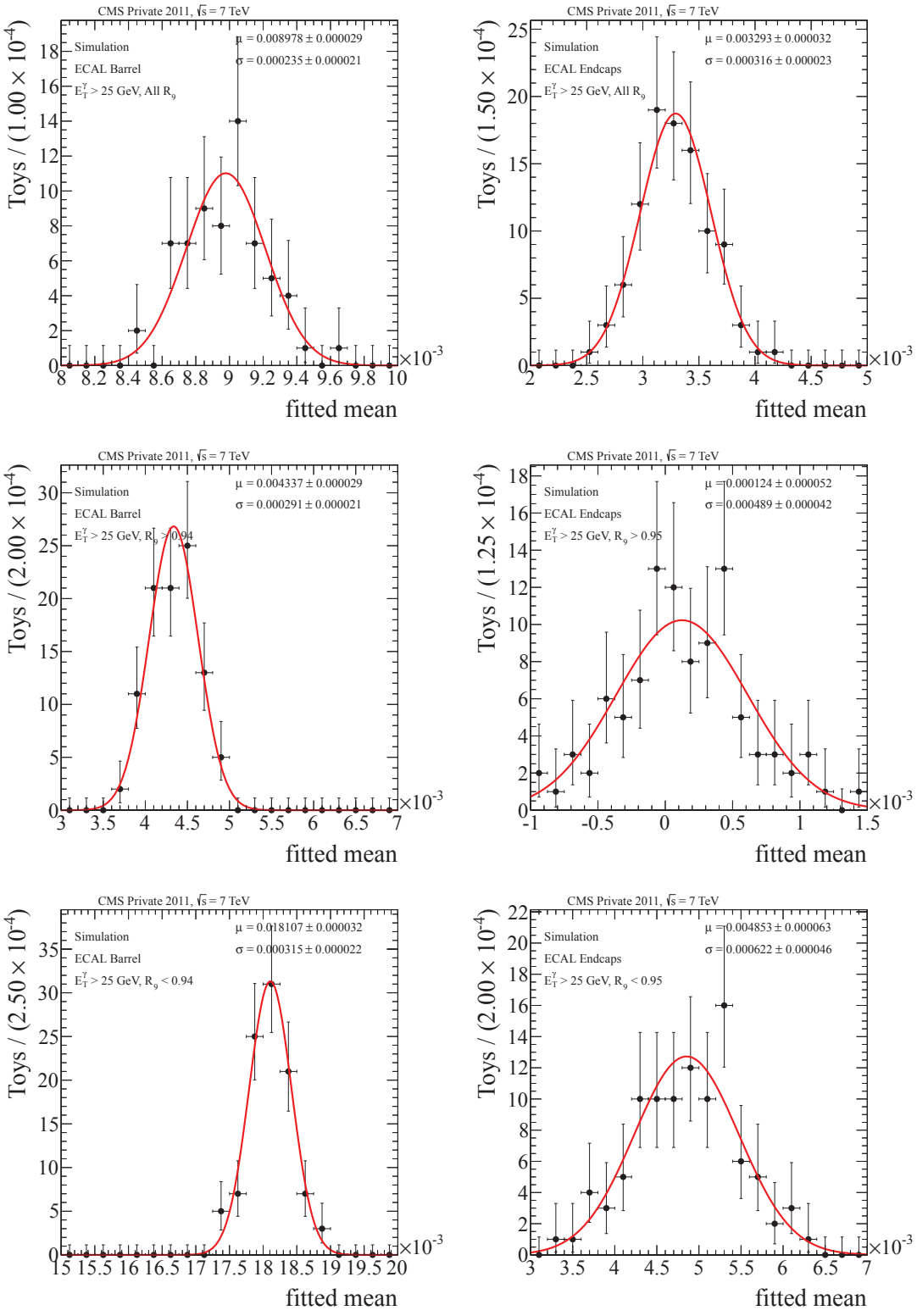


FIGURE 4.26 – Incertitude systématique venant des corrections Rochester à l'impulsion des muons pour la simulation, pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite), pour tous les photons (haut), les photons de haut R_9 (milieu) et les photons de bas R_9 (bas).

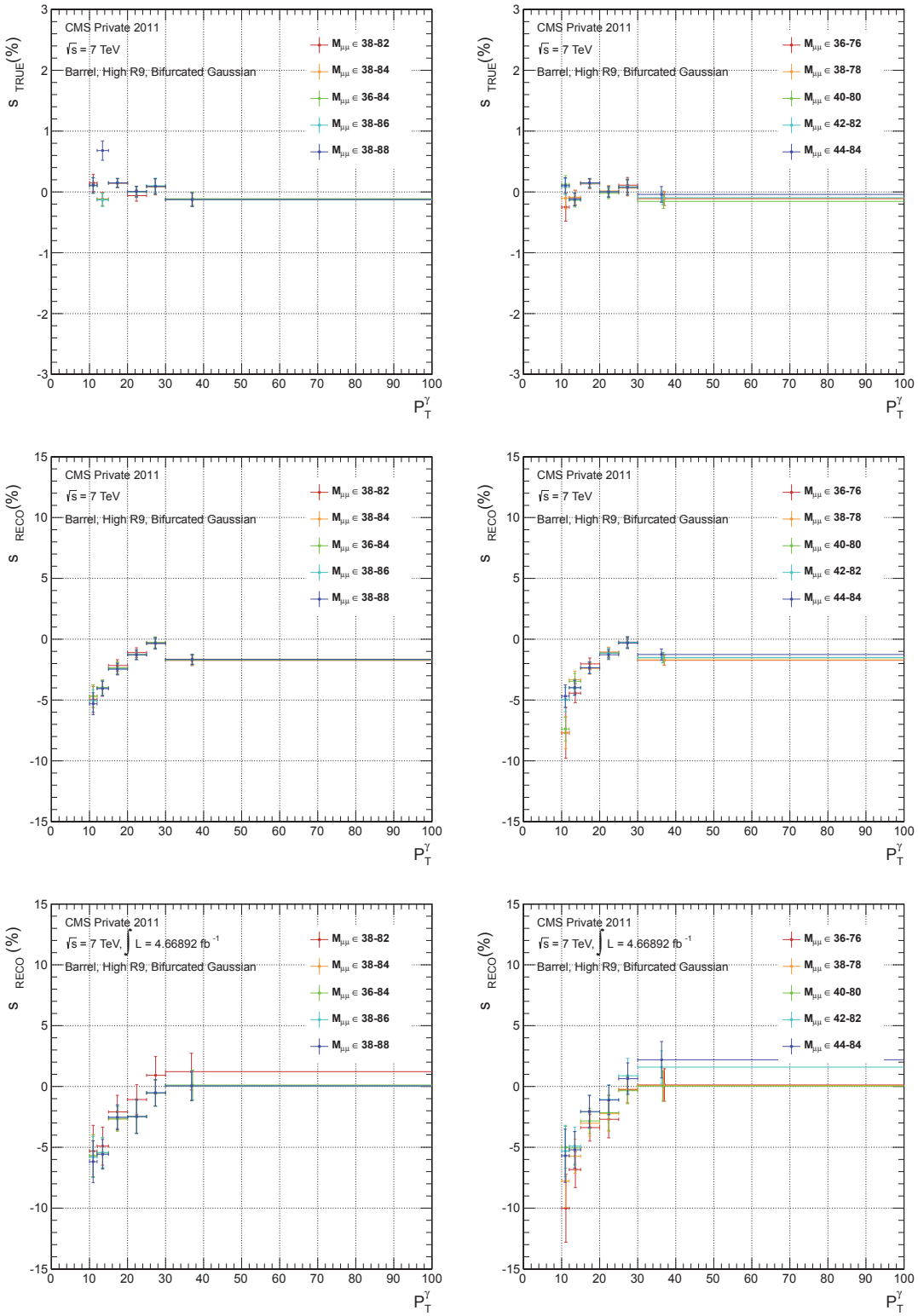


FIGURE 4.27 – Distribution de s_{TRUE} (haut) s_{RECO} dans la simulation (milieu) et les données (bas) en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour l'une des quatre catégories de photon (tonneau avec $R_9 > 0.94$), dans le cas d'une augmentation (gauche) et d'une translation (droite) de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

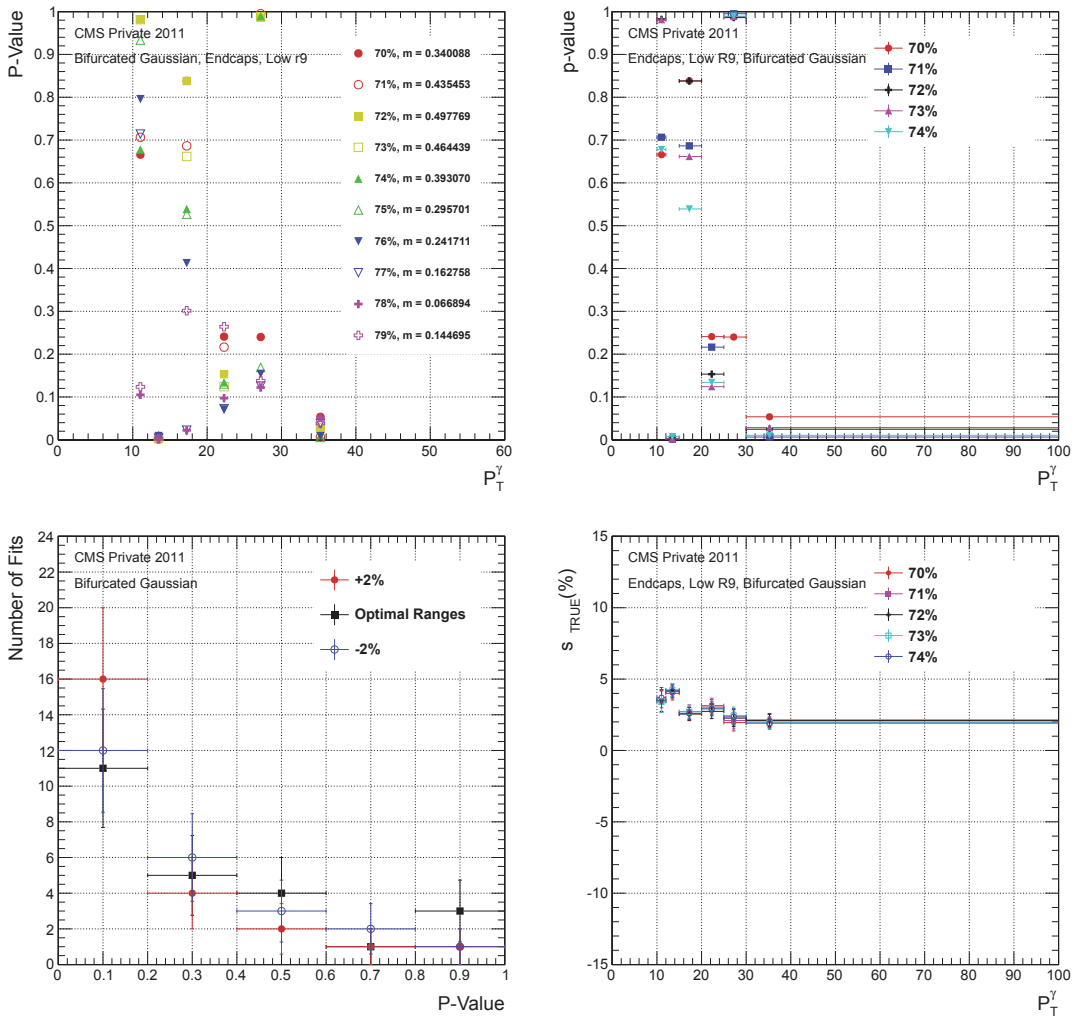


FIGURE 4.28 – Figures de mérite de la stabilité de l'ajustement pour s_{TRUE}, pour la catégorie des bouchons à bas R_9. La figure en haut à gauche présente la p-value de l'ajustement pour différentes plages d'ajustement en fonction de l'impulsion transverse du photon. La figure en haut à droite présente la p-value de l'ajustement en fonction de l'impulsion transverse du photon pour la plage d'ajustement choisie à plus ou moins 2 %. La figure en bas à gauche présente l'histogramme du nombre d'ajustements, toutes catégories superposées, en fonction de la p-value. La figure en bas à droite présente les valeurs de l'échelle d'énergie ajustées en fonction de l'impulsion transverse du photon, pour la plage d'ajustement choisie à plus ou moins 2 %.

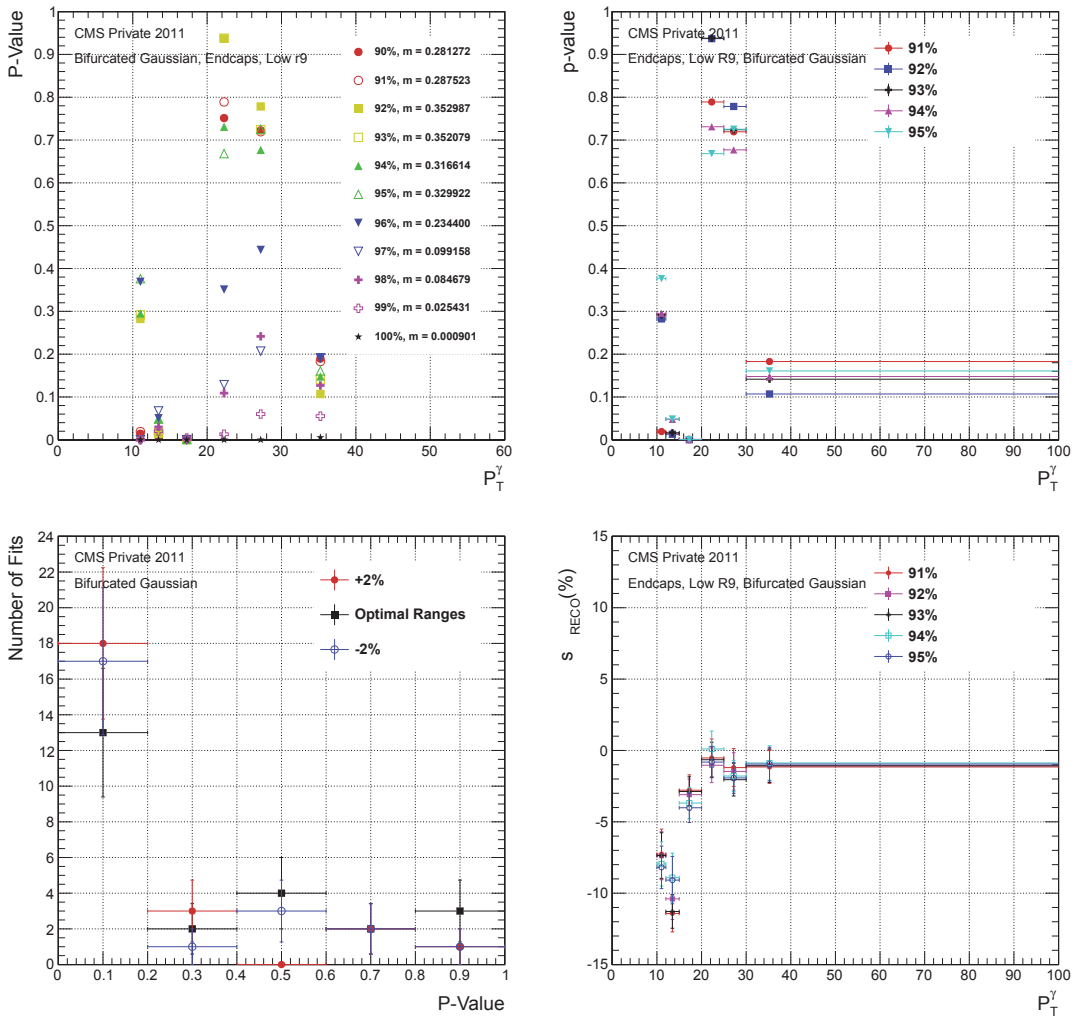


FIGURE 4.29 – Figures de mérite de la stabilité de l'ajustement pour s_{RECO}, pour la catégorie des bouchons à bas R_9. La figure en haut à gauche présente la p-value de l'ajustement pour différentes plages d'ajustement en fonction de l'impulsion transverse du photon. La figure en haut à droite présente la p-value de l'ajustement en fonction de l'impulsion transverse du photon pour la plage d'ajustement choisie à plus ou moins 2 %. La figure en bas à gauche présente l'histogramme du nombre d'ajustements, toutes catégories superposées, en fonction de la p-value. La figure en bas à droite présente les valeurs de l'échelle d'énergie ajustées en fonction de l'impulsion transverse du photon, pour la plage d'ajustement choisie à plus ou moins 2 %.

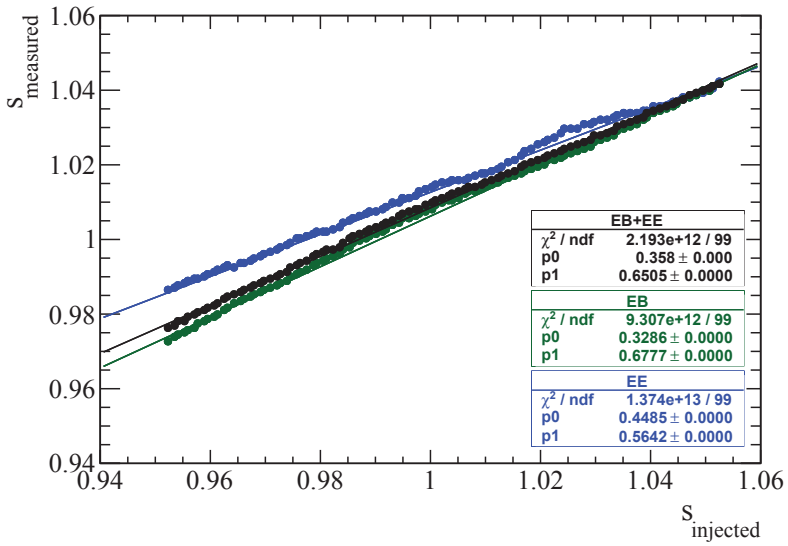


FIGURE 4.30 – Échelle d'énergie mesurée en fonction de l'échelle d'énergie injectée dans la simulation des événements FSR, pour l'analyse 2010. L'ajustement de la distribution de l'échelle d'énergie est effectué de façon binnée avec une fonction gaussienne. Les incertitudes systématiques et statistiques sur la mesure de l'échelle d'énergie ne sont pas représentées.

Il est à noter cependant que cette figure a été réalisée pour la simulation 2010 :

- on a appris depuis que notre estimateur était biaisé à basse impulsion transverse des photons et une procédure de correction est en train d'être mise en place ;
- une procédure de correction de l'impulsion des muons est disponible et est désormais utilisée ;
- la fenêtre de masse invariante resserrée ($87.2\,\text{GeV} < m_{\mu\mu\gamma} < 95.2\,\text{GeV}$) a été utilisée, alors que la fenêtre lâche est désormais utilisée ($70\,\text{GeV} < m_{\mu\mu\gamma} < 110\,\text{GeV}$) ;
- une détermination des incertitudes systématiques et statistiques est également en train d'être mise en place, et pourra permettre de confirmer ou d'infirmer si les observations ci-dessus sont effectivement systématiques de notre méthode.

Il est nécessaire de finaliser en particulier l'analyse des incertitudes systématiques avant de renouveller ce test dans le cadre de l'analyse des données 2011.

4.8 Conclusion

Ce chapitre présente l'étude des désintégrations radiatives du boson Z^0 : $Z^0 \to \mu\mu\gamma$, pour les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$. D'une part, l'utilisation de cet échantillon de photons de haute pureté et de relativement haute impulsion transverse, permet la validation dédiée de la simulation des photons. D'autre part, la bonne mesure des muons dans CMS et la bonne connaissance du boson Z^0 permet la contrainte des caractéristiques du photon à partir du reste de l'événement, à des fins de calibration. La définition et les techniques de mesure de l'échelle d'énergie des photons ont été présentées. Une luminosité intégrée de $36\,\text{pb}^{-1}$ a été analysée pour les données 2010 et $5.0\,\text{fb}^{-1}$ pour les données 2011.

Dans les données 2010, plusieurs méthodes ont été testées, et la méthode d'ajustement direct de l'échelle a été retenue : l'échelle d'énergie dans les données est de $(1.1 \pm 0.9\,(\text{stat}))$ % dans le tonneau et $(-4.1 \pm 2.1\,(\text{stat}))$ % dans les bouchons, ce qui est en accord avec la simulation de l'ordre de 1 % pour le tonneau et 4 % pour les bouchons. Ce travail a été documenté dans [84],

utilisé pour la mesure des sections efficaces $Z\gamma$ et $W\gamma$ dans les données 2010 [82] et rendu public dans [64].

Dans les données 2011, la méthode d'ajustement direct de l'échelle a été améliorée, et une piste pour permettre la mesure de l'échelle d'énergie différentielle en p_T^γ a été présentée. Dans les données et pour $p_T^\gamma > 25\,\text{GeV}$, une échelle de $1.49 \pm 0.24\,(\text{stat}) \pm 0.05\,(\text{fit range})\,\%$ a été mesurée dans le tonneau pour les photons avec $R_9 > 0.95$, une échelle de $1.73 \pm 0.17\,(\text{stat}) \pm 0.16\,(\text{fit range})\,\%$ a été mesurée dans le tonneau, et une échelle de $0.48 \pm 0.46\,(\text{stat}) \pm 0.10\,(\text{fit range})\,\%$ a été mesurée dans les bouchons. Ces résultats sont en accord avec la simulation de l'ordre de 0.9 % dans le tonneau et 0.2 % dans les bouchons. La détermination des incertitudes systématiques sur ces mesures a été discutée, et nécessite d'être complétée. Ce travail est en cours de documentation dans [87] et a été rendu en partie public dans [86].

La mesure dédiée de l'échelle d'énergie des photons est importante pour les analyses comportant des photons dans l'état final. La quantification de l'accord entre données et simulation pour cette dernière permet de corriger l'énergie transverse des photons dans la simulation. Dans le cas de la mesure de section efficace $Z\gamma$ et $W\gamma$ dans les données 2010 [82], ceci à un impact direct sur le nombre d'événements sélectionnés, et donc sur la mesure elle-même. Dans le cas de la recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons (chapitre 5), cela impacte la cohérence de l'hypothèse de masse utilisée entre le modèle du signal, tiré de la simulation, et l'analyse statistique effectuée sur les données, et peut donc amener à un décalage du domaine d'exclusion des hypothèses de masses ou une mauvaise mesure de la masse d'un éventuel signal.

Enfin, une autre exploitation possible de ces désintégrations radiatives est d'utiliser le même type de contraintes cinématiques pour mesurer la résolution en énergie des photons.

Chapitre 5

Recherches du boson de Higgs dans le canal diphoton

Sommaire

5.1 Introduction 150
5.2 Échantillons utilisés 151
5.2.1 Données 151
5.2.2 Simulation Monte-Carlo 151
5.3 Déclenchement des événements 153
5.4 Reconstruction des objets 153
5.4.1 Reconstruction des photons 153
5.4.2 Reconstruction des jets 154
5.5 Identification du vertex de l'interaction 154
5.5.1 Détermination du vertex primaire d'interaction 154
5.5.2 Probabilité d'avoir choisi le bon vertex 155
5.6 Sélection des photons 157
5.6.1 Présélection 158
5.6.2 Identification des photons 161
5.7 Modèles du signal et du bruit de fond 163
5.7.1 Modèle du signal 163
5.7.2 Contributions au bruit de fond de l'analyse 170
5.7.3 Modèle du bruit de fond 173
5.7.4 Interférence entre signal et bruit de fond 175
5.8 Classes d'événements 175
5.8.1 Classificateur basé sur un arbre de décision boosté 175
5.8.2 Le cas des classes dijet 177
5.8.3 Construction des différentes classes d'événements 178
5.8.4 Vérification des résultats officiels 179
5.8.5 Continuation de l'étude 180
5.8.5.1 Étude de paramétrisation 180
5.8.5.2 Suppression des bas scores du classificateur diphoton 183
5.8.5.3 Vérification de l'hypothèse de séquentialité 185
5.8.5.4 Inclusion des incertitudes statistiques sur le modèle 185
5.9 Analyse statistique : résultats officiels 188
5.10 Conclusion 194

5.1 Introduction

De façon générale, pour pouvoir détecter la présence d'un phénomène hypothétique, trois ingrédients sont nécessaires : un modèle de prédiction du signal, c'est à dire une description des évenements provenant du phénomène dont on cherche à prouver ou infirmer l'existence ; un modèle de prédiction du bruit de fond, c'est à dire une description des évenements qui ressemblent à notre signal mais qui n'en sont pas, et enfin un outil mathématique pour quantifier dans quelle mesure les données sont compatibles avec l'hypothèse présence du bruit de fond seul, ou avec l'hypothèse présence du signal et du bruit de fond. L'analyse sera d'autant plus performante, c'est à dire que la distinction entre les deux hypothèses sera plus claire, que les modèles décrivent des distributions très différentes : c'est ce qu'on appelle le pouvoir discriminant de l'analyse.

Dans le cas de notre analyse, le signal considéré est le boson de Higgs du Modèle Standard se désintégrant en deux photons, pour des hypothèses de masse comprises entre 110 GeV et 150 GeV. Notre bruit de fond sera tout processus du Modèle Standard dont la réponse du détecteur est similaire à deux photons dans l'état final. La variable la plus discriminante, sur laquelle sera basée nos modèles du signal et du bruit de fond, est la masse invariante diphoton. En effet le boson de Higgs, pour une hypothèse de masse donnée, a une largeur de désintégration très faible par rapport à sa masse dans cette gamme de masse (voir figure 1.13) : notre signal est donc un pic de faible largeur dans le spectre de masse invariante diphoton. Le bruit de fond en revanche, ne présente pas d'autre structure particulière qu'une statistique diminuant avec la masse invariante considérée : il s'agit d'un fond monotone décroissant.

Il a été vu au chapitre 1 que les différentes contraintes existantes provenant des recherches directes du LEP et du Tevatron et des mesures de précision électrofaible (figure 1.22), favorisent la possible existence d'un boson de Higgs du Modèle Standard à basse masse (typiquement inférieure à 200 GeV). Dans cette région, le boson de Higgs possède une largeur de désintégration faible, de quelques MeV à quelques dizaines de MeV. Dans ce régime de masses, le boson de Higgs se désintègre principalement (voir figure 1.12) en paire de gluons, paire de quarks, leptons τ et paire de bosons W ou Z, soit des états finals majoritairement hadroniques. Le rapport d'embranchement d'un boson de Higgs se désintégrant en une paire de photons est fortement supprimé, de l'ordre de 10^{-3}.

Bien que ce canal semble peu favorisé par la théorie, plusieurs considérations expérimentales en font l'un des canaux les plus compétitifs : la présence de deux photons hautement énergiques dans l'état final :

- présente une signature claire en collisions hadroniques ;
- présente une topologie dans l'état final simple et propre ;
- la faible largeur de désintégration rend la largeur de la masse invariante reconstruite dominée par la résolution du détecteur, et permet donc de reconstruire un pic de masse invariante.

On a pu voir au chapitre 3 que le détecteur CMS, et plus particulièrement son calorimètre électromagnétique, présentait d'excellentes performances en termes de résolution en énergie.

Les principales étapes de l'analyse de recherche du boson de Higgs en deux photons sont :

1. déclencher l'acquisition des événements susceptibles d'être des événements du canal $H \to \gamma\gamma$;
2. reconstruire les objets photons et jets ;
3. identifier le vertex de l'interaction ;
4. sélectionner les photons ;
5. construire des classes d'événements par sensibilité ;
6. construire un modèle de signal et un modèle de bruit de fond ;

TABLE 5.1 – Échantillons utilisés dans l'analyse pour les données 2011 [71] et 2012 [72].

Year ($\sqrt{s}$)	Run range	Dataset
2011 (7 TeV)	160329–175770	/Photon/Run2011A-30Nov2011-v1/AOD
	175832–180296	/Photon/Run2011B-30Nov2011-v1/AOD
2012 (8 TeV)	190456–195775	/Photon/Run2012A-PromptReco-v1/AOD
	190782–190949	/Photon/Run2012A-23May2012-v2/AOD
	190456–193621	/Photon/Run2012A-08Jun2012-v2/AOD
	196090–196135	/DoublePhoton/Run2012B-PromptReco-v1/AOD

7. effectuer l'analyse statistique.

Trois analyses dans ce canal de recherches sont effectuées au sein de l'expérience CMS :

- une analyse basée sur des coupures séquentielles [88, 89, 72, 90] ;
- une analyse basée sur des techniques d'analyse multivariée, utilisant de nombreux arbres de décision boostés, en gardant le spectre de masse invariante séparé [71, 91, 72, 92] ;
- une analyse basée sur des techniques d'analyse multivariée, utilisant de nombreux arbres de décision boostés, dont l'une des entrée est la masse invariante [71, 91, 72, 92].

Seule la seconde analyse sera présentée dans ce document, mais certains travaux sont communs à toutes. Cette analyse a été réalisée avec quelques différences sur les données récoltées en 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV [71, 91] et sur les données récoltées en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV [72, 92].

5.2 Échantillons utilisés

5.2.1 Données

Les échantillons de données analysés correspondent aux collisions proton-proton, délivrées par le LHC à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en 2011 et $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$ en 2012, enregistrées par CMS et satisfaisant les critères de qualité des données. La luminosité intégrée de ces échantillons est de $5.1\,\text{fb}^{-1}$ pour les données 2011 et de $5.3\,\text{fb}^{-1}$ pour les données 2012. Les échantillons primaires `Photon` et `DoublePhoton` ont été utilisés. Les échantillons ont été respectivement reconstruits en utilisant les versions `CMSSW_4_2_X` et `CMSSW_5_2_X` de la reconstruction de CMS, et sont résumés dans les tables 5.1.

5.2.2 Simulation Monte-Carlo

Les échantillons de simulation utilisés ont été générés et reconstruits avec les versions `CMSSW_4_2_X` (production Fall11) pour les échantillons à 7 TeV et `CMSSW_5_2_X` (production Summer12) pour les échantillons simulés à 8 TeV.

Le signal a été simulé avec Powheg [50] au NLO pour les processus de production par fusion de gluons et fusion de bosons vecteurs, et avec Pythia [52] au LO pour les processus de production associée. Le spectre en impulsion transverse p_T^H a été repondéré au NNLO+NNLL. Plusieurs points de masse ont été générés entre 90 GeV et 150 GeV, et les sections efficaces utilisées sont présentées dans le tableau 5.2.

Les échantillons de bruit de fond ont été produit à l'aide des générateurs MadGraph [49] et Pythia [52], et sont présentés dans la table 5.3.

TABLE 5.2 – Tableau des sections efficaces de production des échantillons de signal, à 7 TeV (gauche, [71]) et 8 TeV (droite, [72]). Ces données proviennent de [28].

(a)

m_H(GeV)	Gluon Fusion	Vector Boson Fusion	$W \to WH$, $Z \to ZH$	$t\bar{t} \to H$	Branching Fraction
90	29.5	1.71	2.50	0.216	$1.23 \cdot 10^{-3}$
95	26.6	1.63	2.13	0.188	$1.40 \cdot 10^{-3}$
100	24.0	1.55	1.82	0.164	$1.59 \cdot 10^{-3}$
105	21.8	1.47	1.56	0.143	$1.78 \cdot 10^{-3}$
110	19.8	1.40	1.35	0.126	$1.97 \cdot 10^{-3}$
115	18.1	1.33	1.16	0.111	$2.13 \cdot 10^{-3}$
120	16.6	1.27	1.02	0.098	$2.25 \cdot 10^{-3}$
130	14.1	1.15	0.78	0.076	$2.26 \cdot 10^{-3}$
140	12.1	1.05	0.60	0.061	$1.93 \cdot 10^{-3}$

(b)

m_H(GeV)	Gluon Fusion	Vector Boson Fusion	$W \to WH$, $Z \to ZH$	$t\bar{t} \to H$	Branching Fraction
90	36.8	2.18	1.97, 1.06	0.32	$1.23 \cdot 10^{-3}$
95	33.2	2.07	1.68, 0.91	0.28	$1.40 \cdot 10^{-3}$
100	30.1	1.97	1.43, 0.78	0.24	$1.59 \cdot 10^{-3}$
105	27.4	1.88	1.23, 0.68	0.21	$1.78 \cdot 10^{-3}$
110	19.8	1.79	1.06, 0.59	0.19	$1.97 \cdot 10^{-3}$
115	25.0	1.71	0.92, 0.51	0.17	$2.13 \cdot 10^{-3}$
120	21.1	1.63	0.80, 0.45	0.15	$2.25 \cdot 10^{-3}$
125	19.5	1.56	0.70, 0.39	0.13	$2.29 \cdot 10^{-3}$
130	18.0	1.48	0.61, 0.35	0.12	$2.26 \cdot 10^{-3}$
135	16.7	1.43	0.54, 0.31	0.10	$2.12 \cdot 10^{-3}$
140	15.6	1.36	0.47, 0.27	0.09	$1.93 \cdot 10^{-3}$
145	14.6	1.31	0.42, 0.24	0.08	$1.67 \cdot 10^{-3}$
150	13.6	1.25	0.37, 0.22	0.07	$1.36 \cdot 10^{-3}$

TABLE 5.3 – Échantillons, section efficace de production, nombre d'évenement simulés et luminosité intégrée équivalente pour les bruits de fond simulés à 7 TeV (haut, [71]) et 8 TeV (bas, [72]).

Dataset	$\widehat{p}_T$/M$_{\ell\ell}$	σ (pb)	ϵ_{filter}	# events	IntL (pb^{-1})
/DiPhotonJets_Madgraph	-	75.4	1.	1154970	15300
/DiPhotonBox_Pt-10to25_Pythia	$10 - 25$ GeV	424.8	1.	500400	1180
/DiPhotonBox_Pt-25to250_Pythia	$25 - 250$ GeV	15.54	1.	500352	32200
/DiPhotonBox_Pt-250toInf_Pythia	> 250 GeV	$1.18 \cdot 10^{-3}$	1.	500050	424000
/PhotonJet_DoubleEmenriched_Pt20to40	$20 - 40$ GeV	$8.19 \cdot 10^{4}$	$1.84 \cdot 10^{-3}$	5907942	39200
/PhotonJet_DoubleEmenriched_Pt40	> 40 GeV	$8.84 \cdot 10^{3}$	$5.39 \cdot 10^{-2}$	5956149	12500
/QCD_DoubleEmenriched_Pt30to40	$30 - 40$ GeV	$5.20 \cdot 10^{7}$	$2.35 \cdot 10^{-4}$	6061407	500
/QCD_DoubleEmenriched_Pt40	> 40 GeV	$2.37 \cdot 10^{7}$	$2.18 \cdot 10^{-3}$	9790851	189
/DYJetsToLL_TuneZ2_M-50_7TeV-madgraph-tauola	M$_{\ell\ell} > 50$ GeV	3.53pb $\cdot 10^{3}$	1	30461028	10300

Process	Generator Order	$\hat{p}_t$ Bins	Cross Section (pb)	$\int Ldt$ (fb^{-1})
DiPhotonJets	LO-MadGraph		154.7	7.4
DiPhoton Box	LO-Pythia	10–25	358.2	2.23
		25–250	12.37	41.9
		250–∞	$2.08 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{6}$
DYJetsToLL	LO-MadGraph	50–∞	2475.0	14.
W+Jets	LO-MadGraph		27770	2.9
QCD Dijet	LO-Pythia	30–40	10870	0.56
		40–∞	43571	0.92
γ+Jets	LO-Pythia	20–∞	493.44	2.4

5.3 Déclenchement des événements

Pour des raisons de gestion de la bande passante du menu du système de déclenchement, il est impossible de garder l'ensemble des événements contenant deux photons, c'est à dire les évenements contenant deux dépots énergiques dans le ECAL au niveau L1. Deux critères supplémentaires d'identification des photons sont appliqués à ces candidats au niveau du HLT [1] :

- soit un critère de forme du cluster [2], sur la variable R_9 : `R9ID` ;
- soit un critère de forme du cluster, sur la variable $\sigma_{i\eta i\eta}$, associé à de critères lâches d'isolation : `CaloID`.

Les chemins de déclenchement diphotons sont composés d'une paire de photons avec des coupures de sélection en E_T asymétriques et au moins 10 % plus bas que la sélection finale. Chaque jambe du système de déclenchement doit vérifier l'un des deux critères supplémentaires d'identification des photons.

Concernant les données 2011, il est demandé que l'événement possède au moins un candidat e/γ au niveau L1, et que deux candidats HLT soient présents avec une énergie transverse supérieure à 26/18 GeV. Chacun des deux candidats photon doit vérifier soit un critère `R9ID` soit un critère `CaloID`. Les chemins de déclenchement utilisés pour l'analyse sont donc :

- `HLT_Photon26_CaloID_Iso_Photon18_CaloID_Iso` ;
- `HLT_Photon26_R9ID_Photon18_R9ID` (`HLT_Photon20_R9ID_Photon18_R9ID`) ;
- `HLT_Photon26_R9ID_Photon18_CaloID_Iso` ;
- `HLT_Photon26_CaloID_Iso_Photon18_R9ID`.

Dans la prise de données 2012, pour optimiser l'efficacité de déclenchement, mais aussi pour prendre en compte l'augmentation de l'empilement et de la luminosité instantanée, deux types de chemins asymétriques ont été considérés. Soit l'événement possède au moins deux candidats e/γ au niveau L1 et les candidats ont une énergie transverse supérieure à 26/18 GeV, soit l'événement possède au moins un candidat e/γ au niveau L1 et deux candidats HLT ont une énergie transverse supérieure à 36/22 GeV. En plus de ces critères en énergie transverse, une masse invariante diphoton minimum est demandée, et chaque candidat photon doit vérifier soit un critère `R9ID` soit un critère `CaloID`, dont les points de fonctionnement ont été réévalués pour les données 2012. Les chemins de déclenchement utilisés pour l'analyse sont donc du type :

- `HLT_Photon26_R9Id85_OR_CaloId10_Iso50_Photon18_R9Id85_OR_CaloId10_Iso50_Mass*_v*` ;
- `HLT_Photon36_R9Id85_OR_CaloId10_Iso50_Photon22_R9Id85_OR_CaloId10_Iso50_v*`.

L'efficacité de déclenchement des événements passant la sélection hors-ligne [3] a été mesurée à partir des désintégrations $Z^0 \to e^+e^-$ et est $\epsilon > 99$ %.

La luminosité intégrée passant ces chemins du système de déclenchement [92] correspond à 5.1 fb^{-1} pour le lot de données 2011 (à $\sqrt{s} = 7$ TeV), et 5.3 fb^{-1} pour le lot de données 2012 (à $\sqrt{s} = 8$ TeV).

5.4 Reconstruction des objets

5.4.1 Reconstruction des photons

La reconstruction des objets photons a déjà été abordée en détail au chapitre 3. Un traitement spécifique de détermination de l'énergie est appliqué aux photons reconstruits dans le cadre des

1. Le fonctionnement général du système de déclenchement est décrit à la section 2.2.7. Le système de déclenchement du ECAL est quant à lui décrit à la section 3.3.2.

2. Les différentes variables de forme du cluster utilisées dans ce chapitre sont définies à la section 3.4.8.

3. Ce qui correspond à l'analyse par coupures séquentielles pour les données 2011, et aux événements qui passent les critères de présélection et qui ont une valeur de sortie du classificateur diphoton > -0.05 pour les données 2012.

analyses présentées ici. Une technique de régression multivariée basée sur des arbres de décision boostés, a été présentée à la section 3.4.6.3 et est utilisée pour déterminer l'énergie des photons.

Un second arbre de décision boosté prenant les mêmes variables d'entrée permet de fournir un estimateur de l'incertitude gaussienne sur la valeur de l'énergie fournie par le premier arbre.

5.4.2 Reconstruction des jets

Les jets utilisés dans l'analyse sont reconstruits avec l'algorithme de flux de particules introduit à la section 2.3.4, qui considère les traces reconstruites de particules chargées ainsi que les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Le clustering des jets est réalisé selon l'algorithme anti-k_T avec une taille de cône de $\Delta R = 0.5$. La calibration de la mesure de l'énergie des jets est réalisée en étudiant les événements dijets, $\gamma+$ jets ainsi que Z^0+ jets.

L'énergie provenant de l'empilement et de l'événement sous-jacent est soustraite à l'énergie des jets en utilisant la technique FastJet [58].

5.5 Identification du vertex de l'interaction

Le cœur de l'analyse est de distinguer un pic sur le spectre de masse invariante diphoton $m_{\gamma\gamma}$. Les photons n'étant pas chargés, ils ne laissent aucune trace dans le trajectographe. La technique usuelle de détermination du vertex principal d'interaction, basée sur la détection de traces chargées, atteint ses limites. De plus, le calorimètre électromagnétique de CMS n'est constitué que d'une seule couche de détection : bien que cela permette une meilleure résolution en énergie, cela ne permet pas d'utiliser l'information de développement longitudinal de la gerbe pour pointer vers le bon vertex, comme cela est fait par exemple dans le détecteur ATLAS.

Ce point est critique pour l'analyse car la résolution en masse est dominée par la résolution en énergie seulement dans le cas où la coordonnée z du vertex d'interaction est déterminée à moins de 10 mm [71, 72]. La région lumineuse du LHC au point d'interaction 5 ayant une dispersion selon l'axe z d'environ 6 cm (5 cm) dans les données à 7 TeV (8 TeV), et le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau est de 9.5 (18.7) pour les données 2011 (2012), comme illustré dans la figure 5.1. La mauvaise détermination du vertex d'interaction change l'ouverture angulaire entre les deux photons et dégrade in fine la résolution en masse invariante, et donc la performance de l'analyse.

5.5.1 Détermination du vertex primaire d'interaction

L'algorithme de détermination du vertex primaire d'interaction utilisé par défaut dans la reconstruction de CMS fait appel principalement aux traces reconstruites associées à chaque vertex. Cet algorithme, très performant en général, est mal adapté à notre cas : on s'intéresse à la détection de deux photons, qui ne laissent donc pas de traces dans le trajectographe. Un algorithme dédié à l'analyse est mis en place : le choix du vertex est réalisé à partir d'un arbre de décision boosté possédant quatre variables d'entrée :

- $\sum p_T^2$, qui indique la dureté de l'interaction ;
- $-\sum \left(\overrightarrow{p_T} \cdot \frac{\overrightarrow{p_T^{\gamma\gamma}}}{|\overrightarrow{p_T^{\gamma\gamma}}|} \right)$, qui indique si les traces chargées provenant du vertex sont à l'opposé du système diphoton, ce qui correspond au recul de la production des deux photons dans le cas du bon vertex (et de la bonne paire diphoton) ;
- $\frac{(\sum p_T) - p_T^{\gamma\gamma}}{(\sum p_T) + p_T^{\gamma\gamma}}$, qui indique le contraste en impulsion transverse entre les traces chargées et le système diphoton considéré. Dans le cas du bon vertex, il y a équilibre entre ces deux systèmes et cette variable est donc proche de zero ;

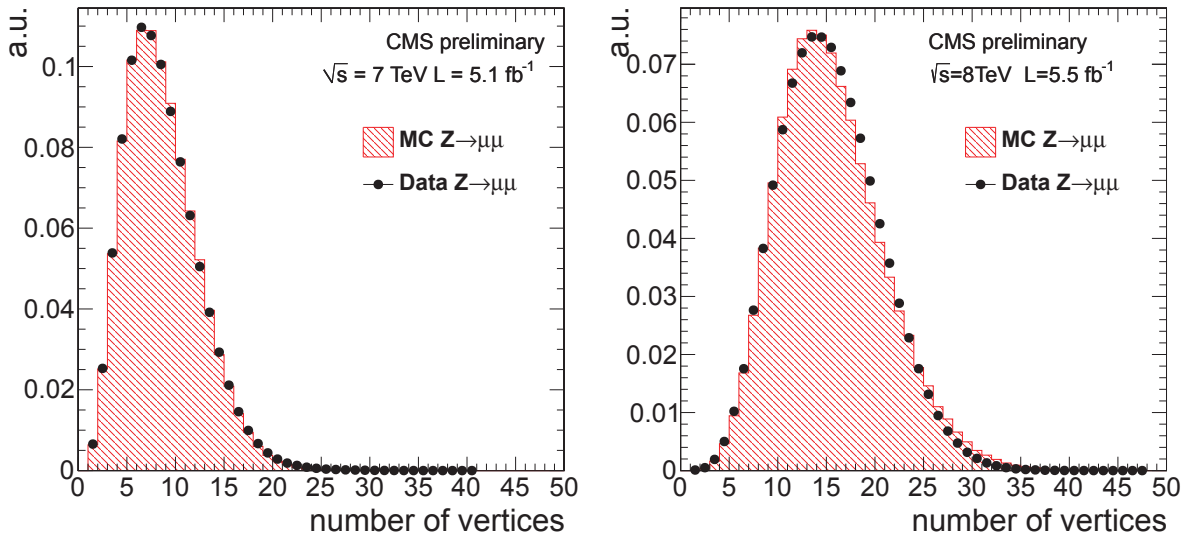


FIGURE 5.1 – Comparaison données / simulation du nombre de vertex reconstruits en 2011 et 2012, pour les désintégrations $Z^0 \to \mu\mu$. Les distributions de simulation ont été repondérées pour que la distribution du nombre d'interactions corresponde à la distribution de luminosité instantanée mesurée dans les données, comme il a été présenté à la section 2.3.2.6. Figure tirée de [92].

- $\frac{|z_{conv} - z_{vertex}|}{\sigma_{conv}}$, variable utilisée dans le cas de la présence de photons convertis : la détermination du vertex de conversion est faite avec une certaine résolution. La propagation de cette information jusqu'au vertex primaire, en conjonction avec la position de la gerbe dans le calorimètre, permet de contraindre les vertex possibles.

L'efficacité de cet arbre de décision boosté a été étudiée :

- avec des événements $Z^0 \to \mu\mu$ dans les données dont on a enlevé à la main les traces des muons. Cela permet de regarder dans les données une cinématique relativement similaire tout en connaissant de façon certaine le vertex primaire d'interaction. La sortie de l'arbre de décision ainsi que l'efficacité de sélection du vertex pour ces événements est présentée dans la figure 5.2 ;
- avec des événements γ+ jets dans les données pour déterminer l'efficacité de l'utilisation des conversions pour contraindre la détermination du vertex.

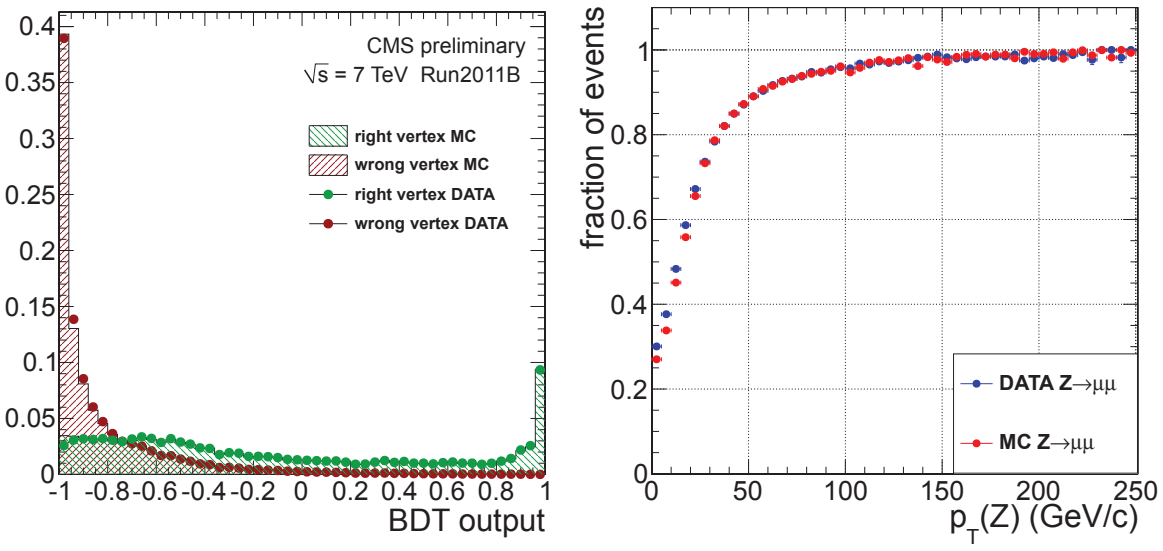
L'efficacité de l'arbre pour des événements simulés $H \to \gamma\gamma$ avec $m_H = 120\,\text{GeV}$ est présenté dans la figure 5.3.

5.5.2 Probabilité d'avoir choisi le bon vertex

Un second arbre de décision boosté est mis en place pour donner la probabilité d'être le vertex d'interaction primaire (l'efficacité de sélection du bon vertex n'atteint que 75 % pour les conditions de prises de données 2012 [72]). Cette probabilité, utilisée en conjonction avec la résolution de chaque photon présentée à la section 5.4.1, permet d'obtenir une estimation de la résolution en masse invariante de chaque événement.

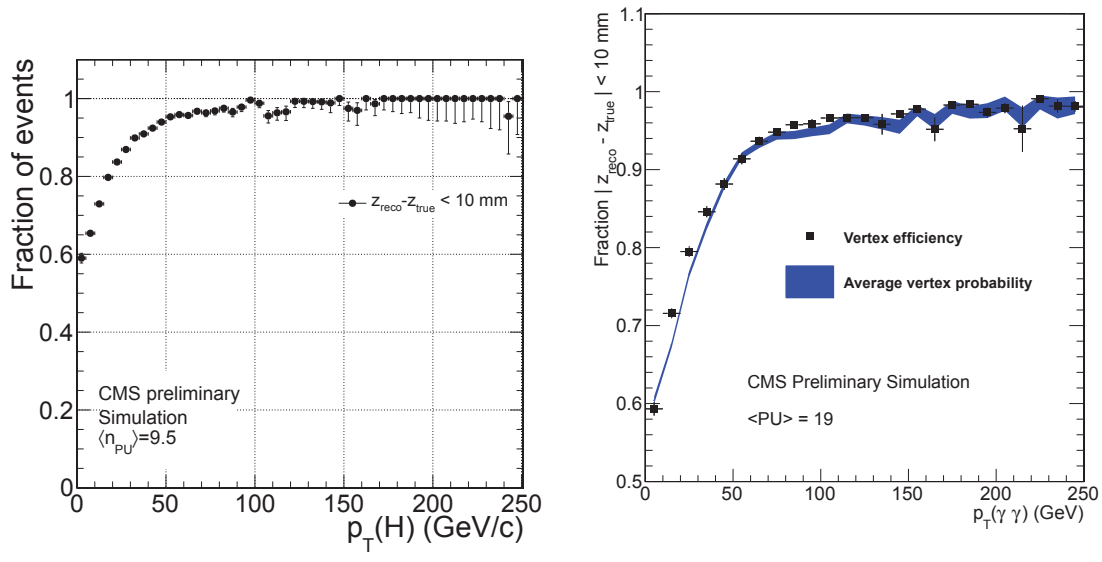
Cet arbre est entraîné sur un échantillon d'événements $H \to \gamma\gamma$ simulés avec $m_H = 130\,\text{GeV}$ pour prédire quand le *mauvais* vertex est choisi, et possède comme entrées :

- la sortie de l'arbre de décision boosté décrit à la section précédente pour les trois vertex de plus haut score ;



(a) Run2011B (b) Run2012

FIGURE 5.2 – Sortie de l'arbre de décision boosté (gauche, [91]) et efficacité de la décision en fonction de l'impulsion transverse du boson Z^0 (droite, [92]) pour des événements de désintégration $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, dans lesquels les muons ont été enlevés. On observe un bon accord entre données et simulation.



(a) Simulation 2011 (b) Simulation 2012

FIGURE 5.3 – Efficacité de l'arbre de décision boosté de sélection du bon vertex pour des événements simulant la désintégration d'un boson de Higgs en deux photons avec $m_H = 120\,\text{GeV}$, dans les conditions de prises de données 2011 (gauche, [91]) et 2012 (droite, [92]).

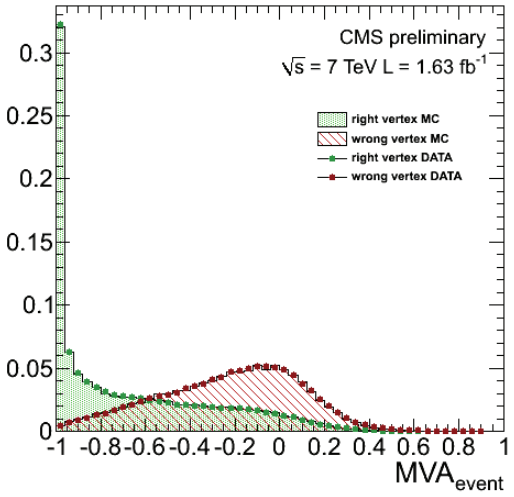


FIGURE 5.4 – Sortie de l'arbre de décision boosté de probabilité d'avoir choisi le mauvais vertex pour des événements de désintégration $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, dans lesquels les muons ont été enlevés. Une valeur de sortie de l'arbre de -1 correspond donc à une haute probabilité d'avoir choisi le bon vertex. On observe un bon accord entre données et simulation. Figure tirée de [91].

- le nombre de vertex reconstruits dans l'événement N_{vtx}, ainsi que l'impulsion transverse du système diphoton $p_T^{\gamma\gamma}$;
- $|z_{vtx} - z_{2nd}|$ et $|z_{vtx} - z_{3rd}|$;
- le nombre de photons avec une trace de conversion associée N_γ.

La comparaison données / simulation de la sortie de cet arbre de décision pour des désintégrations $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ est présentée à la figure 5.4.

5.6 Sélection des photons

Il existe deux types de bruits de fond associés à la recherche d'un signal $H \to \gamma\gamma$:

- le bruit de fond irréductible, composé d'événements comportant deux vrais photons dans l'état final ;
- le bruit de fond réductible, composé :
  - d'événements γ+ jets et dijets, où au moins l'un des jets est identifié à tort comme un photon ;
  - d'événements Drell-Yan, où les électrons sont identifiés à tort comme des photons ;
  - en principe, d'événements provenant d'autres processus électrofaibles (évenements Z + jets ou W + jets avec des photons de radiation à l'état initial ou final). En pratique cette contribution est négligeable devant les contributions précédentes.

La principale raison pour laquelle certains jets sont identifiés à tort comme des photons est la présence de mésons neutres, et en particulier les mésons π^0, qui sont produits copieusement au sein des jets de processus de QCD. Ces pions neutres [9] se désintègrent à 98.823 ± 0.034 % en une paire de photons et sont généralement boostés au vu de leur faible masse ($m_{\pi^0} = 134.9766 \pm 0.0006$ MeV) : les dépôts d'énergie des deux photons peuvent aisément se chevaucher et être confondus avec un seul dépôt. Des études de séparation entre photons et mésons neutres ont été réalisées au sein du groupe de Lyon [93, 69].

Le but de la sélection des photons est de réduire, sinon supprimer, le bruit de fond réductible composé de faux objets photons, dans l'optique de faire apparaître plus clairement un éventuel

signal.

5.6.1 Présélection

L'étape de présélection [71, 72] est appliquée à tous les candidats photons entrant dans l'analyse, et permet de rejeter une première partie de bruit de fond réductible avec des coupures très lâches, tout en gardant une grande efficacité de sélection pour les événements de signal. Cela permet également de s'assurer que l'on travaille dans une région sans risque de l'espace de phase, en utilisant des coupures :

- plus dures que les critères des seuils de déclenchement ;
- plus dures que les critères de génération de la simulation (pour se placer dans un espace de phase commun entre données et simulation) ;
- qui permettent d'avoir un bon accord entre données et simulation.

Les critères d'acceptance pour les candidats photons sont $p_T > 25\,\text{GeV}$, ainsi que $|\eta_{SC}| > 1.4442$ pour les candidats dans le tonneau, et $1.566 < |\eta_{SC}| < 2.5$ pour les candidats dans les bouchons.

Un premier critère d'identification est appliqué, qui permet d'éviter l'identification à tort d'un électron comme un photon (veto des électrons). Les candidats photons sont supprimés si un électron correspond au supercluster du photon sans coup associé attendu dans le pixel, et s'il n'y a aucune conversion reconstruite associée.

Dans un deuxième temps, les variables utilisées pour la présélection sont définies [71] comme suit :

- EtCorrEcalIso : isolation dans le calorimètre électromagnétique dans un cône $\Delta R < 0.3$ moins 0.012 fois l'énergie transverse du photon ;
- EtCorrHcalIso : isolation dans le calorimètre hadronique dans un cône de $\Delta R < 0.3$ moins 0.005 fois l'énergie transverse du photon ;
- EtCorrTrkIso : isolation dans le trajectographe dans un cône creux de $\Delta R < 0.3$ moins 0.002 fois l'énergie transverse du photon ;
- PuCorrHcalEcal (seulement pour l'analyse 2011) : somme des isolations dans les calorimètres électromagnétique et hadronique dans un cône de $\Delta R < 0.3$ moins la densité d'énergie mesurée ρ [4] fois l'aire efficace 0.17 ;
- AbsTrkIsoCIC (seulement pour l'analyse 2011) : isolation dans le trajectographe, suivant les coupures en catégories décrites dans [71], sans le facteur $50/p_T$;
- HollowConeTrkIsoDr03 (seulement pour l'analyse 2011) : isolation dans le trajectographe dans un cône $\Delta R < 0.3$. Cette coupure n'est pas appliquée en amont de l'entraînement de l'arbre de décision boosté décrit dans la section suivante, mais en aval, pour améliorer l'accord entre données et simulation ;
- ChargedPFIso (seulement pour l'analyse 2012) : somme des impulsions transverses p_T des candidats chargés de l'algorithme de flux de particules, dans un cône $0.02 < \Delta R < 0.2$.

Les valeurs des coupures sont présentées dans les tableaux 5.4 pour les coupures spécifiques au tonneau ($|\eta_{SC}| < 1.4442$) ou aux bouchons ($1.566 < |\eta_{SC}| < 2.5$), et 5.5 pour les coupures communes.

L'efficacité des coupures de présélection est mesurée via des techniques de Tag & Probe dans les événements $Z^0 \to e^+e^-$, exceptée la coupure de veto des électrons.

Cette coupure de rejet des électrons ne peut pas, pour des raisons évidentes, être évaluée à partir des événements $Z^0 \to e^+e^-$, et est donc mesurée à partir des événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ (mesure à laquelle j'ai participé). Ces événements sont sélectionnés comme décrit à la section 4.3, pour une fenêtre en masse invariante $70\,\text{GeV} < m_{\mu\mu\gamma} < 110\,\text{GeV}$, avec le critère supplémentaire

4. Pour rappel, cette densité d'énergie est mesurée à partir de l'algorithme du flux de particules, et est introduite à la section 2.3.4.

TABLE 5.4 – Coupures de présélection spécifiques au tonneau ou aux bouchons. Ces coupures sont les mêmes pour les analyses 2011 [71] et 2012 [72].

	Barrel		Endcap	
R9	HoE	CovIEtaIEta	HoE	CovIEtaIEta
≤ 0.9	< 0.075	< 0.014	< 0.075	< 0.034
> 0.9	< 0.082	< 0.014	< 0.075	< 0.034

TABLE 5.5 – Coupures de présélection communes au tonneau ou aux bouchons pour l'analyse 2011 (haut, [71]) et 2012 (bas, [72]).

(a) Analyse 2011

	Both Barrel and Endcap					
R9	EtCorrEcalIso	EtCorrHcalIso	EtCorrTrkIso	PuCorrHcalEcal	AbsTrkIsoCIC	HollowConeTrkIsoDr03
≤ 0.9	< 4 GeV	< 4 GeV	< 4 GeV	< 3 GeV	< 2.8 GeV	< 4 GeV
> 0.9	< 50 GeV	< 50 GeV	< 50 GeV	< 3 GeV	< 2.8 GeV	< 4 GeV

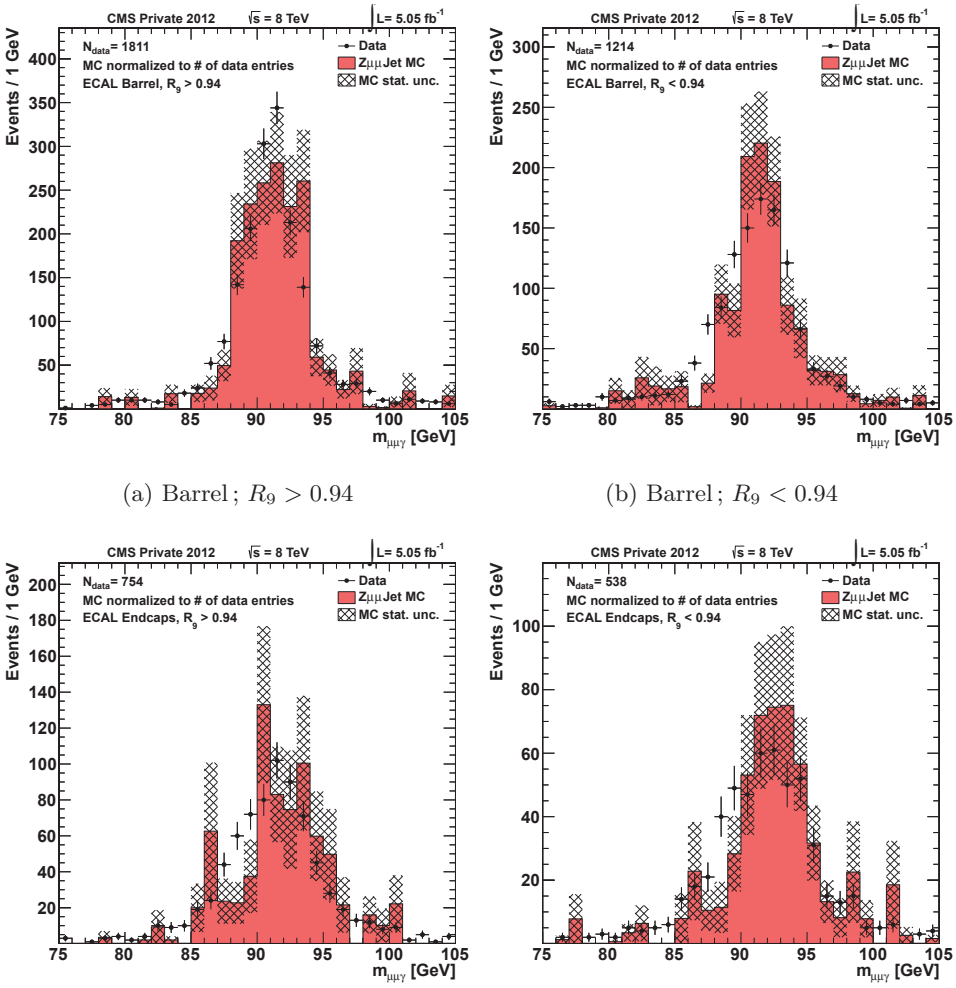
(b) Analyse 2012

	Both Barrel and Endcap			
R9	EtCorrEcalIso	EtCorrHcalIso	EtCorrTrkIso	ChargedPFIso
≤ 0.9	< 4 GeV	< 4 GeV	< 4 GeV	< 4 GeV
> 0.9	< 50 GeV	< 50 GeV	< 50 GeV	< 4 GeV

que le photon sélectionné doit ne pas être reconstruit comme un électron. De plus, les événements doivent passer l'intégralité des coupures de présélection à l'exception du veto des électrons. L'efficacité de la coupure de veto des électrons est définie comme étant le rapport du nombre de photons passant la coupure, divisé par le nombre total de photons présélectionnés. Les efficacités mesurées dans les données 2012 à 8 TeV sont données dans la table 5.6. Les spectres de masse invariante $m_{\mu\mu\gamma}$ associés pour les événements passant toutes les coupures de préselection sont présentés sur la figure 5.5.

TABLE 5.6 – Mesure de l'efficacité de la coupure de veto des électron, dans les quatre catégories de photons en utilisant les désintégrations $Z^0 \to \mu\mu\gamma$. Le rapport des efficacités entre données et simulation est également présenté avec son incertitude associée.

	DATA				MC				R	
	# Pass	# Fail	Eff.	Stat. Err.	# Pass	# Fail	Eff.	Stat. Err.	Eff.	Err.
Barrel ; $R_9 > 0.94$	1811	1	0.999	0.001	901.2	0.0	1.000	0.000	0.999	0.001
Barrel ; $R_9 < 0.94$	1214	22	0.982	0.004	1010.8	10.2	0.990	0.003	0.992	0.005
Endcap ; $R_9 > 0.94$	754	8	0.990	0.004	375.2	0.3	0.999	0.002	0.990	0.004
Endcap ; $R_9 < 0.94$	538	19	0.966	0.008	431.5	6.8	0.985	0.006	0.981	0.010



(a) Barrel ; $R_9 > 0.94$

(b) Barrel ; $R_9 < 0.94$

(c) Endcap ; $R_9 > 0.94$

(d) Endcap ; $R_9 < 0.94$

FIGURE 5.5 – Masse invariante du système $\mu\mu\gamma$ pour les photons satisfaisant l'ensemble des coupures de présélection.

5.6.2 Identification des photons

En plus des critères lâches de préselection décrits précédemment, des critères d'identification plus sévères sont appliqués aux candidats photons. Seuls les deux photons de plus haute impulsion transverse au sein d'un événement sont considérés, et ceux-ci doivent en outre vérifier $p_T/m_{\gamma\gamma} > 1/4$ (resp. 1/3) pour le photon de plus haute énergie transverse (resp. le second photon), et la paire diphoton ainsi formée doit vérifier $m_{\gamma\gamma} \in [100, 180]$ GeV.

Dans le cadre de l'analyse multivariée, l'identification des photons est réalisée à l'aide d'un arbre de décision boosté, prenant en entrée différentes variables de forme du cluster, d'isolation, le nombre de vertex dans l'événement N_{vtx} (ou alternativement la densité d'énergie moyenne ρ) ainsi que la pseudo-rapidité du super-cluster η_{SC}.

L'arbre de décision est entraîné à distinguer les photons des jets, et particulièrement des mesons neutres. Le bruit de fond est pris à partir d'un échantillon $\gamma+$ jets, le signal est pris à partir d'un échantillon de boson de Higgs à $m_H = 121$ GeV pour l'analyse 2011, et le même échantillon $\gamma+$ jets est également utilisé comme signal pour l'analyse 2012. Ce changement a été effectué pour limiter la perte de pouvoir statistique due à la repondération en pseudo-rapidité expliquée ci-après.

Le but de cet arbre n'est pas de distinguer un éventuel signal boson de Higgs, ceci sera traité par l'analyse multi-variée présentée à la section 5.8.1. Pour cette raison, seules les variables reliées à la nature intrinsèque du photon et à sa corrélation avec les variables cinématiques sont exploitées.

Les variables utilisées comme entrées de l'arbre de décision sont les suivantes :

- variables de forme du cluster (les formules de définition ont été présentées à la section 3.4.8) :
  - H/E : le rapport de l'énergie déposée dans les tours du calorimètre hadronique derrière le super-cluster et de l'énergie du super-cluster déposée dans le calorimètre électromagnétique. Cette variable n'est utilisée que pour l'analyse 2011 ;
  - $\sigma_{i\eta i\eta}$: écart-type de l'indice de la pseudo-rapidité d'un cristal seul, pondérée par le rapport énergie du cristal par l'énergie du SuperCluster. Les cristaux considérés dans le calcul sont situés dans une matrice de 5×5 cristaux autour du cristal de plus haute énergie ;
  - $cov_{i\eta i\phi}$: covariance de l'indice de pseudo-rapidité et de l'indice d'azimut d'un cristal seul. Les cristaux considérés dans le calcul sont situés dans une matrice de 5×5 cristaux autour du cristal de plus haute énergie ; Cette variable n'est utilisée que pour l'analyse 2012 ;
  - $E_{2\times2}/E_{5\times5}$: rapport des énergies de la matrice de 2×2 cristaux contenant le cristal de plus haute énergie qui donne la somme la plus élevée, divisée par l'énergie de la matrice 5×5 cristaux centrée autour du cristal de plus haute énergie. Cette variable n'est utilisée que pour l'analyse 2012 ;
  - R_9 : énergie d'une matrice de 3×3 cristaux autour du cristal de plus haute énergie sur l'énergie du super-cluster ;
  - σ_η : écart type de la pseudo-rapidité d'un cristal au sein du SuperCluster, pondéré par l'énergie de chaque cristal ;
  - σ_ϕ : écart type de l'azimut d'un cristal au sein du SuperCluster, pondéré par l'énergie de chaque cristal ;
  - σ_{RR} du détecteur à pieds de gerbe (pour les bouchons) : racine de la somme quadratique des écarts types de l'étalement de gerbe dans les plans x et y du détecteur à pieds de gerbe. Cette variable n'est utilisée que pour l'analyse 2012 ;
- variables d'isolation pour l'analyse 2011 :

  - somme des isolations dans le trajectographe, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, moins la densité d'énergie mesurée ρ fois l'aire efficace 0.17. L'isolation dans le trajectographe est calculée avec le vertex sélectionné ;
  - somme des isolations dans le trajectographe, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, moins la densité d'énergie mesurée ρ fois l'aire efficace 0.17. L'isolation dans le trajectographe est calculée avec le vertex donnant la somme d'isolation la plus grande ;
  - isolation dans le trajectographe calculée avec le vertex sélectionné ;
  - isolation dans le calorimètre électromagnétique, calculée dans un cône de $\Delta R < 0.3$;
  - isolation dans le calorimètre hadronique, calculée dans un cône de $\Delta R < 0.4$;
- variables d'isolation pour l'analyse 2012 :
  - somme d'isolation des photons de l'algorithme de flux de particules (PF) [5] dans un cône $\Delta R < 0.3$;
  - somme d'isolation des hadrons chargés PF [6] dans un cône $\Delta R < 0.3$ pour le vertex sélectionné ;
  - somme d'isolation des hadrons chargés PF dans un cône $\Delta R < 0.3$ pour le vertex donnant la somme d'isolation la plus élevée ;
- nombre de vertex dans l'événement. Cette variable est introduite pour prendre en compte la dépendance à l'empilement des variables d'isolation. Cette variable n'est utilisée que pour l'analyse 2011 ;
- densité moyenne d'énergie ρ par unité d'angle solide. Cette variable, définie à la section 2.3.4, est introduite dans l'analyse 2012 pour prendre en compte la dépendance à l'empilement, plutot que d'utiliser les sommes d'isolation corrigées par cette densité médiane d'énergie ;
- pseudo rapidité du super cluster η_{SC} correspondant au photon reconstruit. Cette variable est introduite pour prendre en compte la dépendance en pseudo-rapidité des variables de forme du cluster et d'isolation.

La distribution de pseudo-rapidité du super-cluster du bruit de fond est repondérée pour correspondre à celle du signal en amont de l'entraînement. Pour l'analyse 2011, une repondération de la distribution du nombre de vertex pour correspondre à l'empilement observé dans les données analysées est effectuée en amont de l'entraînement de l'arbre de décision. Pour l'analyse 2012, l'inclusion de la densité d'énergie moyenne ρ permet corriger cette dépendance par l'arbre lui-même. Pour l'analyse 2012 une repondération de la distribution en impulsion transverse des photons est également effectuée.

Ces repondérations permettent d'utiliser non pas ces grandeurs telles quelles mais plutôt leurs corrélations avec les autres variables, comme facteur de discrimination.

Il est à noter que l'on observe depuis l'été 2011 un désaccord entre données et simulation dans les variables de forme du cluster (voir par exemple les figures 4.8, 4.9 et 4.10). Cette différence est due à un changement de l'algorithme de développement des gerbes électromagnétiques dans la simulation du détecteur Geant4 [55, 56]. En attendant une correction par les développeurs de Geant4, une solution pratique est adoptée et un redimensionnement de certaines variables de forme du cluster est effectué. Les facteurs multiplicatifs k de redimensionnement choisis sont ceux réalisant le maximum de vraisemblance comparant la simulation repondérée aux données des désintégrations $Z^0 \to ee$ [69, 72]. Les facteurs obtenus sont présentés dans le tableau 5.7.

L'accord données / simulation dans les distributions des photons les désintégrations $Z^0 \to$

5. Bien que pour le calcul de cette isolation utilise les photons de l'algorithme flux de particule, les photons considérés sont toujours les photons reconstruits.

6. Cette isolation est calculée séparément pour chaque vertex reconstruit, et ne considère que les particules qui en proviennent.

TABLE 5.7 – Facteurs de redimensionnement des variables de forme du cluster pour l'analyse 2011 (haut, [71]) et 2012 (bas, [72]).

(a) 2011

variable		k pour le tonneau	k pour les bouchons
$\sigma_{i\eta i\eta}$	=	$0.87 \times \sigma_{i\eta i\eta} + 0.0011$	$0.99 \times \sigma_{i\eta i\eta}$
R_9	=	$1.0035 \times R_9$	$1.0035 \times R_9$
σ_η	=	$0.99 \times \sigma_\eta$	$0.99 \times \sigma_\eta$
σ_ϕ	=	$0.99 \times \sigma_\eta$	$0.99 \times \sigma_\eta$

(b) 2012

variable		k pour le tonneau	k pour les bouchons
R_9	=	$1.0035 \times R_9$	$1.0035 \times R_9$
$\sigma_{i\eta i\eta}$	=	$\sqrt{0.87 \times \sigma^2_{i\eta i\eta} + 0.0011}$	$0.99 \times \sigma_{i\eta i\eta}$
σ_ϕ	=	$0.99 \times \sigma_\eta$	$0.99 \times \sigma_\eta$
$E_{2\times2}/E_{5\times5}$	=	$(1.0055 \pm 0.0005) \times E_{2\times2}/E_{5\times5}$	$(1.0085 \pm 0.0005) \times E_{2\times2}/E_{5\times5}$
σ_η	=	$(0.9800 \pm 0.0005) \times \sigma_\eta$	$(0.99 \pm 0.0005) \times \sigma_\eta$
σ_{RR}	=	-	$(1.0400 \pm 0.0005) \times \sigma_{RR}$

$\mu\mu\gamma$ pour les données 2012 sert de validation des variables d'entrée de l'arbre de décision. Les variables de forme du cluster sont présentées sur les figures 5.6, 5.7 et 5.8, les variables d'isolation sur la figure 5.9 et la densité moyenne d'énergie ρ sur la figure 5.10. La sortie de l'arbre de décision boosté pour ces événements est présenté dans la figure 5.11.

La comparaison données/simulation de la sortie de l'arbre de décision boosté pour les photons passant les critères de présélection est présentée à la figure 5.12. Les photons doivent passer une valeur de sortie de l'arbre de décision boosté supérieure à -0.3 pour être considérés dans l'analyse des données 2011 et 2012.

5.7 Modèles du signal et du bruit de fond

Cette section présente la modélisation mathématique du signal (boson de Higgs du Modèle Standard) et du bruit de fond. L'analyse statistique, qui sera présentée à la section 5.9, permet de déterminer la compatibilité des données avec deux hypothèses, l'hypothèse de la présence du bruit de fond seul, et l'hypothèse de la présence du bruit de fond et d'un signal.

5.7.1 Modèle du signal

On cherche ici à définir une fonction analytique pour décrire le signal boson de Higgs du Modèle Standard tel que simulé par Monte-Carlo [88]. Cette simulation est réalisée pour chacun des quatre modes de production (fusion de gluon, fusion de bosons vecteurs, production associée avec des quarks top et production associée avec des bosons vecteurs), et pour les hypothèses de masse entre $m_H = 110$ GeV et $m_H = 150$ GeV, avec un pas de 5 GeV. Ces quatre mécanismes de production du boson de Higgs ont été présentés en détails à la section 1.3.1.1, et sont ajoutés selon leurs sections efficaces prédites par la théorie.

Notre modèle du signal est déterminé dans la simulation, tandis que la recherche elle-même est effectuée dans les données. Comme certains désaccords entre données et simulation sont observés,

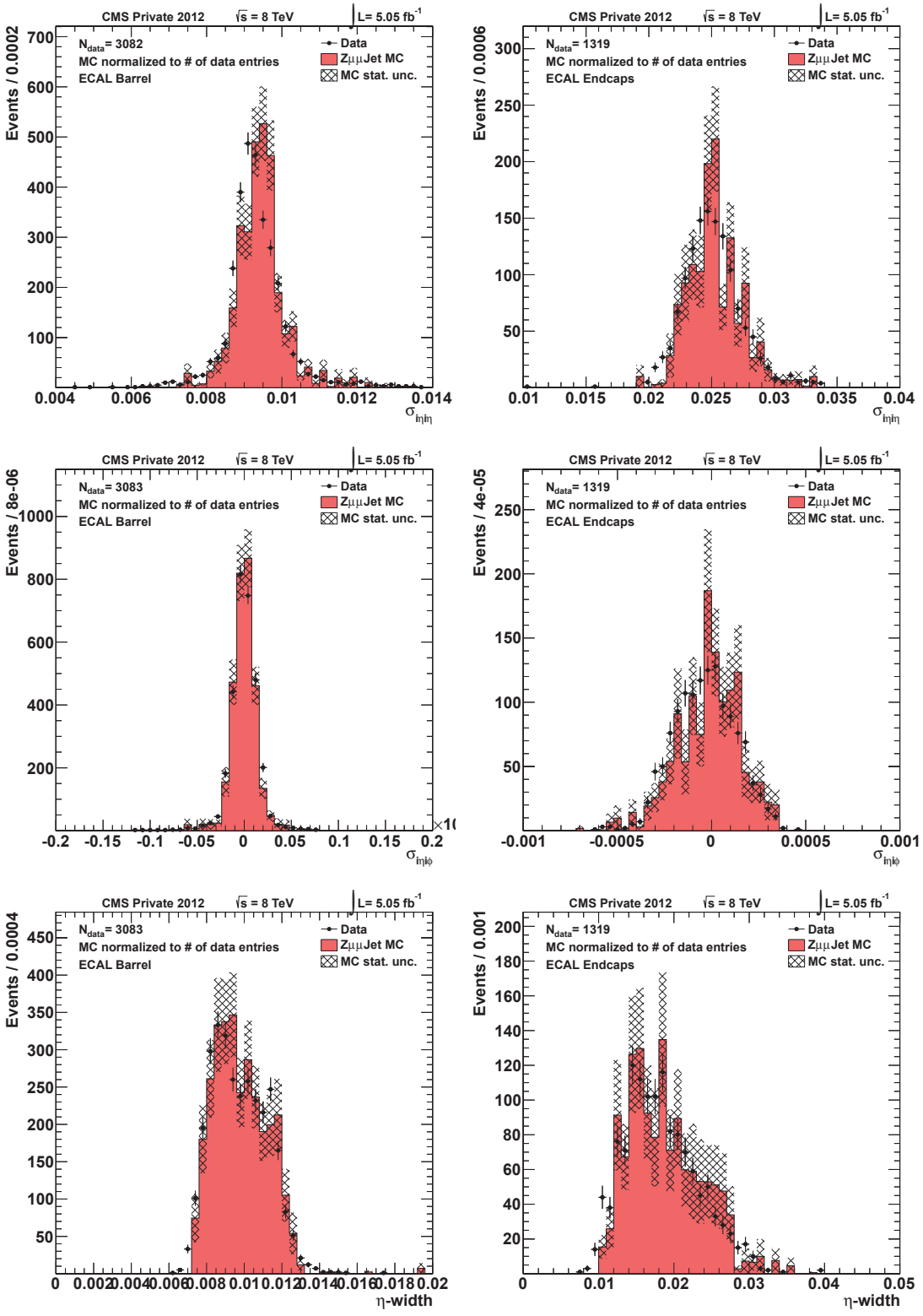


FIGURE 5.6 – Distributions des variables de forme du cluster $\sigma_{i\eta i\eta}$ (haut), $\sigma_{i\eta i\phi}$ (milieu) et σ_{η} (bas) pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) dans les événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

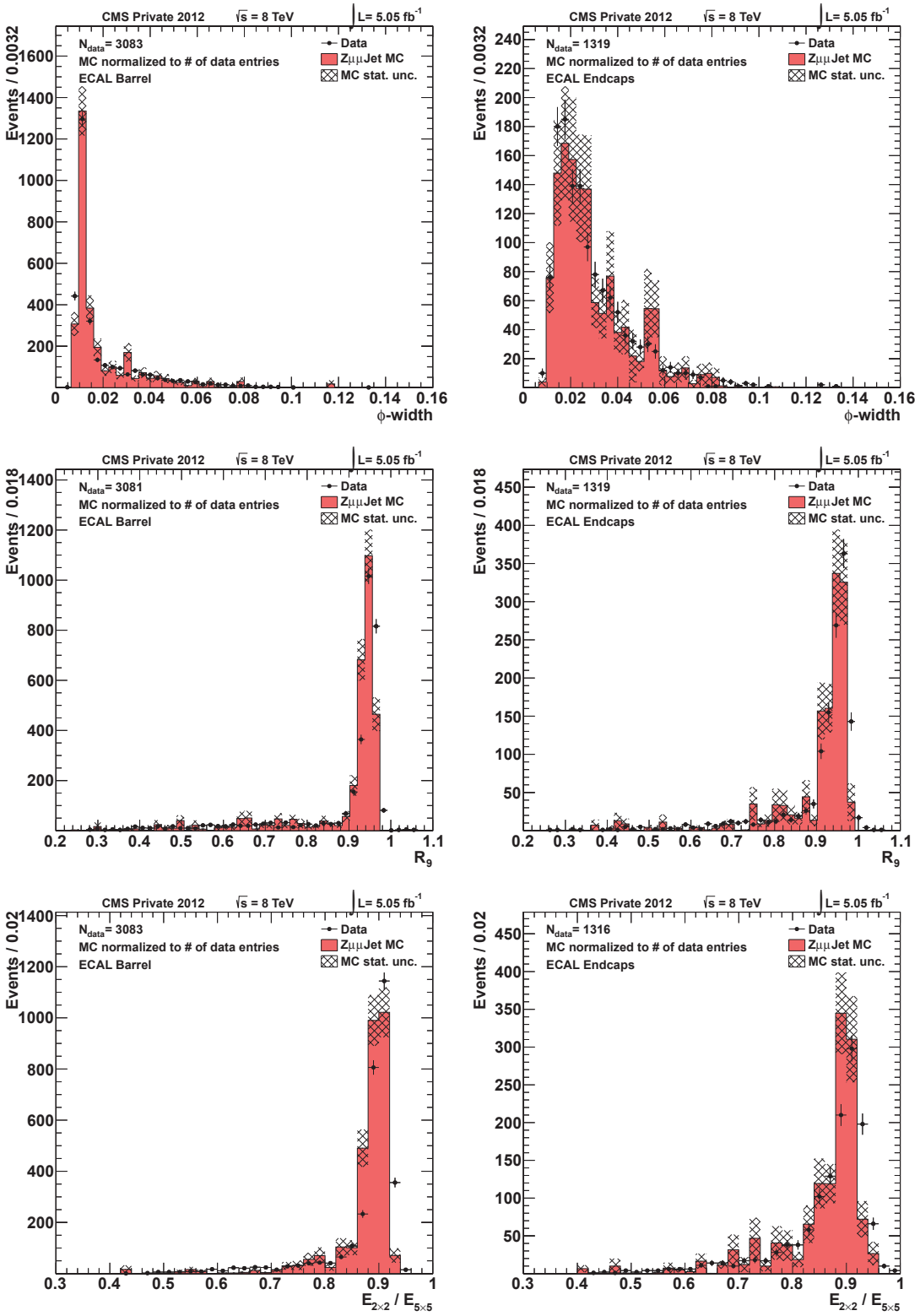


FIGURE 5.7 – Distributions des variables de forme du cluster σ_ϕ (haut), R_9 (milieu) et $E_{2\times2}/E_{5\times5}$ (bas), pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) dans les événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

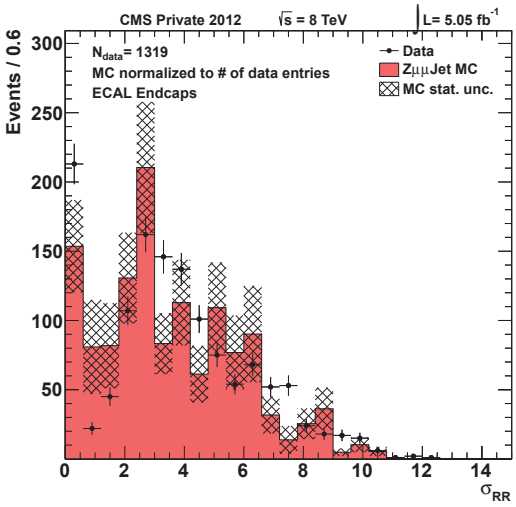


FIGURE 5.8 – Distribution de la variable de forme du cluster σ_{RR} dans le détecteur à pieds de gerbe, dans les événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

TABLE 5.8 – Facteurs multiplicatifs à la résolution appliqués pour les analyses 2011 et 2012 [71, 72].

	tonneau	bouchons
2011	1.06	1.09
2012	1.07	1.045

il est nécessaire d'appliquer des corrections à la simulation pour que notre modèle du signal soit plus proche des conditions des données, et donc plus réaliste [72]. En particulier :

- les sections efficaces des processus de bruits de fond ont été repondérées pour correspondre aux mesures effectuées dans les données ;
- l'échelle d'énergie et la résolution en énergie sont corrigées pour que l'on observe un bon accord entre données et simulation pour les événements $Z^0 \to e^+e^-$ (cf. sections 3.4.5 et 3.4.7). En particulier la résolution en masse observée dans la simulation est trop optimiste et doit être étalée pour correspondre aux observations dans les données : la résolution des échantillons de simulation a été multipliée par les facteurs présentés dans la table 5.8 ;
- les différentes efficacités de sélection ont été mesurées dans les données et dans la simulation, comme décrit à la section précédente.

Ces différences observées pour ces mesures sont prises en compte et propagées à notre modèle du signal, pour que ce dernier soit au plus proche des conditions observées dans les données. Des incertitudes systématiques sont également assignées à ces différentes corrections lors de l'analyse statistique, pour prendre en compte leurs imperfections.

On effectue alors deux ajustements de la distribution en masse invariante $m_{\gamma\gamma}$:

- avec une somme de deux (ou trois) gaussiennes dans le cas où le bon vertex est sélectionné ;
- avec une gaussienne ou une somme de deux gaussiennes dans le cas où un mauvais vertex est sélectionné.

Le modèle du signal pour une hypothèse de masse est constitué de ces deux ajustements, pondérés par l'efficacité de sélection du bon vertex comme déterminé dans la simulation. Le modèle du signal pour les hypothèses de masse non simulées est constitué par l'interpolation

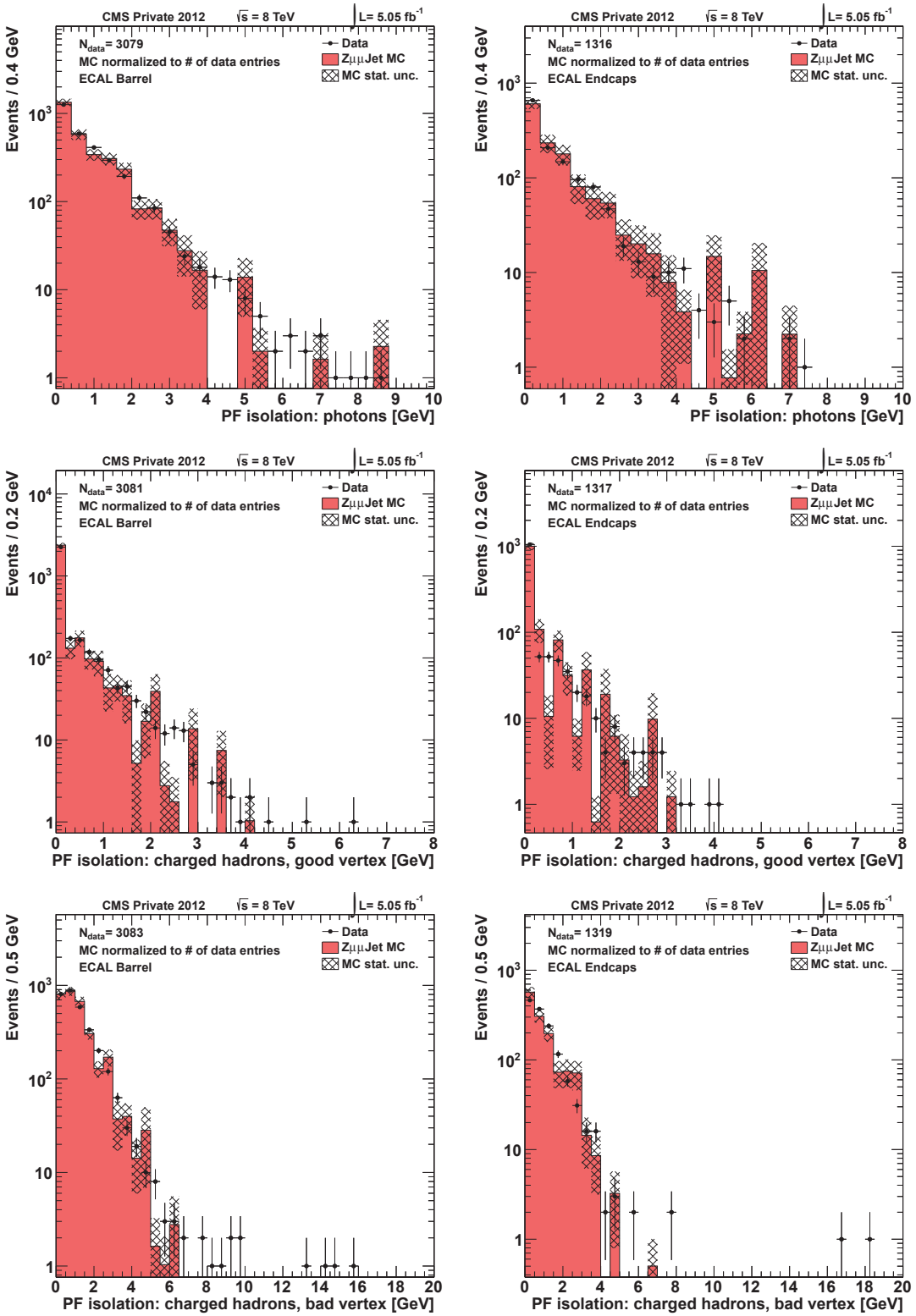


FIGURE 5.9 – Distribution de l'isolation de l'algorithme flux de particules, pour l'isolation photon (haut), pour l'isolation de hadrons chargés avec le vertex sélectionné (milieu), et pour l'isolation de hadrons chargés avec le vertex donnant la plus grande isolation (bas), pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) dans les événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

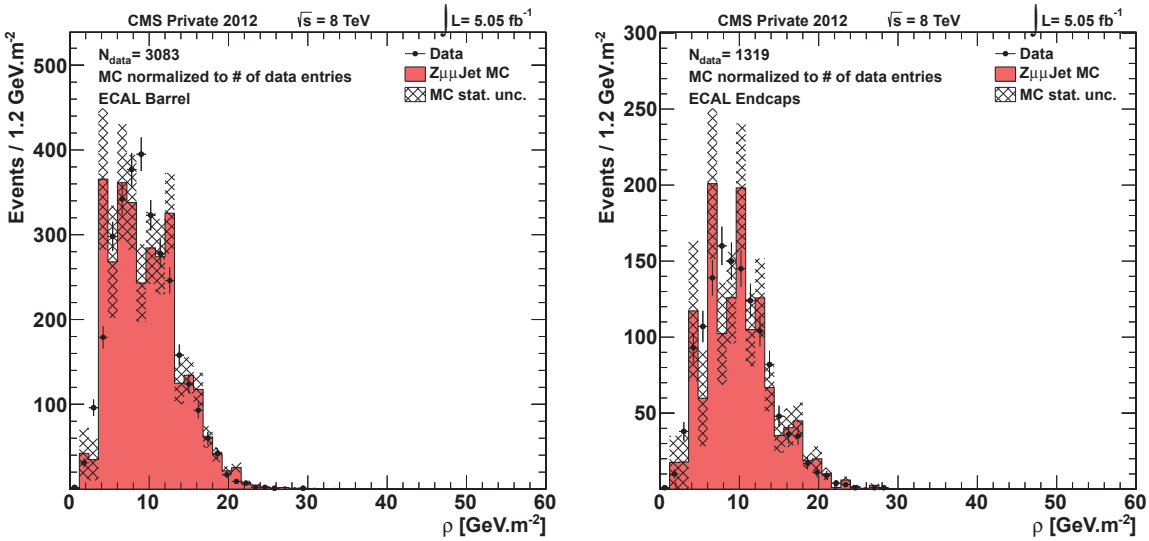


FIGURE 5.10 – Distribution de la densité moyenne d'énergie ρ, dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite), dans les événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$.

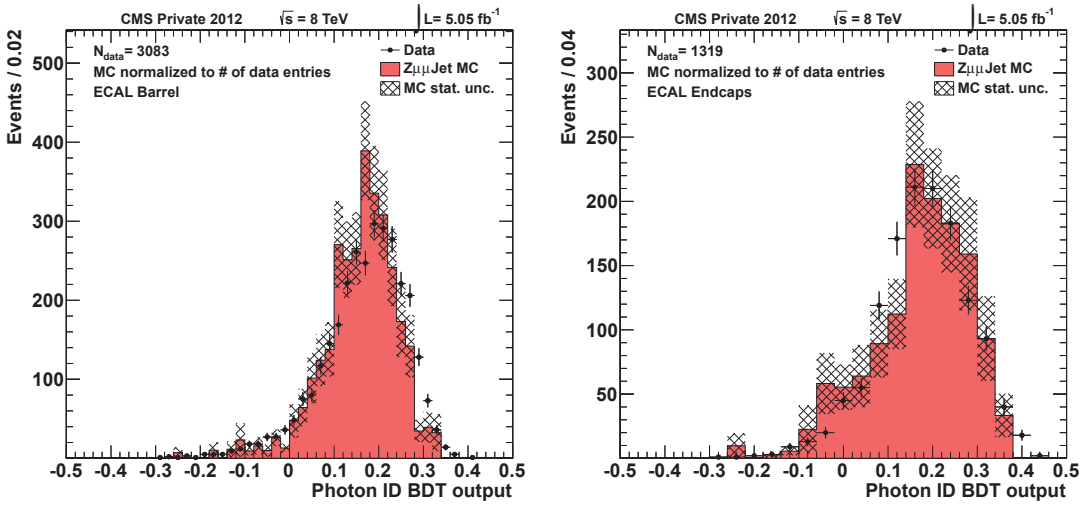
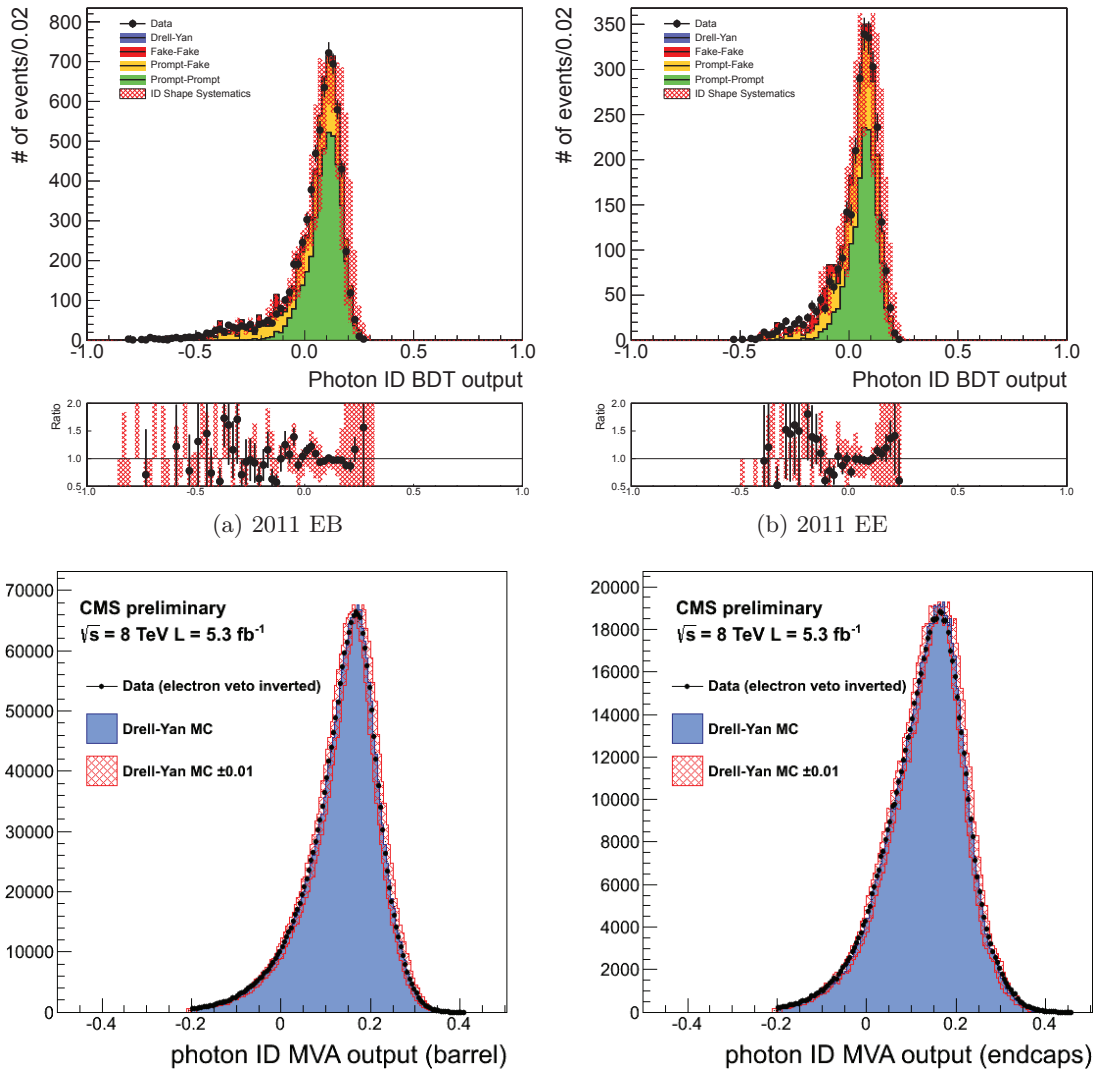


FIGURE 5.11 – Distribution de la sortie de l'arbre de décision boosté d'identification des photons, pour le tonneau (gauche), les bouchons (droite). Les distributions sont normalisées au nombre d'entrées dans les données.



(a) 2011 EB

(b) 2011 EE

(c) 2012

FIGURE 5.12 – Sortie de l'arbre de décision boosté pour l'identification des photons, pour les événements diphotons sélectionnés dans l'analyse (haut), et pour des événements de désintégration radiative $Z^0 \to e^+e^-$ (bas), dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite). Figures tirées de [91].

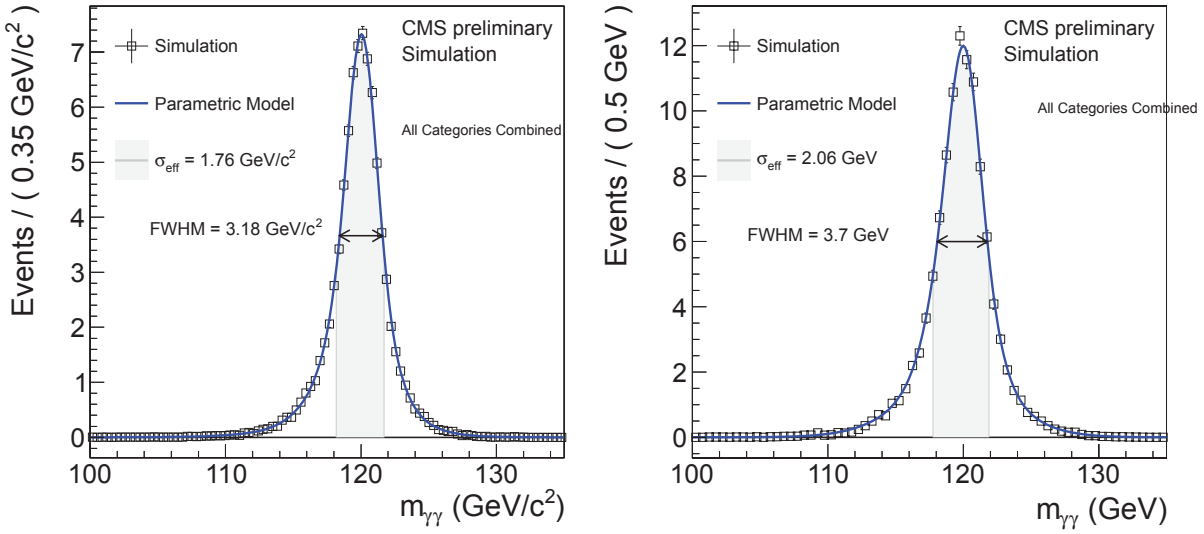


FIGURE 5.13 – Modèles du signal pour la combinaison des différentes classes, dans la simulation à 7 TeV (gauche) et à 8 TeV (droite), pour l'hypothèse de masse $m_H = 125$ GeV. Figures tirées de [92].

linéaire des différents paramètres d'ajustement. Une classification additionelle des événements est effectuée et sera abordée à la section 5.8.1. La combinaison des modèles du signal des différentes classes est présenté sur la figure 5.13.

La liste des échantillons de simulation de signal utilisés dans cette analyse est présentée dans la table 5.2. Différentes sources d'incertitude systématique, présentées dans la table 5.9, ont été prises en compte et appliquées au modèle du signal lors de l'analyse statistique. On peut noter parmi celles-ci l'incertitude provenant de la connaissance de l'échelle d'énergie des photons. Cette incertitude est déterminée à partir des événements $Z^0 \to e^+e^-$, car la statistique disponible d'événements $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ pour $p_T^\gamma \approx 60$ GeV n'est pas suffisante pour déterminer l'échelle d'énergie avec une précision satisfaisante dans le cadre de cette analyse.

Le produit efficacité fois acceptance pour l'analyse décrite dans ce chapitre est présenté sur la figure 5.14.

5.7.2 Contributions au bruit de fond de l'analyse

Avant d'aborder dans la section suivante la paramétrisation du bruit de fond dans le cadre de cette analyse, cette section veut présenter le détail de l'état actuel de notre compréhension du bruit de fond. Comme indiqué précédemment, il y a essentiellement deux contributions :

- la contribution dite 'irréductible', composée de deux photons prompts dans l'état final ;
- la contribution dite 'réductible', composée d'au moins un objet identifié à tort comme un photon.

Le but des critères d'identification des photons, présentés à la section 5.6.2, est de réduire les bruits de fond réductibles. Ceux-ci sont composés de :

- d'événements γ+ jets et multijets, où l'un des jets est identifié à tort comme un photon ;
- d'événements Drell-Yan en électrons, où les deux électrons sont identifiés à tort comme des photons.

Les bruits de fond électrofaibles (processus $Z^0+\gamma$, $W^\pm+\gamma$, etc.) présentent les mêmes formes de distribution que la contribution Drell-Yan en électrons, et sont au moins un ordre de grandeur

TABLE 5.9 – Sources d'incertitude systématique prises en compte lors de l'analyse statistique. La seconde colonne présente l'amplitude de la variation de la source d'incertitude appliquée au modèle du signal. Table tirée de [92].

Sources of systematic uncertainty		**Uncertainty**	
Per photon		Barrel	Endcap
Photon selection efficiency		0.8%	2.2%
Energy resolution ($\Delta\sigma/E_{MC}$)	$R_9 > 0.94$ (low η, high η)	0.22%, 0.60%	0.90%, 0.34%
	$R_9 < 0.94$ (low η, high η)	0.24%, 0.59%	0.30%, 0.52%
Energy scale ($(E_{data} - E_{MC})/E_{MC}$)	$R_9 > 0.94$ (low η, high η)	0.19%, 0.71%	0.88%, 0.19%
	$R_9 < 0.94$ (low η, high η)	0.13%, 0.51%	0.18%, 0.28%
Photon identification MVA (Effect of up to 4.3% event class migration.)		±0.01 (shape shift)	
Photon energy resolution MVA (Effect of up to 8.1% event class migration.)		±10% (shape scaling)	
Per event			
Integrated luminosity		4.4%	
Vertex finding efficiency		0.2%	
Trigger efficiency	One or both photons $R_9 < 0.94$ in endcap	0.4%	
	Other events	0.1%	
Dijet selection			
Dijet-tagging efficiency	VBF process	10%	
	Gluon-gluon fusion process	50%	
Production cross sections		Scale	PDF
Gluon-gluon fusion		+12.5% -8.2%	+7.9% -7.7%
Vector boson fusion		+0.5% -0.3%	+2.7% -2.1%
Associated production with W/Z		1.8%	4.2%
Associated production with $t\bar{t}$		+3.6% -9.5%	8.5%
Scale and PDF uncertainties (Effect of up to 12.5% event class migration.)		(y, p_T)-differential	

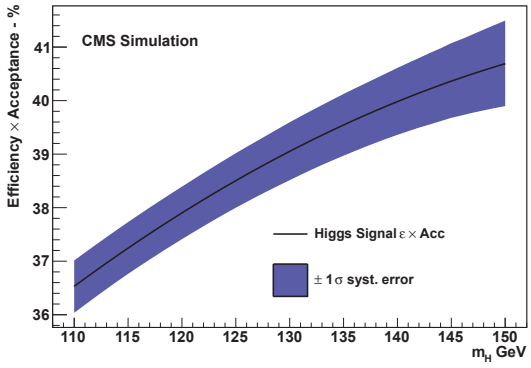
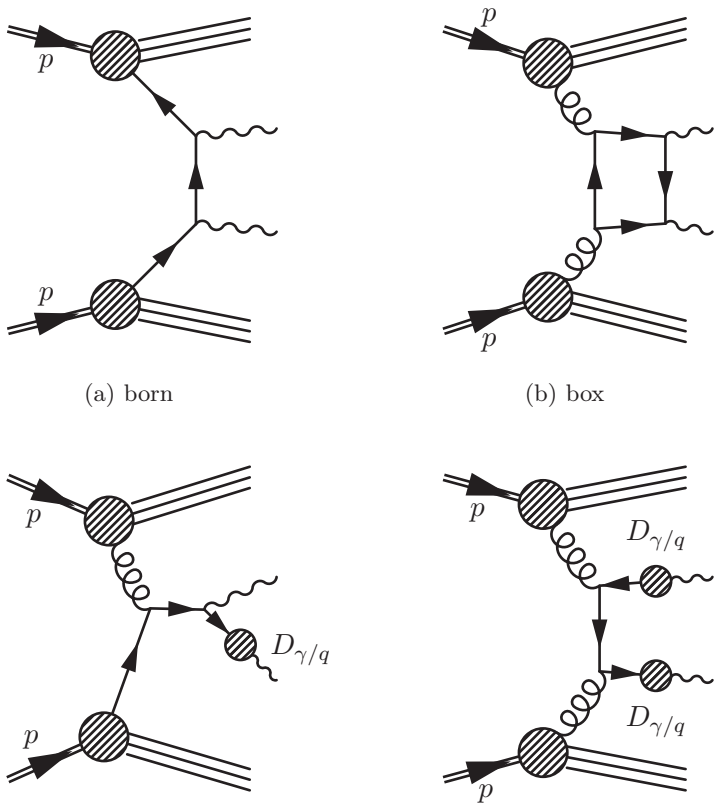


FIGURE 5.14 – Produit acceptance fois efficacité pour l'analyse présentée dans ce chapitre, en fonction de l'hypothèse de masse, pour toutes les classes d'événements combinées, dans la simulation à 8 TeV. Figure tirée de [92].



(a) born (b) box

(c) un photon de fragmentation (d) deux photons de fragmentation

FIGURE 5.15 – Exemples de diagrammes de Feynman décrivant les différentes contributions au bruit de fond irréductible : évenements 'born' (a), 'box' (b), avec un (c) et deux (d) photons de fragmentation. Figures tirées de [94].

inférieurs à ce dernier : ils seront donc négligés.

Le bruit de fond irréductible est composé :

- d'événements diphotons 'born' (à l'arbre) (exemple de diagramme sur la figure 5.15a) ;
- d'événements diphotons 'box', où la production de deux photons se fait par l'intermédiaire d'un diagramme en boite (exemple de diagramme sur la figure 5.15b) ;
- d'événements photon + jets, où l'un des jets produit un photon de fragmentation (exemple de diagramme sur la figure 5.15c) ;
- d'événements multijets ou au moins deux jets produisent des photons de fragmentation (exemple de diagramme sur la figure 5.15d).

Cette décomposition des différents bruits de fond résume notre actuelle compréhension des mécanismes mis en jeu. Par exemple, le phénomène de fragmentation est encore mal compris, et donc potentiellement mal simulé. De plus, les générateurs présentant la meilleure compréhension d'un processus donné ne permettent pas forcément la génération d'événements partoniques mais seulement de distributions différentielles. Certains processus sont donc générés avec des générateurs Monte-Carlo d'ordre moins élevé, puis leur section efficace est repondérée pour correspondre à l'état de l'art de la simulation de ce processus.

Les processus de bruit de fond sont générés avec Pythia et Madgraph qui sont des générateurs LO : la section efficace de ces processus est multipliée par un facteur k représentant la section efficace calculée au NLO. Ce calcul est effectué selon une étude similaire à celle présentée dans

TABLE 5.10 – Facteurs k de repondération de la section efficace des bruit de fond. Données tirées de [95].

Contribution	Échantillons concernés	facteur k
prompt-prompt ($pp \to \gamma\gamma$)	Pythia box DiPhotonJet MadGraph	1.15
prompt-fake ($pp \to \gamma+$ jet)	PhotonJet Pythia QCD Pythia prompt-fake	1.3
fake-fake ($pp \to$ jets)	QCD Pythia fake-fake	1.0
DY ($pp \to ee$)	DYJets	1.15

[93] et présentée dans [95]. La liste des différentes contributions, des générateurs et des facteurs k utilisés dans cette analyse est présentée dans la table 5.10. Une comparaison entre les données et la simulation du spectre en masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ est présenté sur la figure 5.16.

La composition finale des événements de bruit de fond comprend, pour l'intervalle en masse invariante $m_{\gamma\gamma} \in [100, 180]$ GeV :

- 70 % d'événements de deux photons prompts ;
- 25 % d'événements avec un objet identifié à tort comme un photon ;
- 5 % d'événements avec deux objets identifiés à tort comme des photons ;
- 1 % d'événements Drell-Yan.

La liste des échantillons de simulation de bruit de fond utilisés dans cette analyse est présentée dans la table 5.3. Environ 28% des événements sélectionnés dans l'intervalle $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$GeV est composé d'événements n'étant pas deux photons prompts.

5.7.3 Modèle du bruit de fond

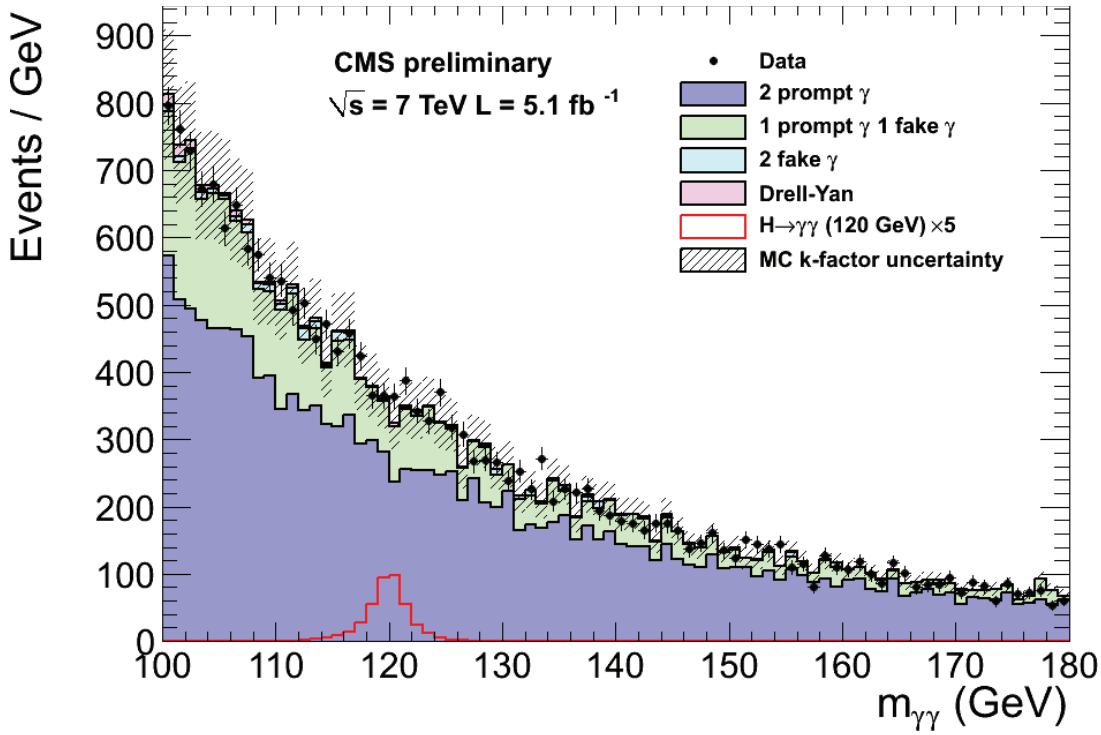
Le spectre de masse invariante diphoton décroit rapidement. En principe, il est possible de connaître la forme exacte de cette distribution en se fondant sur notre compréhension des processus physiques mis en jeu, notamment la production de deux photons prompts dans l'état final, et en convoluant avec les effets de reconstruction du détecteur et autres effets expérimentaux mis en jeu. En pratique, cette approche est complexe et difficile à mettre en œuvre : certains processus sont encore mal compris comme la production de photons par fragmentation au sein des jets, mais de plus les effets expérimentaux d'acceptance cinématique (par exemple dus au système de déclenchement) peuvent se révéler extrêmement compliqués à décrire.

Pour résoudre cette approche, une paramétrisation du bruit de fond est effectuée via un ajustement sur les données, sur l'intervalle $100 < m_{\gamma\gamma} < 180$ GeV. Les études qui ont mené le choix de la fonction pour cette paramétrisation sont décrites dans les références [88] et [71]. Pour ce choix, l'attention a été portée non pas à maximiser la sensibilité de l'analyse, mais à minimiser les possibles sources de biais, notamment la fonction doit :

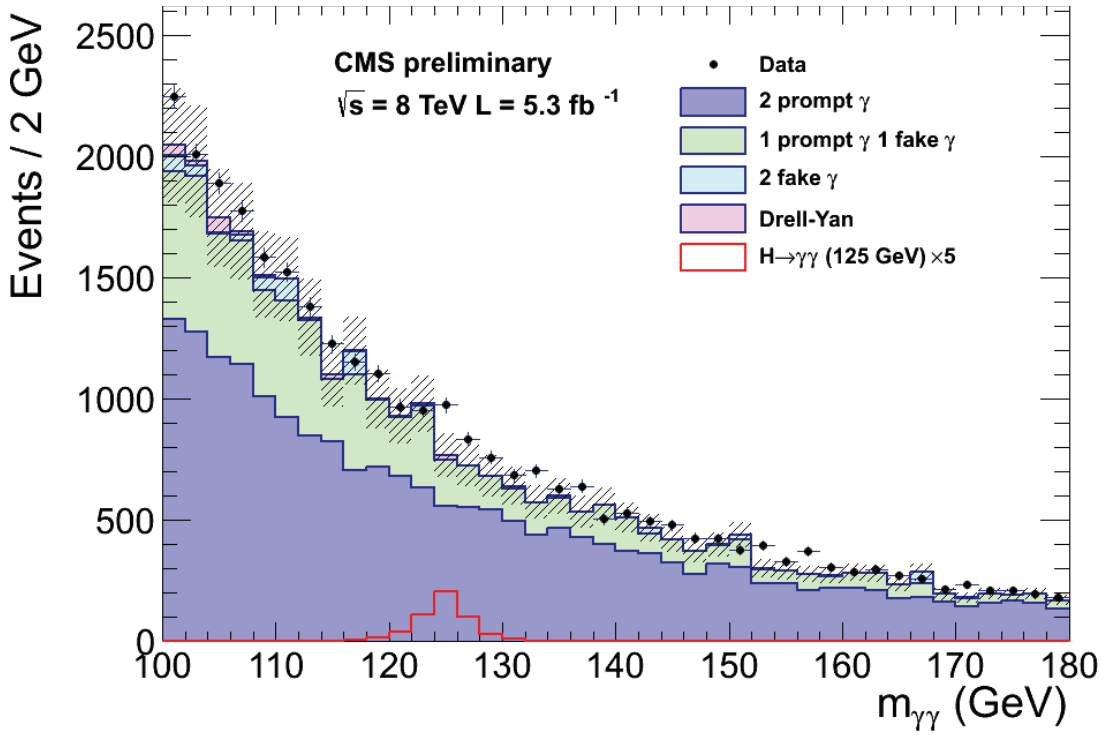
- minimiser les effets de corrélation à longue distance dans la mise en place des limites d'exclusion, c'est à dire la corrélation de la limite obtenue entre les différents points du spectre de masse invariante [7] ;
- prédire localement de façon robuste la quantité de bruit de fond.

La fonction choisie pour minimiser ces biais est de type polynomiale. Pour s'assurer que la fonction est strictement positive, une paramétrisation naturelle est d'écrire ce polynôme dans

7. On parle de corrélation à longue distance pour les effets dus au choix de la fonction d'ajustement. Les corrélations à courte distance sont dues à la résolution finie du détecteur et donc inévitables.



(a) $\sqrt{s} = 7$ TeV ; Run2011



(b) $\sqrt{s} = 8$ TeV ; Run2012

FIGURE 5.16 – Comparaison données - simulation du spectre en masse invariante $m_{\gamma\gamma}$. Figures tirées de [92].

la base des polynômes de Bernstein. Les $n+1$ polynômes de Bernstein forment une base des polynômes de degré n, et sont définis par :

$$b_{\nu,n}(x) = \left(\begin{array}{c} n \\ \nu \end{array} \right) x^{\nu} \left(1-x\right)^{n-\nu}$$

où $\left(\begin{array}{c} n \\ \nu \end{array} \right)$ est le coefficient binomial et $\nu \in 0, \cdots, n$.

Le biais dû au choix de ce type de fonction reste très inférieur (d'un facteur ~ 5) à l'erreur statistique de l'ajustement lui-même. Le choix du degré du polynôme est déterminé séparément pour chaque classe d'événements, et sera présenté à la section 5.9.

5.7.4 Interférence entre signal et bruit de fond

En général, les effets d'interférence entre un continuum et une résonnance sont faibles lorsque la largeur de la résonnance est faible, comme c'est le cas ici pour un boson de Higgs de masse < 150 GeV. Cependant, comme la section efficace du processus $gg \to H \to \gamma\gamma$ est également faible, cet effet d'interférence n'est pas négligeable [96]. L'interférence entre les deux processus $gg \to \gamma\gamma$ et $gg \to H \to \gamma\gamma$ est ici destructrice, et de façon conservative la section efficace de production du boson de Higgs par fusion de gluon a été diminuée de 2.5 %. L'amplitude des variations de cet effet d'interférence sur l'acceptance de l'analyse est négligée, car elle est inférieure aux incertitudes théoriques sur l'effet d'interférence [92].

5.8 Classes d'événements

5.8.1 Classificateur basé sur un arbre de décision boosté

Bien que la variable la plus discriminante dans cette analyse soit la masse invariante diphoton $m_{\gamma\gamma}$, de nombreuses autres informations peuvent aider à améliorer son pouvoir séparateur. Par exemple, les photons non-convertis ont naturellement une meilleure résolution en énergie que les photons convertis. La résolution en énergie est donc meilleure pour les photons détectés dans le tonneau que pour ceux détectés dans les bouchons, à cause du budget matériel plus important dans les bouchons. De plus, le rapport du nombre d'événements de signal sur le nombre d'événements de bruit de fond est également meilleur dans le tonneau que dans les bouchons : à cause de la production d'une particule massive, les événements de signal ont tendance à être plus centraux que ceux du bruit de fond. Il a été vu à la section 5.6.2 que la qualité de l'identification des photons dépend de la pseudo-rapidité. Il est donc naturel de regrouper les photons non-convertis dans le tonneau : ceux-ci ont une meilleure résolution en masse et également un meilleur rapport signal sur bruit de fond, et le pouvoir discriminant du spectre de masse invariante est donc naturellement meilleur.

C'est cette logique qui a amené l'analyse par coupure séquentielle à séparer les événements sélectionnés en quatre classes (R_9 étant la variable servant à discriminer photons convertis et non-convertis, R_9^{min}, le minimum des R_9 des deux photons, est utilisé pour caractériser la paire diphoton) [88] :

- les deux photons sont dans le tonneau ; les deux photons sont non-convertis ($R_9^{min} > .94$) ;
- les deux photons sont dans le tonneau ; au moins un des deux photons est converti ($R_9^{min} < .94$) ;
- au moins un des deux photons est dans un bouchon ; les deux photons sont non-convertis ($R_9^{min} > .94$) ;
- au moins un des deux photons est dans un bouchon ; au moins un des deux photons est converti ($R_9^{min} < .94$).

Bien que cette approche soit robuste, car basée sur des coupures séquentielles sur des variables d'interprétation physique simple, elle n'est pas optimale. Une variable de classification fondée sur des arbres de décision boostés est construite pour exploiter de façon plus poussée les informations contenues dans l'événement, et distinguer un éventuel signal boson de Higgs du bruit de fond diphoton. Pour l'entrainement du classificateur, l'échantillon de signal est un boson de Higgs à $m_H = 123\,\text{GeV}$, tandis que pour le bruit de fond est composé des différents échantillons présentés dans la table 5.3.

Ce classificateur doit vérifier plusieurs critères afin d'assurer l'extraction du signal et l'exactitude du résultat final :

- il doit classer les événements avec une cinématique proche de celle du signal avec un haut score ;
- il doit classer les événements avec une bonne résolution avec un haut score ;
- il doit classer les événements avec des photons isolés avec un haut score ;
- il doit rester insensible à l'hypothèse de masse considérée : cela permet de n'entraîner qu'un seul classificateur qui puisse être utilisé pour toutes les hypothèses de masse inspectées, sans que celui-ci ne tende à biaiser les hypothèses de masse différentes de celle de l'entraînement.

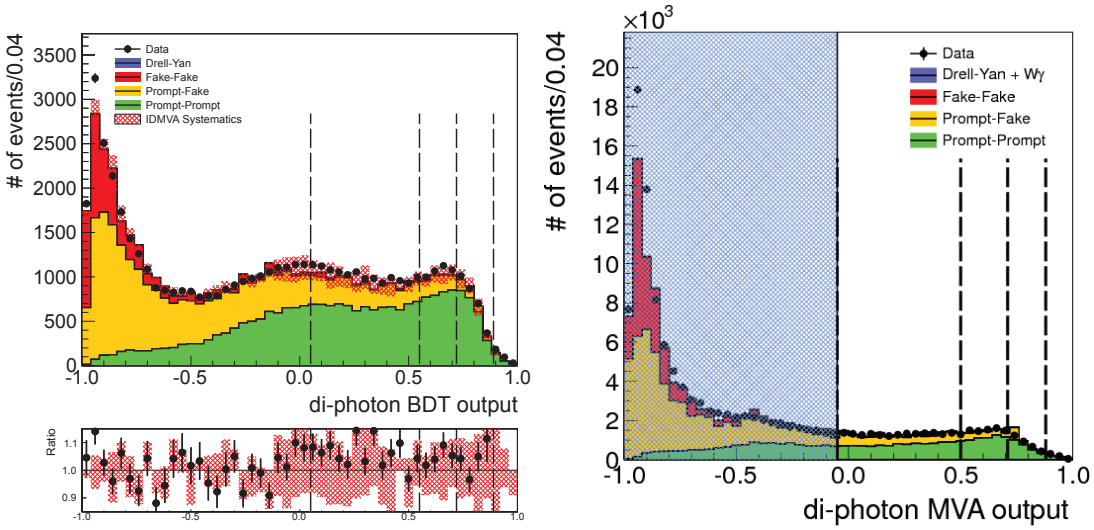
Plusieurs types de variables sont utilisées :

- cinématique des photons :
  - $p_T^{1(2)}/m_{\gamma\gamma}$: la forme des spectres en impulsion sont différentes pour le signal et le bruit de fond, la normalisation par $m_{\gamma\gamma}$ permet de garder cette variable insensible à l'hypothèse de masse considérée ;
  - $\eta_\gamma^{1(2)}$: les évenements de signal sont plus centraux que ceux de bruit de fond, et la qualité de l'identification des photons dépend de la pseudo-rapidité ;
  - $\cos(\phi^1 - \phi^2)$: dans le système diphoton, les photons sont produits dos à dos dans le cas du signal ;
- identification des photons :
  - sortie de l'arbre de décision boosté d'identification des photons : la dureté du point de fonctionnement sur cette sortie dépend du rapport signal sur bruit de fond, le fait d'avoir une seule variable continue pour l'identification permet une utilisation plus optimale ;
- résolution de la masse invariante diphoton :
  - $\frac{\sigma_m^{right}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma_{E_1}^2}{E_1^2} + \frac{\sigma_{E_2}^2}{E_2^2}}$: résolution dans le cas où le bon vertex est sélectionné pour la paire diphoton ;
  - $\frac{\sigma_m^{wrong}}{m_{\gamma\gamma}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_m^{right}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m^{vtx}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2}$: résolution élargie dans le cas où le mauvais vertex est sélectionné pour la paire diphoton ;
  - $w_{sig} = \frac{p_{vtx}}{\sigma_m^{right}/m_{\gamma\gamma}} + \frac{1-p_{vtx}}{\sigma_m^{wrong}/m_{\gamma\gamma}}$: poids permettant d'entraîner artificiellement le classificateur à favoriser les événements avec une meilleure résolution.

On peut remarquer que les trois variables concernant la résolution de la masse invariante diphoton permet à l'arbre de décision de pondérer le choix du bon vertex par la résolution associée du système diphoton.

Une présélection est appliquée en amont du classificateur :

- la sortie de l'arbre de décision boosté d'identification des photons doit avoir une valeur supérieure à 0.3. Cette coupure permet de garder 99 % des événements de signal tout en rejetant 21.6 % des événements de données ;
- la masse invariante diphoton doit vérifier $100 < m_{\gamma\gamma} < 180\,\text{GeV}$;
- l'impulsion transverse du photon le plus énergique de la paire considérée doit vérifier : $p_T^{lead} > m_{\gamma\gamma}/3$;
- l'impulsion transverse du photon le moins énergique de la paire considérée doit vérifier :



(a) 2011 (b) 2012

FIGURE 5.17 – Comparaison données - simulation de la sortie de l'arbre de décision boosté pour l'identification du système diphoton, pour l'analyse 2011 (gauche, [91]) et pour l'analyse 2012 (droite, [92]).

$p_T^{trail} > m_{\gamma\gamma}/4$.

Mis à part l'étalement imposé à la résolution en énergie pour les échantillons de simulation et un ré-entraînement, ce classificateur est le même pour les analyses 2011 et 2012.

Cette approche d'utilisation d'un classificateur multivarié est plus performante car elle prend en compte les informations de façon continue (résolution, qualité du photon, cinématique), et non plus discrète (coupures), et permet donc une meilleure prise en compte des corrélations existantes entre ces information. Cependant, cette approche est également plus sensible à la mauvaise modélisation des variables d'entrée (désaccords entre données et simulation) ou encore à la mauvaise simulation des corrélations dans les échantillons d'entraînement.

La sortie de cet arbre de décision boosté pour l'identification du système diphoton utilisé dans les analyses 2011 et 2012 est présentée dans la figure 5.17.

Nous avons désormais à notre disposition un classificateur continu qui attribue de hauts scores aux événements présentant une cinématique proche du signal, comportant des bons photons et ayant une bonne résolution en masse. On peut également noter que ce classificateur a été construit de façon à être insensible à l'hypothèse de masse étudiée : cela évite d'avoir à entraîner un classificateur associé à chaque hypothèse de masse. De plus, comme il sera présenté à la section suivante, avoir un seul classificateur permet de n'avoir à construire les différentes classes d'événements qu'une seule fois. Une approche optimale nécessiterait à la fois un ré-entraînement de l'arbre de décision et une nouvelle classification pour chaque hypothèse de masse, mais cela alourdirait de beaucoup la procédure.

5.8.2 Le cas des classes dijet

Le deuxième processus de production d'un boson de Higgs, après la fusion de gluon, est la fusion de bosons vecteurs. Ce type de production a la particularité de présenter deux jets énergiques et très à l'avant. En demandant ces jets supplémentaires, il est possible de sélectionner des événements de signal provenant majoritairement des processus de fusion de boson vecteurs, avec une contamination d'événements produits par fusion de gluon. De plus, les bosons de Higgs

TABLE 5.11 – Coupures des différentes classes dijets pour les analyses 2011 et 2012. Tiré de [88] et [72].

Variable	2011	2012	
	classe dijet	classe dijet resserrée	classe dijet lâche
$p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma}$	$> 55/120$ GeV	> 0.5	> 0.5
$p_T^{\gamma_2}$	> 25 GeV	> 25 GeV	> 25 GeV
$p_T^{j_1}$	> 30 GeV	> 30 GeV	> 30 GeV
$p_T^{j_2}$	> 20 GeV	> 30 GeV	> 20 GeV
$m_{j_1 j_2}$	> 350 GeV	> 500 GeV	> 250 GeV
$\lvert\Delta\eta_{j_1 j_2}\rvert$	> 3.5	> 3.0	> 3.0
$\lvert Z\rvert$	< 2.5	< 2.5	< 2.5
$\lvert\Delta\phi_{(j_1 j_2,\gamma\gamma)}\rvert$	> 2.6	> 2.6	> 2.6

produits lors d'une fusion de bosons vecteurs ont une impulsion transverse généralement plus grande que le bruit de fond ou encore par rapport à la fusion de gluons : les critères de sélections sur l'impulsion transverse des photons vont également être revus. Enfin, la topologie particulière des événements de fusion de bosons vecteurs permet l'exploitation d'autres variables.

La reconstruction des jets a été abordée à la section 5.4.2. Les variables et coupures utilisées pour sélectionner les classes dijets des analyses 2011 et 2012 sont [88] :

- présence d'au moins deux jets vérifiant $|\eta| < 4.7$: l'énergie des jets au delà de cette pseudo-rapidité ne sont pas à l'heure actuelle corrigés de façon fiable ;
- impulsion transverse du photon le plus énergique de la paire : $p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma}$;
- impulsion transverse du photon le moins énergique de la paire : $p_T^{\gamma_2}$;
- impulsion transverse du jet le plus énergique de la paire : $p_T^{j_1}$;
- impulsion transverse du jet le moins énergique de la paire : $p_T^{j_2}$;
- masse invariante dijet : $m_{j_1 j_2}$;
- différence en pseudo-rapidité entre les jets $\Delta\eta_{j_1 j_2}$: l'échange d'une particule non colorée (boson de Higgs) laisse la région centrale du détecteur avec peu d'activité hadronique ;
- variable dite de Zeppenfeld : $Z = \eta(\gamma_1 + \gamma_2) - \frac{\eta(j_1)+\eta(j_2)}{2}$: pour les événements de fusion de boson vecteur, cette distribution est centrale, c'est à dire que le boson de Higgs est produit de façon préférentielle dans l'intervalle de pseudo-rapidité entre les deux jets ;
- différence azimutale entre les systèmes diphoton et dijet : $\Delta\phi_{(j_1 j_2,\gamma\gamma)}$: on s'attend à ce que cette distribution atteigne un maximum en π à la fois pour les processus de signal et de bruit de fond. En revanche, cela n'est plus le cas si l'un des jets provient d'une interaction d'empilement ;
- la valeur de sortie du classificateur diphoton doit être supérieure à 0.05 pour l'analyse 2011 (-0.05 pour l'analyse 2012).

Les valeurs des coupures sur ces variables sont résumées dans la table 5.11.

Les événements passant l'ensemble des critères de sélection de ces classes dijets ne sont pas considérés dans le reste de l'analyse décrite ci-après.

5.8.3 Construction des différentes classes d'événements

Les événements de boson de Higgs produits par fusion de bosons vecteurs possèdent une topologie très différente de part la présence de jets énergiques et à haute pseudo-rapidité. Ces événements possèdent une sensibilité meilleure que ceux produits par fusion de gluons, à la

fois car les bruits de fond sont en quantité plus restreinte, mais également car la présence de ces jets énergiques permet de déterminer avec plus de facilité le vertex d'interaction primaire. Étant donné la luminosité intégrée des données analysées, il apparaît intéressant de ne plus considérer la contribution des événements produits par fusion de boson vecteurs comme noyée sous la quantité d'événements produits par fusion de gluon (un facteur ~ 30 est attendu). Ces événements sont classés séparément comme décrit à la section précédente, et sont ainsi exclus de l'analyse présentée ci-après (appelée 'analyse inclusive').

On a vu à la section précédente que l'arbre de décision boosté de classification des paires diphotons était sensible aux bons photons, avec une bonne résolution en masse, et avec une cinématique proche de celle du signal. L'idée est maintenant d'exploiter cette information complémentaire, désormais regroupée sous la forme d'une seule variable continue, pour améliorer la sensibilité de l'analyse. Le cœur de l'analyse est l'ajustement de la distribution en masse invariante, composée essentiellement de bruit de fond, et d'y chercher un éventuel pic dû au signal. Sans changer cette approche, on cherche désormais à séparer les événements selon leur valeur de sortie du classificateur. En effet, différents intervalles de ce classificateur correspondent à différents intervalles de sensibilité, ce qui permet d'exploiter cette information complémentaire.

La figure de mérite choisie pour l'évaluation de la sensibilité est la limite médiane asymptotique attendue. Cette limite est obtenue à partir de la simulation uniquement, pour ne pas biaiser la classification par l'éventuelle présence d'un signal dans les données (bien que le bruit de fond y soit largement dominant). L'hypothèse de masse choisie pour cette étude de sensibilité, $m_H = 125\,\text{GeV}$, est différente de l'hypothèse de masse utilisée pour l'entraînement du classificateur ($m_H = 123\,\text{GeV}$). Les échantillons de bruits de fond considérés ont été décrits dans la table 5.3. La procédure est la suivante :

- placer une coupure β_2 sur la distribution du classificateur pour séparer les événements en deux classes : $diphoton_{MVA} < \beta_2$ et $\beta_2 < diphoton_{MVA}$; l'ajustement des distributions de signal et de bruit de fond est réalisé séparément pour chacune de ces deux classes ;
- calculer la limite d'exclusion asymptotique pour chaque coupure β_2 ;
- choisir comme coupure la valeur de β_2 donnant la meilleure limite attendue ;
- itérer pour le choix de la valeur de coupure en trois classes β_3, puis en quatre classes (β_4), etc. jusqu'à ce que le gain en sensibilité soit négligeable.

On choisit, dans le cadre de la classification, pour l'ajustement de la distribution du bruit de fond un polynôme de Bernstein du quatrième ordre, et la somme de deux gaussiennes pour l'ajustement de la distribution du signal. Ces choix seront discutés à la section 5.8.5.1.

Il est à noter que :

- la classification dépend du scénario de luminosité intégrée utilisé ;
- les incertitudes systématiques ne sont pas incluses dans la procédure car l'ajout de celles-ci alourdit le calcul de la limite ;
- la notion de 'gain en sensibilité négligeable' est ici définie sur la valeur médiane de la limite. Dans le cas où les systématiques ne sont pas incluses, il est possible de regarder quelle est l'incertitude statistique de ce gain en sensibilité. Cette étude sera discutée à la section 5.8.5.4 ;
- on suppose que la valeur optimale pour la séparation en deux classes est l'une des valeurs pour la séparation en trois classes et plus. Cette hypothèse sera discutée à la section 5.8.5.3.

5.8.4 Vérification des résultats officiels

En suivant la méthode décrite à la section précédente, les résultats officiels [92] des valeurs de limite de séparation entre classes sont présentées dans la table 5.12.

On peut notamment remarquer que les scores du classificateur inférieurs à 0.05 (-0.05) pour

TABLE 5.12 – Valeur des bornes en sortie du classificateur diphoton des différentes classes de sensibilité. Tiré de [92].

classe	2011		2012	
	borne inférieure	borne supérieure	borne inférieure	borne supérieure
I	0.89	∞	0.88	∞
II	0.74	0.89	0.71	0.88
III	0.55	0.74	0.50	0.71
IV	0.05	0.55	-0.05	0.50

TABLE 5.13 – Valeur des bornes en sortie du classificateur diphoton des différentes classes de sensibilité pour l'analyse des données 2011. La comparaison avec les valeurs de l'analyse officielle sont tirées de [92].

classe	2011 - analyse officielle		2011 - reproduction des résultats		2011 - autre paramétrisation	
	borne inf.	borne sup.	borne inf.	borne sup.	borne inf.	borne sup.
I	0.89	∞	0.883	∞	0.876	∞
II	0.74	0.89	0.693	0.883	0.739	0.876
III	0.55	0.74	0.541	0.693	0.562	0.739
IV	0.05	0.55	-0.015	0.541	0.003	0.562
V	-	-	$-\infty$	-0.015	$-\infty$	0.003

l'analyse 2011 (2012) ont été supprimés car ils n'apportent pas de sensibilité à l'analyse.

Sur la figure 5.18 sont présentés les scans successifs pour les valeurs de séparation : la valeur de la coupure β_i est variée en abscisse, les ajustements sont refaits et la limite médiane attendue est recalculée en ordonnée. La valeur de séparation optimale β_i pour la séparation en i classes est la valeur β_i^0 pour laquelle la limite attendue est minimum. À cause de la granularité du scan des valeurs de β_i, des irrégularités apparaissent dans la limite médiane attendue. Pour trouver le minimum en lissant ces fluctuations, un ajustement de la courbe est réalisé avec un polynôme de degré 4, et le minimum de l'ajustement est pris comme minimum effectif. Une fois la valeur de β_i^0 déterminée, ce choix est injecté pour la détermination de β_{i+1}^0.

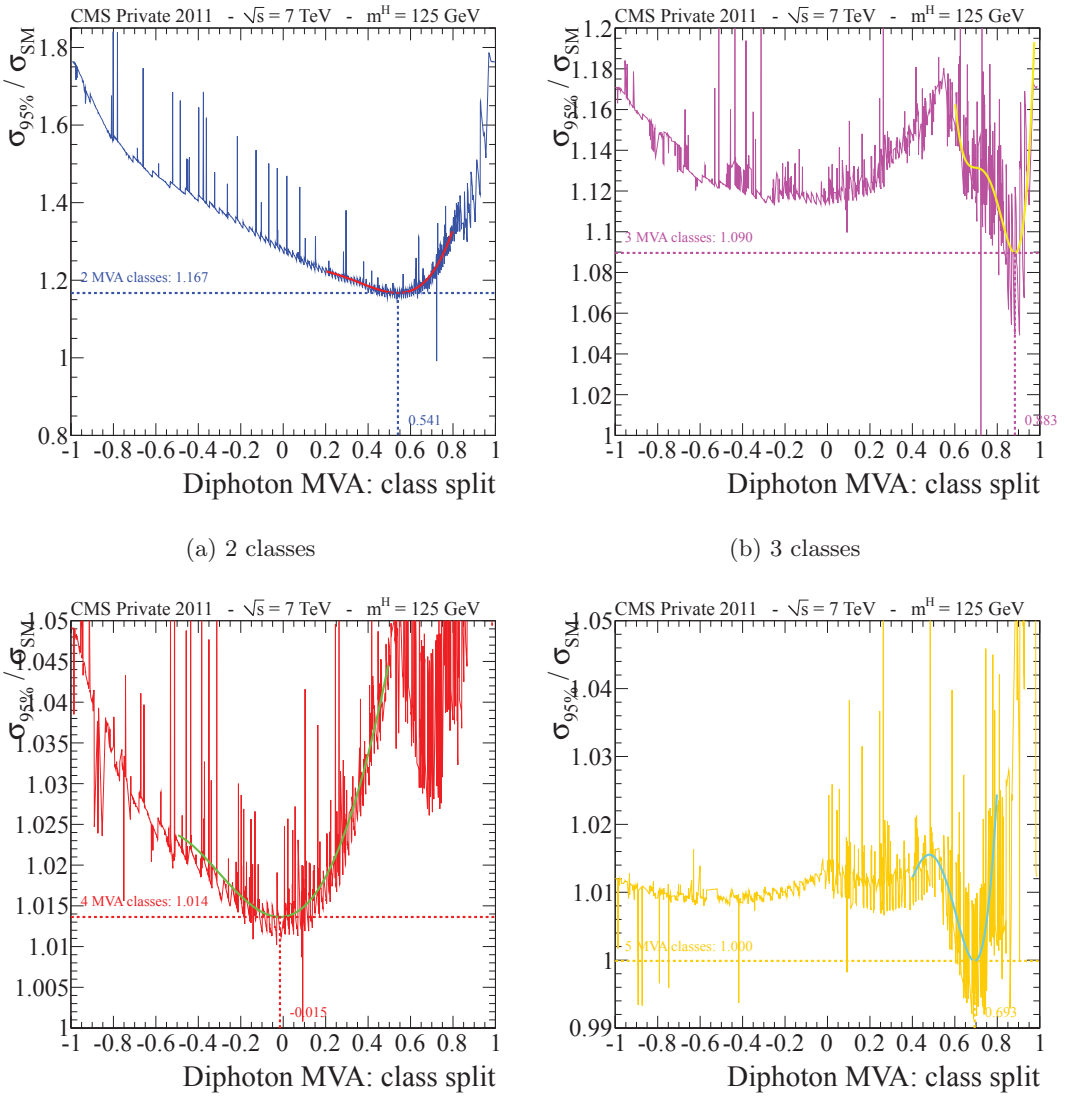
La figure 5.19 représente l'ensemble de la détermination des valeurs β_i jusqu'à 5 classes. Les valeurs des bornes de séparation des classes ainsi obtenues sont récapitulées dans la table 5.13. On peut remarquer que les valeurs des bornes sont proches, mais différentes des valeurs de l'analyse officielle. Cela est dû à plusieurs facteurs :

- l'outil utilisé pour calculer la limite dans les travaux de cette section n'est pas le même que celui utilisé dans l'analyse officielle ;
- les limites médianes attendues calculées sont instables et un ajustement a été réalisé pour déterminer la valeur de la borne.

5.8.5 Continuation de l'étude

5.8.5.1 Étude de paramétrisation

L'étude officielle a été réalisée en ajustant une somme de deux gaussiennes pour l'échantillon de signal et un polynôme de Bernstein de degré 4 pour le bruit de fond. Cependant pour les classes de faible valeur du classificateur diphoton, la prise en compte d'une troisième gaussienne



(a) 2 classes

(b) 3 classes

(c) 4 classes

(d) 5 classes

FIGURE 5.18 – Détermination des valeurs des différentes séparation de classes. Les critères de séparation sont appliqués ici séquentiellement.

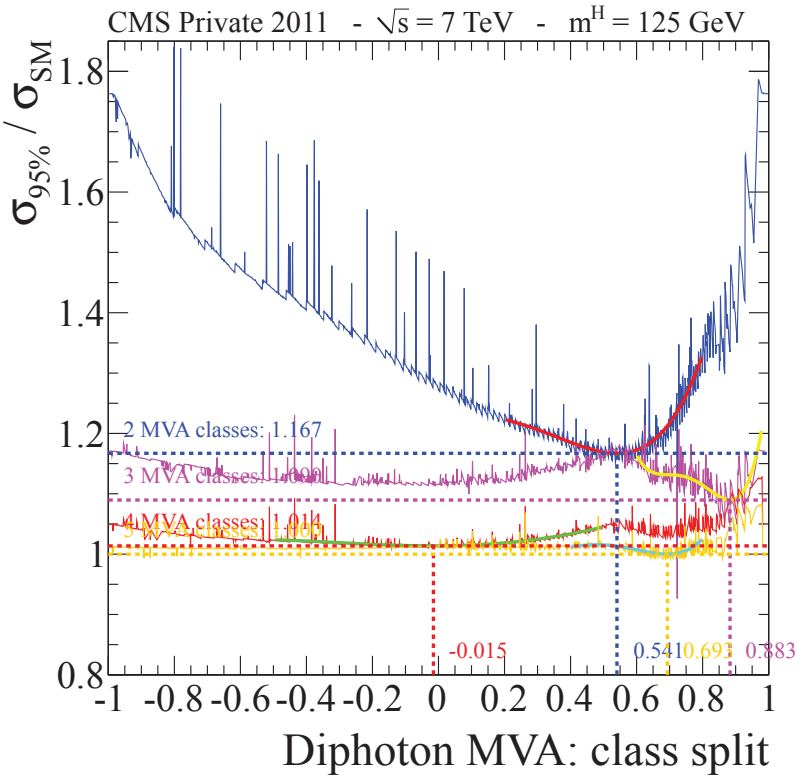


FIGURE 5.19 – Représentation de l'ensemble de la détermination séquentielle des différentes séparation de classes.

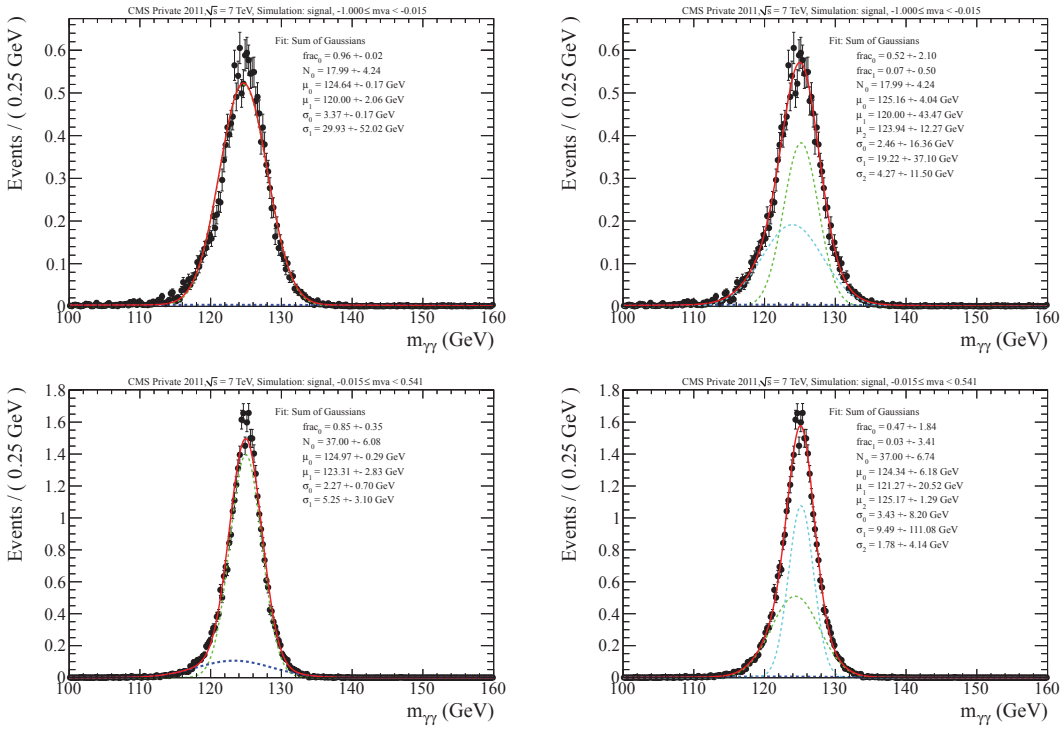


FIGURE 5.20 – Ajustement du signal pour les catégories à faible valeur du classificateur diphoton, pour l'ajustement avec deux gaussienne (gauche) et trois gaussiennes (droite).

semble souhaitable, comme illustré sur la figure 5.20.

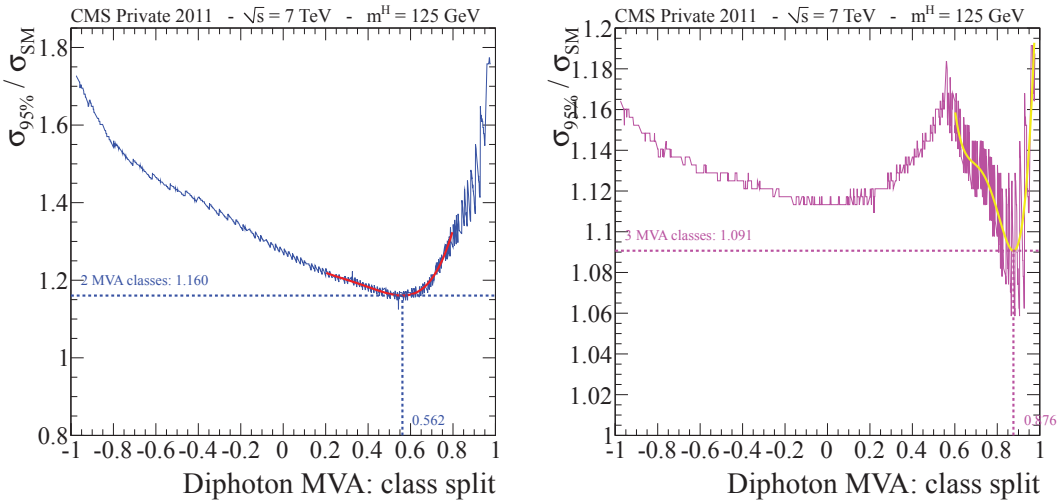
La prise en compte d'une troisième gaussienne pour le modèle du signal permet à l'ajustement d'être plus libre et de mieux ajuster les données. En particulier, les nombreux pics sur la figure 5.18 sont dus au fait que l'ajustement trouve comme minimum local les bornes des paramètres d'ajustement. L'ajout de trois paramètres supplémentaires (moyenne et largeur de la gaussienne, proportion relative de cette gaussienne pour la normalisation globale) permet à l'ajustement d'avoir suffisamment de liberté pour trouver un véritable minimum qui n'est pas situé aux bornes des paramètres ajustés. La séparation des classes résultant de cette nouvelle paramétrisation est présentée sur la figure 5.21, et les nouvelles bornes obtenues sont présentées dans la table 5.13.

On peut observer que bien que les valeurs de séparation soient légèrement différentes, les limites médianes attendues atteinte à chaque minimum dans les figures 5.18 et 5.21 sont très proches : le calcul de limite est stable par rapport à de faibles variations dans les valeurs de séparation de classe.

5.8.5.2 Suppression des bas scores du classificateur diphoton

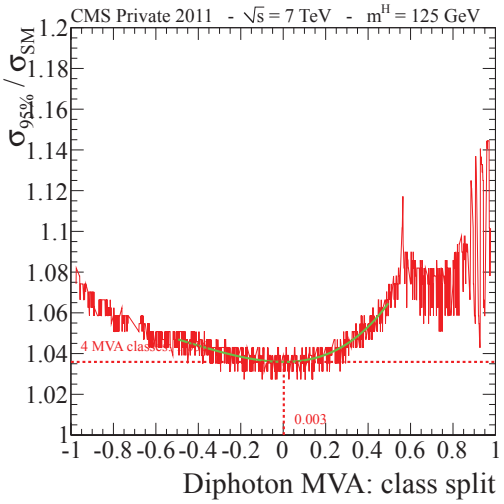
Pour l'analyse officielle, les valeurs de séparation jusqu'à 5 classes ont été déterminées. En revanche, seules 4 d'entre elles ont été retenues pour l'analyse statistique finale : la classe correspondant aux plus basses valeurs du classificateur diphoton est considérée comme n'apportant aucune sensibilité à l'analyse, que l'on simplifie donc en supprimant cette classe de l'analyse statistique (environ 76 % des événements diphotons sont supprimés avec cette coupure). Bien que la justification et la pertinence de cette suppression aient été étudiées et vérifiées, celle-ci n'a pas été propagée dans la procédure de classification elle-même.

En effet, le fait de supprimer ces événements dans la procédure de classification affecte en pratique les ajustements du bruit de fond. On peut voir sur la figure 5.22 que la détermination

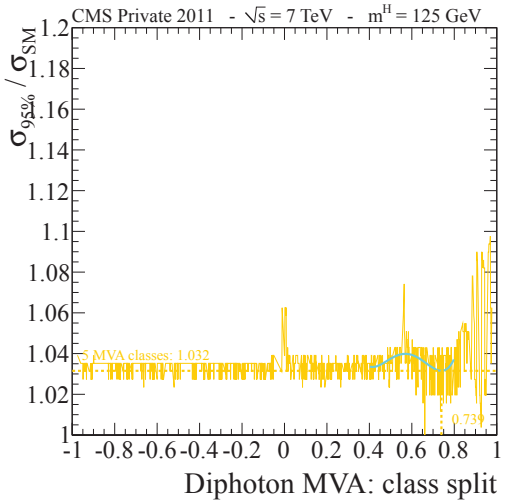


(a) 2 classes

(b) 3 classes

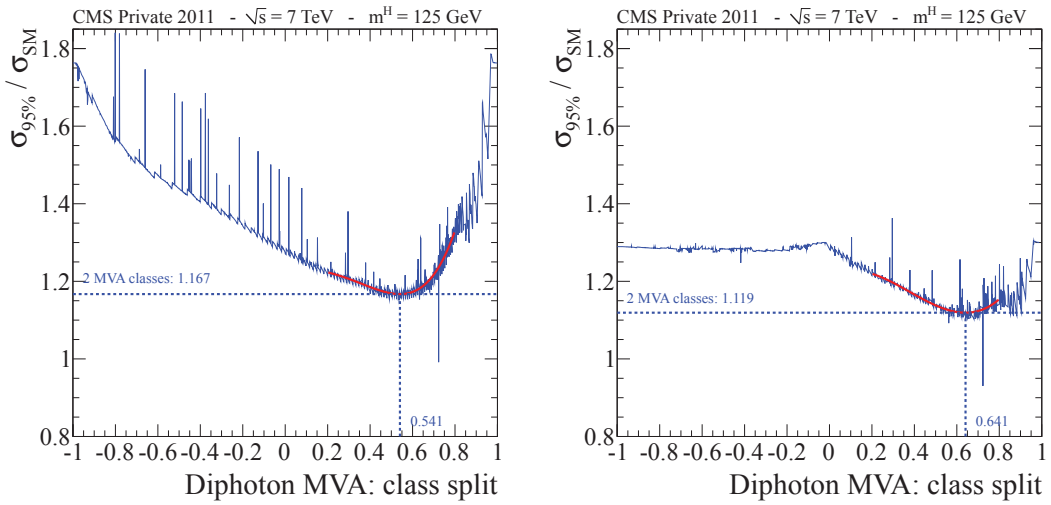


(c) 4 classes



(d) 5 classes

FIGURE 5.21 – Détermination des valeures des différentes séparation de classes, dans le cas où le signal est ajusté avec une somme de trois gaussiennes.



(a) 2 classes - sans abandon

(b) 2 classes - avec abandon

FIGURE 5.22 – Détermination de la valeur de séparation en 2 classes, avec ou sans abandon de la catégorie la plus mauvaise lors de la mise en place des limites.

des limites de classe peut changer de façon conséquente une fois la classe de plus bas score abandonnée. En pratique, cela signifie que la classification adoptée pour l'analyse statistique peut être optimisée, et que de meilleures performances (attendues) pourraient être obtenues.

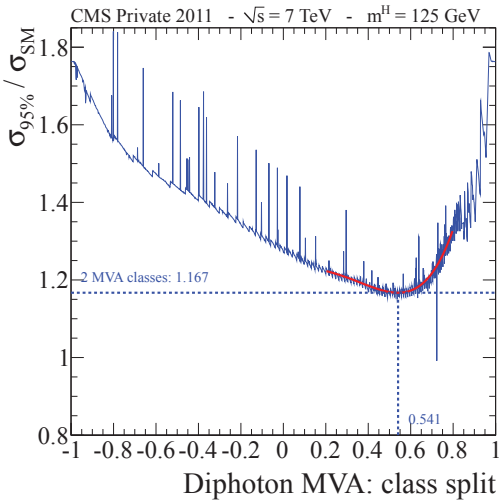
5.8.5.3 Vérification de l'hypothèse de séquentialité

On peut se demander si prendre des valeurs successives pour déterminer les bornes de classification permet d'atteindre un minimum global dans l'espace des limites attendues à 4 valeurs de séparation de classe. Un test est d'injecter la coupure β_3^0 déterminée précédemment en tant que valeur de séparation en 2 classes, et de ré-itérer pour trouver la borne de séparation en 3 classes. On peut voir dans la figure 5.23 que les valeurs trouvées pour les deux premières valeurs de séparations sont proches des valeurs obtenues séquentiellement : on peut donc supposer qu'effectuer séquentiellement la détermination de la séparation en classe est valide pour trouver un minimum global.

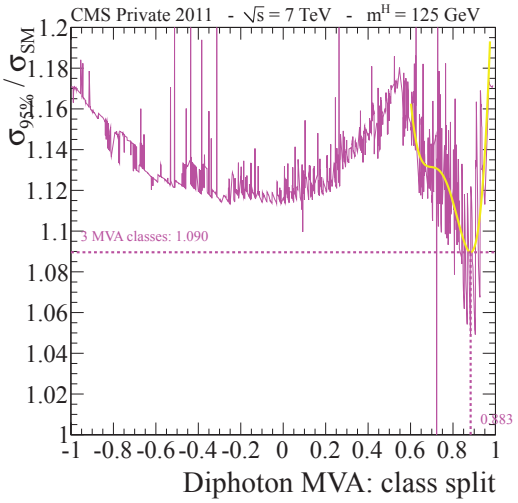
Un test complémentaire serait d'effectuer un scan du plan des coupures $\beta_2 - \beta_3$ afin de vérifier que la procédure appliquée ici trouve effectivement le minimum global et non un minimum local. En revanche, cette procédure serait trop lourde à mettre en place pour la détermination des 4 valeurs de séparations.

5.8.5.4 Inclusion des incertitudes statistiques sur le modèle

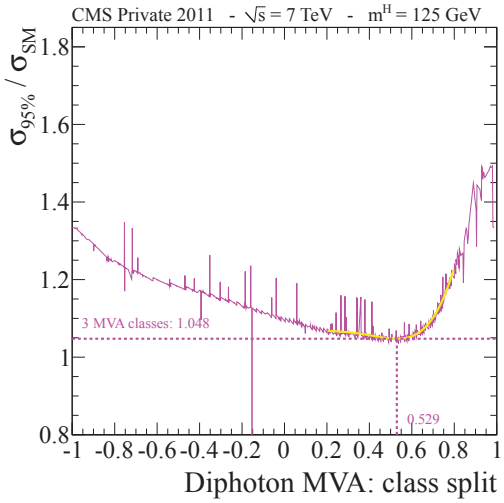
Il est intéressant de regarder non seulement la limite médiane attendue, mais également la bande de limite attendue à 68 % du niveau de confiance. On peut voir sur la figure 5.24 que cette bande d'incertitude statistique est relativement large. Cela signifie que bien que la performance moyenne attendue soit améliorée en séparant la sortie du classificateur diphoton, la performance observée peut très bien s'avérer en deçà des attentes pour une séparation en classes donnée.



(a) 2 classes - séquentiel

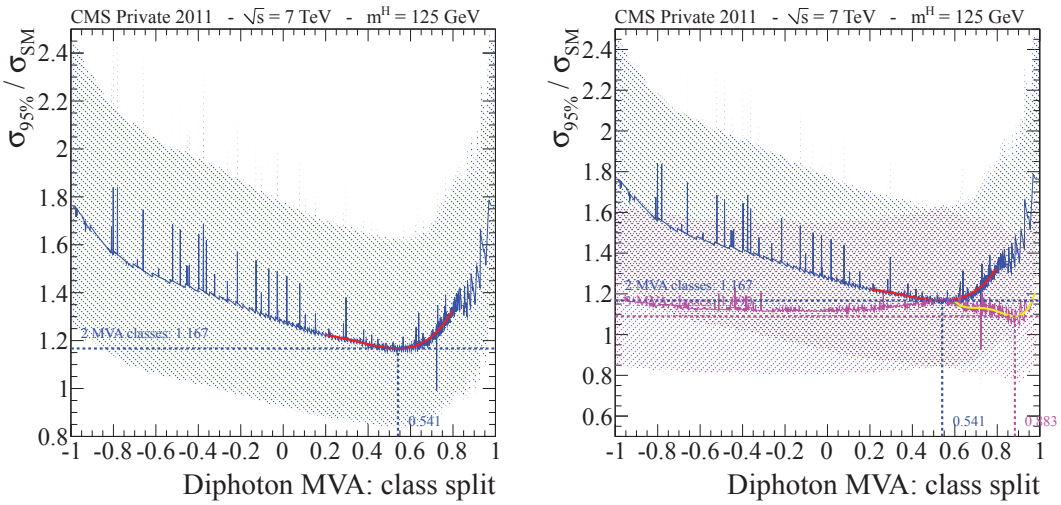


(b) 3 classes - séquentiel



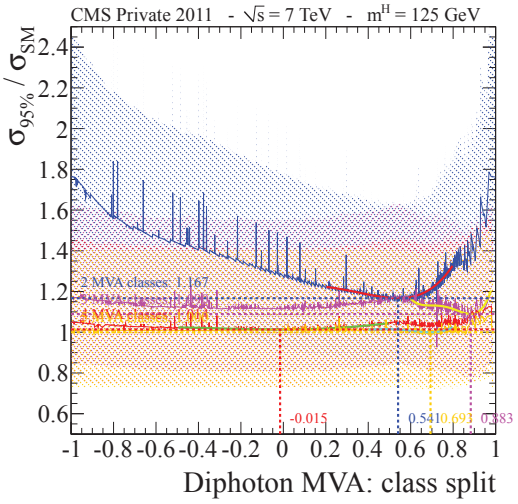
(c) 3 classes - inversé

FIGURE 5.23 – Détermination de la valeur de séparation en 3 classes, avec ou sans inversion lors de la mise en place des limites.



(a) 2 classes

(b) 3 classes



(c) toutes les classes

FIGURE 5.24 – Détermination des bornes de séparations des classes, avec inclusion des incertitudes statistiques : les bandes sont les bandes des valeurs attendues à plus ou moins une déviation standard de la moyenne.

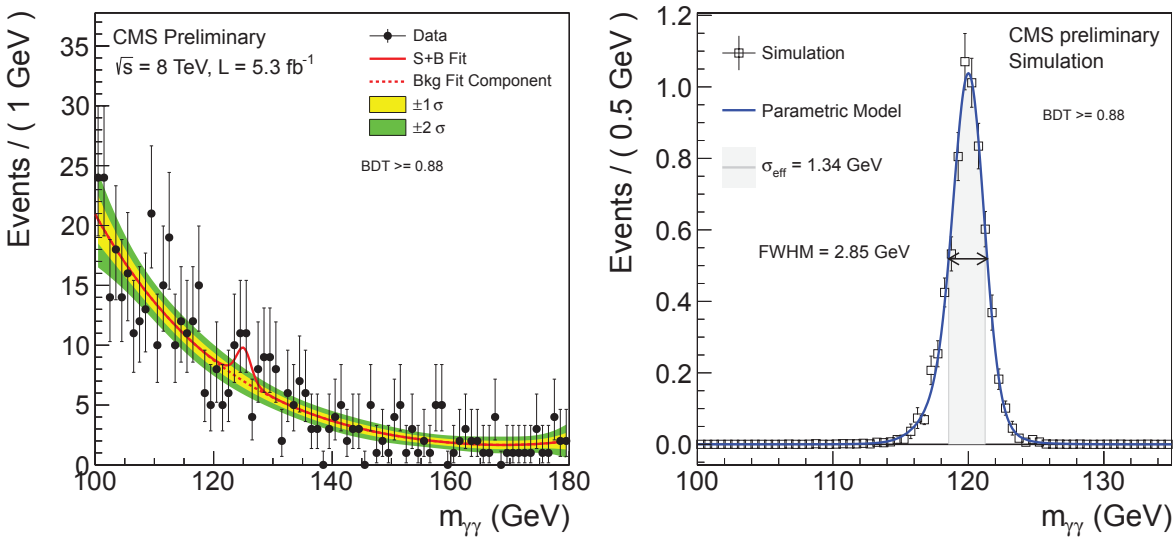


FIGURE 5.25 – Exemple d'ajustement du bruit de fond dans les données (gauche) et du signal dans la simulation (droite), pour la classe de plus haut score du classifieur diphoton, pour l'analyse à 8 TeV. Figures tirées de [92].

5.9 Analyse statistique : résultats officiels

Une fois les limites de séparation en classe arrêtées, le choix du degré du polynôme pour l'ajustement du bruit de fond est déterminé pour chaque classe, pour l'analyse a 8 TeV (7 TeV) :

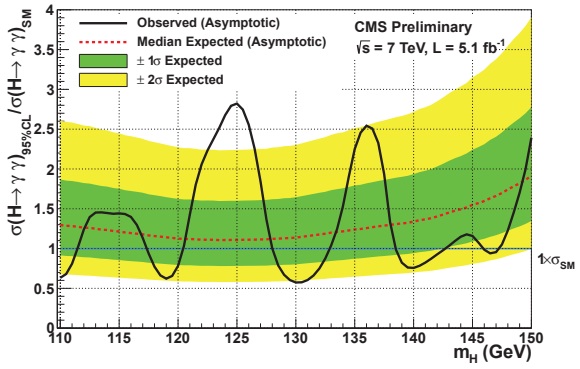
- classe 0 : degré 4 (4) ;
- classe 1 : degré 5 (5) ;
- classe 2 : degré 5 (5) ;
- classe 3 : degré 5 (5) ;
- classe 4 (dijet tight / dijet) : degré 3 (3) ;
- classe 5 (dijet loose / -) : degré 4.

Un exemple d'ajustement des modèles du signal et du bruit de fond, dans le cadre des données à 8 TeV, est disponible sur la figure 5.25.

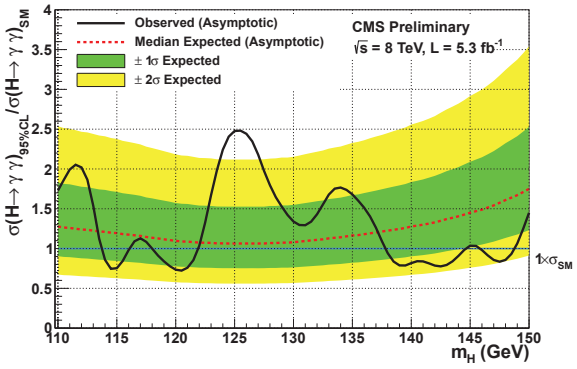
L'ajustement de la masse invariante diphoton est fait de façon simultanée dans les 11 classes d'évenements, en prenant en compte les corrélations entre les différentes classes. Les limites sont ensuite évaluées avec l'approche fréquentiste modifiée CL_s, décrite dans [97, 98, 99]. Comme la résolution sur la masse du boson de Higgs approche 1 GeV dans la meilleure catégorie, les limites sont calculées avec un pas de 0.5 GeV.

On peut voir sur les figures 5.26a, 5.26b et 5.26c les limites d'exclusion pour l'analyse 2011 et 2012. La limite d'exclusion est située entre 1 et 2 fois la section efficace du Modèle Standard, pour les hypothèses de masse entre 100 et 150 GeV. On peut remarquer que pour les deux lots de données, la limite observée autour de l'hypothèse de masse $m_H = 125$ GeV est éloignée de plus de deux ecarts-types de la limite attendue. La limite est obtenue en combinant les limites 2011 et 2012, et est montrée sur la figure 5.26c et montre la même particularité. La limite en section efficace pour la combinaison des données des analyses 2011 et 2012 exclue l'hypothèse du Modèle Standard pour les masses comprises entre 110 et 111 GeV, entre 114 et 122 GeV, entre 128 et 133 GeV, et enfin entre 137 et 149 GeV.

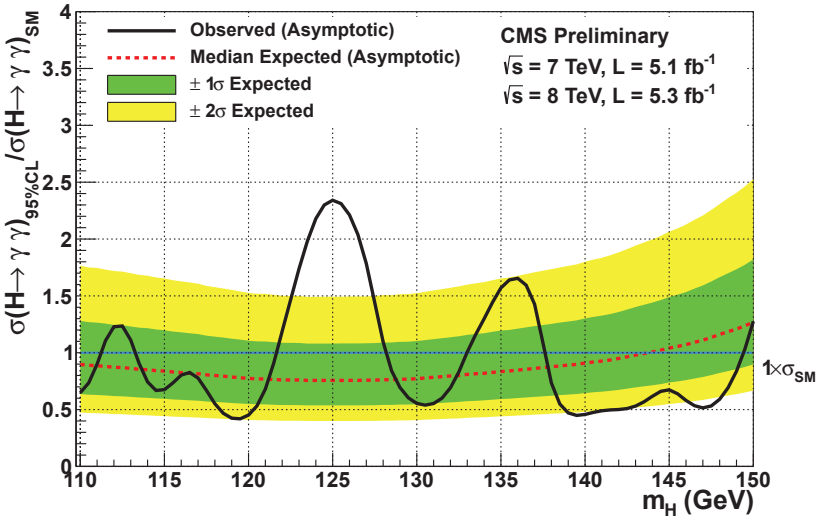
Il n'est pas possible d'exclure le Modèle Standard pour une masse autour de 125 GeV à cause de l'écart entre limite observée et limite attendue discuté ci-avant. Cela signifie que les données



(a) 2011, $\sqrt{s} = 7$TeV



(b) 2012, $\sqrt{s} = 8$TeV



(c) combinaison 2011 et 2012

FIGURE 5.26 – Limites d'exclusion sur la section efficace d'un boson de Higgs du Modèle Standard se désintégrant en deux photons, en fonction de la masse du boson relativement à la section efficace du Modèle Standard pour les données 2011 (a), 2012 (b) et la combinaison 2011 et 2012 (c). Les incertitudes théoriques sur la section efficace ont été incluses dans la procédure de limite. Tiré de [92].

sont incompatibles dans cette région avec l'hypothèse de la présence du bruit de fond seul. La figure de mérite utilisée pour quantifier l'amplitude de ce désaccord est la p-value locale pour cette hypothèse de masse : celle-ci quantifie la probabilité d'observer une telle déviation dans l'hypothèse d'une fluctuation du bruit de fond et est représentée sur la figure 5.27.

On peut remarquer que la p-value pour l'hypothèse de masse de 125 GeV atteint 1.8×10^{-5}, soit une significance locale de $4.1\,\sigma$. La significance globale permet de prendre en compte le fait qu'une fluctuation du bruit de fond peut avoir lieu à n'importe quel endroit dans la région étudiée (*Look-Elsewhere Effect*). La p-value globale d'observer un excès similaire ou plus important dans l'intervalle $110 - 150$ GeV est de 7.2×10^{-4}, soit une significance globale de $3.2\,\sigma$. Les quantités attendues de signal et de bruit de fond dans chaque classe sont présentées dans la table 5.14.

TABLE 5.14 – Quantités attendues d'événement de signal et de bruit de fond à l'hypothèse de masse $m_H = 125$ GeV, pour les classes d'événements à 7 TeV et 8 TeV. Tableau tiré de [92].

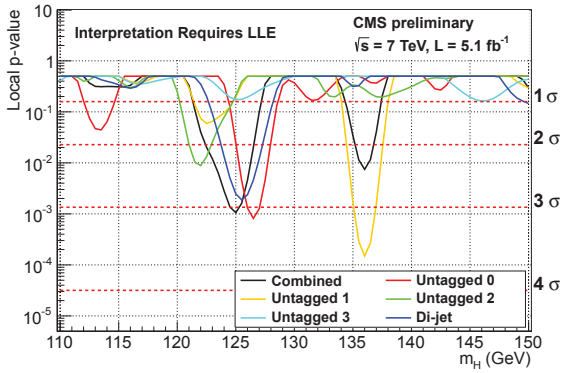
Expected signal and estimated background										
Event classes		SM Higgs boson expected signal ($m_H = 125$ GeV)							Background	
		Total	ggH	VBF	VH	ttH	σ_{eff} (GeV)	FWHM/2.35 (GeV)	$m_{\gamma\gamma} = 125$ GeV (ev./GeV)	
7 TeV 5.1 fb^{-1}	Untagged 0	3.2	61.4%	16.8%	18.7%	3.1%	1.21	1.14	3.3	± 0.4
	Untagged 1	16.3	87.6%	6.2%	5.6%	0.5%	1.26	1.08	37.5	± 1.3
	Untagged 2	21.5	91.3%	4.4%	3.9%	0.3%	1.59	1.32	74.8	± 1.9
	Untagged 3	32.8	91.3%	4.4%	4.1%	0.2%	2.47	2.07	193.6	± 3.0
	Dijet tag	2.9	26.8%	72.5%	0.6%	–	1.73	1.37	1.7	± 0.2
8 TeV 5.3 fb^{-1}	Untagged 0	6.1	68.2%	12.2%	15.9%	3.7%	1.38	1.23	7.4	± 0.6
	Untagged 1	21.0	87.6%	5.9%	5.7%	0.8%	1.53	1.31	54.7	± 1.5
	Untagged 2	30.2	92.1%	4.0%	3.5%	0.4%	1.94	1.55	115.2	± 2.3
	Untagged 3	40.0	91.6%	4.2%	3.9%	0.4%	2.86	2.35	256.5	± 3.4
	Dijet tight	2.6	22.8%	76.6%	0.4%	0.2%	2.06	1.57	1.3	± 0.2
	Dijet loose	3.0	53.1%	44.9%	1.9%	0.1%	1.95	1.48	3.7	± 0.4

Une autre façon de caractériser cet excès est de considérer qu'il est dû à un boson de Higgs, et de comparer sa compatibilité avec l'hypothèse du Modèle Standard, comme illustré à la figure 5.28. On applique à chaque hypothèse de masse un facteur modificateur de force μ à la section efficace. On peut regarder pour un seul facteur pour toutes les classes de l'analyse, ou pour un facteur par classe d'analyse.

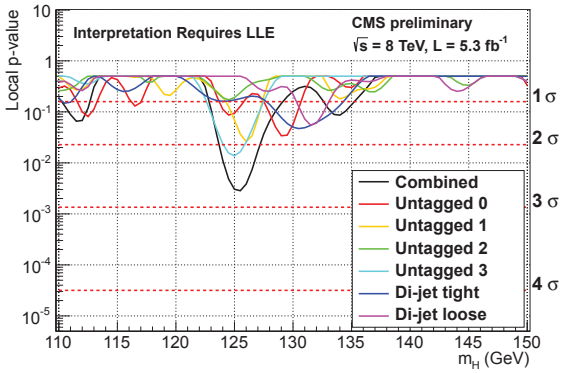
Une représentation d'un événement sélectionné est présenté sur la figure 5.29.

On a vu dans les sections précédentes que la séparation en classes permettait d'améliorer la sensibilité de l'analyse statistique. Cependant, cela signifie que l'excès observé est réparti sur ces différentes classes, ce qui rend sa représentation difficile. En effet la représentation des données non classifiées (voir figure 5.16) ne prend pas en compte la sensibilité effective de l'analyse statistique finale. Une façon de pallier ce défaut est d'effectuer la somme des données et ajustement des différentes classes, pondérée par le rapport signal sur bruit attendu dans chaque classe, comme illustré sur la figure 5.30. Sur cette figure sont également représentées les données soustraites de la contribution du bruit de fond telle qu'ajustées dans ces données. L'excès observé apparaît plus clairement sur ces figures.

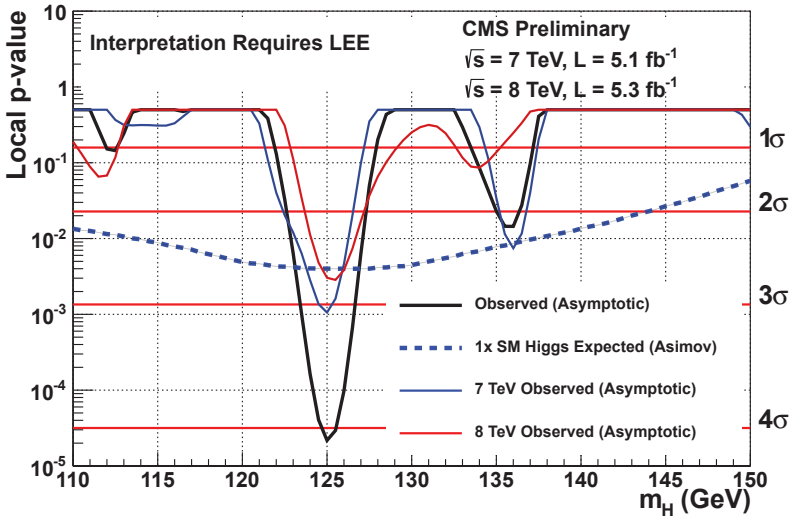
Un ajustement en deux dimensions $m_H - \sigma/\sigma_{SM}$ peut également être réalisé autour de cet excès, et est présenté sur la figure 5.31.



(a) 2011, $\sqrt{s} = 7$TeV

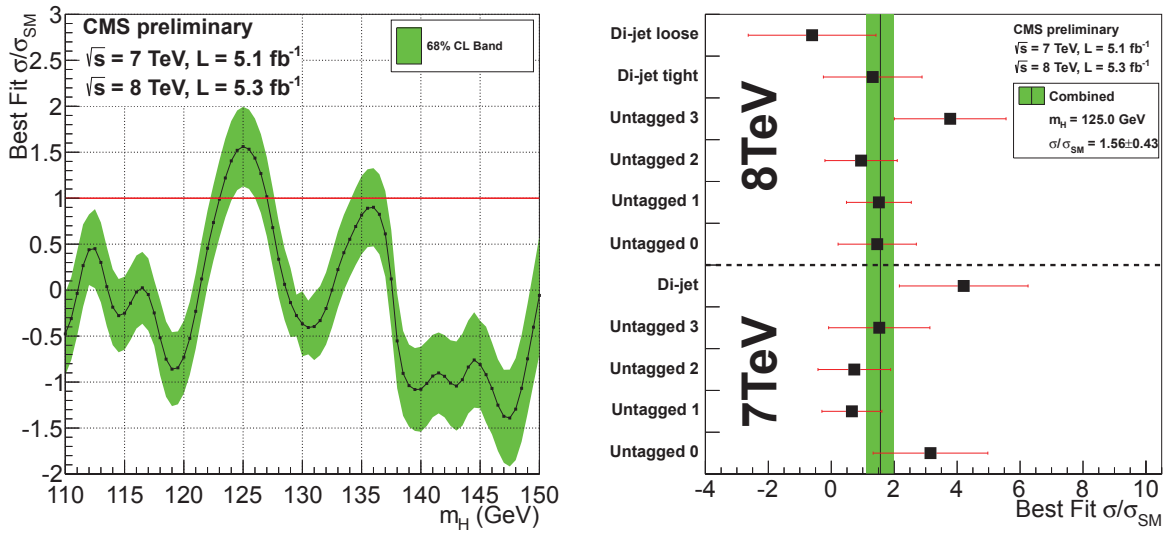


(b) 2012, $\sqrt{s} = 8$TeV



(c) combinaison 2011 et 2012

FIGURE 5.27 – p-value locale observée en fonction de l'hypothèse de la masse du boson de Higgs m_H dans les données 2011 (a), 2012 (b) et la combinaison des données 2011 et 2012 (c). Tiré de [92].



(a) Meilleur ajustement de la force du signal en fonction de m_H.

(b) Meilleur ajustement de la force du signal à l'hypothèse de masse $m_H = 125$GeV pour chaque classe d'événements.

FIGURE 5.28 – Meilleur ajustement de la force du signal relativement à la section efficace du boson de Higgs du Modèle Standard. À gauche : scan en fonction de l'hypothèse de la masse du boson de Higgs. À droite : ajustement combiné des 11 classes d'événements (ligne verticale) et pour les classes individuelles (carrés noirs) pour l'hypothèse d'un boson de Higgs du Modèle Standard d'une masse $m_H = 125.0\,\text{GeV}$. La bande correspond aux incertitudes $\pm 1\,\sigma$ sur la valeur globale. Les barres horizontales indiquent les incertitudes $\pm 1\,\sigma$ individuellement pour chaque classe. Tiré de [92].

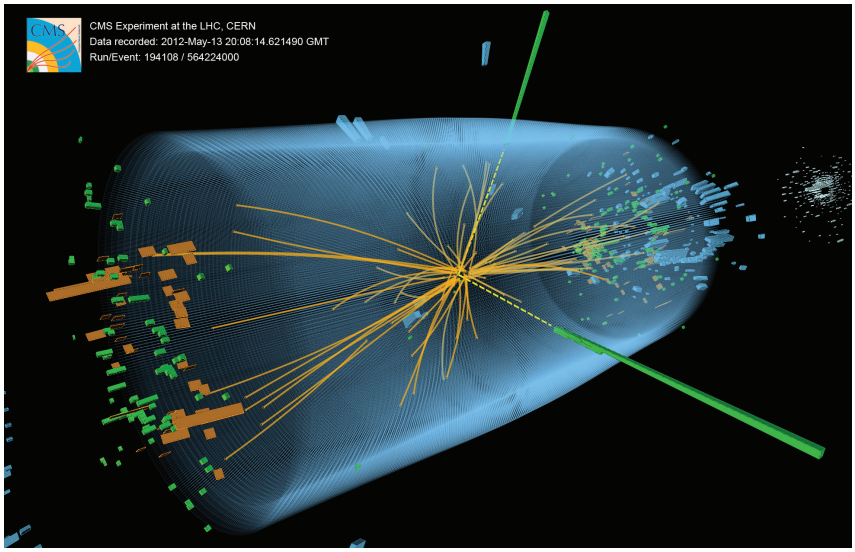


FIGURE 5.29 – Représentation d'un événement diphoton sélectionné dans l'analyse. Tiré de [92].

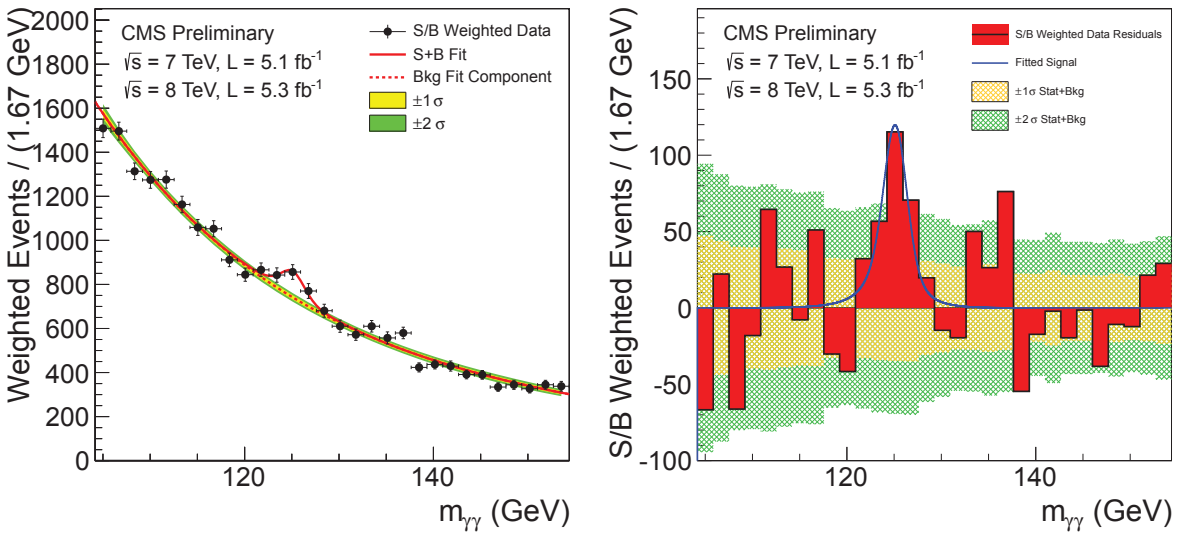


FIGURE 5.30 – À gauche, distribution des évenements diphotons sélectionnés dans l'analyse, repondérés par le rapport signal sur bruit de fond de la classe à laquelle appartient chaque évenement. Les ajustements bruit de fond seul et bruit de fond additionné du signal boson de Higgs du Modèle Standard à $m_H = 125$ GeV sont représentés. À droite, représentation des données soustraites de l'ajustement du bruit de fond seul. L'ajustement correspondant à un boson de Higgs du Modèle Standard à $m_H = 125$ GeV est représenté. Figure tirée de [92].

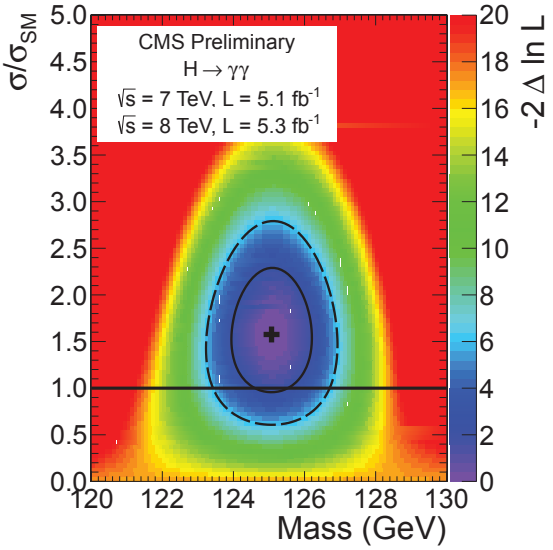


FIGURE 5.31 – Ajustement conjoint de la masse du boson de Higgs m_H et de sa section efficace σ/σ_{SM}. La croix indique la valeur du meilleur ajustement. Les pointillés (trait plein) représentent le contour à 68 % (95 %) du niveau de confiance. Figure tirée de [100].

5.10 Conclusion

Ce chapitre présente l'analyse principale de recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons de l'expérience CMS. L'analyse utilise 5.1 fb^{-1} de données de collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ collectées en 2011 et $5.3\,\text{fb}^{-1}$ de données collectées à $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$ collectées en 2012.

Mes contributions à cette analyse sont :

- la validation de la simulation des variables de formes du cluster à l'aide des photons issus des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ dans le cadre de l'arbre de décision boosté utilisé pour l'identification des photons. En particulier, la repondération de ces variables, nécessaire à cause des changements dans la simulation Geant4 du détecteur et déterminée à partir des électrons issus des désintégrations $Z^0 \to ee$, a été validée ;
- l'aide à la détermination de l'efficacité du critère de réjection des électrons, à l'aide de ces mêmes photons issus des désintégrations radiatives, dans le cadre de l'identification des photons. Cette efficacité est supérieure à 96 % ;
- la vérification de la procédure de classification des évenements selon l'arbre de décision boosté de classification des paires de photons. Les valeurs des séparations en classes sont similaires à celles de l'analyse principale, et la robustesse de la procédure est renforcée.

Comparé à la quantité de bruit de fond attendu dans le cadre du Modèle Standard, un excès d'événements est observé pour une hypothèse de masse du boson de Higgs du Modèle Standard de 125 GeV. La significance locale de cet excès est de $4.1\,\sigma$, et sa significance globale, pour l'intervalle $110 - 150$ GeV est de $3.2\,\sigma$: il s'agit donc de la mise en évidence d'une nouvelle particule se désintégrant en deux photons. Cet excès présente une section efficace de 1.56 ± 0.43 fois celle attendue dans le cas d'un boson de Higgs du Modèle Standard ce qui est donc compatible avec cette hypothèse.

Bien que cet excès soit conséquent, il ne permet pas par lui-même de statuer sur l'existence du boson de Higgs tel que prédit par le Modèle Standard : il est nécessaire de mettre cette analyse en perspective des recherches du boson de Higgs dans les autres canaux de désintégration, comme cela sera abordé en conclusion de ce manuscrit et dans l'annexe C.

Il est à noter que l'analyse présentée ici et donc la mise en évidence d'un nouvel état en résultant, est basée sur l'utilisation de l'hypothèse du boson de Higgs du Modèle Standard comme signal. L'analyse peut donc très bien s'avérer non optimale si le nouvel état n'est pas le boson de Higgs du Modèle Standard. En particulier, les données récoltées à 7 TeV et à 8 TeV ont été présentées : l'excès est présent dans les deux lots de données, mais la statistique n'est pas suffisante pour déterminer si sa section efficace suit le comportement que l'on attendrait d'un boson de Higgs avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse. De même, les catégories VBF ont une meilleure sensibilité attendue mais la statistique disponible ne permet pas de statuer sur les écarts observés dans ces catégories.

Dans ces conditions, il est donc important de ne pas présupposer des propriétés de cet excès observé. Pour ce faire, une procédure de *blinding* (littéralement "aveuglement") a été mise en place : les données ne sont dévoilées qu'une fois l'ensemble de l'analyse fixée et stabilisée, comme cela a été le cas pour les analyses 2011 et 2012. En effet, les différents écarts ou compatibilités avec le Modèle Standard peuvent très bien se révéler au final des fluctuations statistiques, et il est donc important de ne pas changer l'analyse pour essayer, inconsciemment, d'amplifier ou corriger ces écarts, une fois les données révélées. Par exemple, un second excès de moindre importance semble présent aux alentours de 135 GeV. Il ne faudrait pas optimiser l'analyse pour l'observation de l'excès à 125 GeV : garder une analyse insensible à la masse permetra de vérifier de façon non biaisée si cet excès est une simple fluctuation statistique ou non.

Chapitre 6

Un cas au delà-du Modèle Standard : production associée dans le cadre d'un modèle de quarks vecteurs

Sommaire

6.1 Introduction 195
6.2 Génération des événements et reconstruction 196
6.2.1 Signal $t'\bar{t}' \to thtZ/thbW/thth, h \to \gamma\gamma$ 196
6.2.2 Bruits de fond considérés 197
6.2.3 Simulation, reconstruction et présélection des événements 199
6.3 Sélection 202
6.4 Résultats 203
6.4.1 Reconstruction du boson de Higgs 203
6.4.2 Reconstruction des quarks vecteurs 206
6.5 Conclusion 207

6.1 Introduction

La flexibilité du modèle décrit à la section 1.4.1 permet, via l'introduction de quarks vecteurs [1], de modifier les couplages du boson de Higgs. D'une part, cette modification des couplages permet, selon les paramètres du modèle, de prédire les déviations observées des recherches du boson de Higgs dans les données 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV. D'autre part, la présence de ces quarks vecteurs permet la production indirecte d'un boson de Higgs par un canal associé : $pp \to t'\bar{t}', t' \to th$. Les paramètres qui seront utilisés dans ce chapitre ont été introduits à la section 1.4.1.4 et sont compatibles avec les limites directes d'exclusion des quarks t'. Ce chapitre présente une étude de simulation de recherche d'un boson de Higgs dans le cadre de ce modèle pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV, où le boson de Higgs est produit par cette production associée et se désintègre en une paire diphoton.

Ces études ont fait l'objet d'un proceeding pour le workshop des Houches [101], ainsi que d'une publication dans Physical Review D [34]. Cette dernière contient notamment l'ajout d'un

1. Dans le Modèle Standard, la notation $SU(2)_L$ rappelle la constatation expérimentale que seules les chiralités L des fermions interagissent. En rajoutant ces nouveaux fermions, on ne veut pas interdire *a priori* l'interaction des chiralités R. On dénomme donc ces quarks "vecteurs", pour se rappeler du fait que les composantes L et R peuvent interagir via $SU(2)$.

TABLE 6.1 – Rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration du quark vecteur t_2, pour les points de signal A1 et A2. Ces points de l'espace de phase, définis plus en détails à la section 1.4.1, correspondent à une masse du boson de Higgs de $m_h = 125\,\text{GeV}$, c'est à dire que le canal de désintégration en deux photons peut être considéré.

Canal de désintégration	Rapport d'embranchement (%)	
	point A1	point A2
$t_2 \to th$	62.6	82.1
$t_2 \to tZ$	28.6	14.7
$t_2 \to bW$	8.8	3.2

nouveau point de signal (A2), ainsi qu'un traitement du bruit de fond plus poussé. Une autre justification *a posteriori* de cette étude est la présence dans le canal diphoton d'un excès qui pourrait être imputable à un boson de Higgs, mais dont la section efficace est, dans la limite de la statistique actuelle, plus grande que celle prévue par le Modèle Standard. Un tel excès peut être ajusté par ce modèle.

6.2 Génération des événements et reconstruction

6.2.1 Signal $t'\bar{t}' \to thtZ/thbW/thth, h \to \gamma\gamma$

On étudie la production d'une paire de quarks vecteurs t' [2] où l'un des quarks se désintègre en th et l'autre en bW, th ou tZ, dans l'hypothèse du LHC avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$, et une luminosité intégrée de $20\,\text{fb}^{-1}$. On présentera ici les points A1 et A2 de la table 1.7 : on prend l'hypothèse $m_{t_2} = 403\,\text{GeV}$ et $m_{t_2} = 599\,\text{GeV}$ respectivement, avec l'hypothèse de masse du boson de Higgs $m_H = 125\,\text{GeV}$.

Trois canaux de désintégration du quark vecteur t_2 sont ouverts [3] : $t_2 \to th$, $t_2 \to tZ$ et $t_2 \to bW$, avec les rapports d'embranchement présentés dans le tableau 6.1.

Le canal de désintégration $h \to \gamma\gamma$ est, tout comme dans le cas du Modèle Standard discuté au chapitre précédent, très intéressant. En effet, malgré le faible rapport d'embranchement, ce canal a une très bonne sensibilité (grand rapport signal sur bruit de fond) grâce à une bonne résolution sur la masse diphoton, ce qui permet d'identifier un signal de boson de Higgs sur un bruit de fond qui peut alors être estimé à partir des bandes de coté.

Cependant, la section efficace de production d'une paire de quarks vecteurs est faible même en considérant une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ (13.53 pb pour le point A1, 1.465 pb pour le point A2). Si l'on ajoute à cela le fait que l'on contraigne l'un des deux quarks vecteurs à se désintégrer en un boson de Higgs, lui même contraint à se désintégrer en deux photons, la section efficace de production est diminuée de trois ordres de grandeurs. Afin de compenser ces faibles rapports d'embranchement et pour conserver un signal détectable avec raisonnablement peu de luminosité intégrée, il est nécessaire de considérer les désintégrations inclusives des autres particules mises en jeu : on considérera que les bosons $W^\pm$ et Z^0 se désintègrent majoritairement en hadrons[9], tandis que l'éventuel second boson de Higgs de l'événement se désintègre majoritairement en deux quarks b (voir figure 1.12). Considérant que l'on veut dans le cadre de cette étude un boson de Higgs dans l'état final, nous obtenons donc

2. On fera un usage abusif de notation dans ce chapitre, entre t_2, qui représente l'état propre de masse et t', qui est l'état propre de saveur.

3. Le canal de désintégration $t_2 \to q_{5/3}W$ est fermé pour cette étude.

TABLE 6.2 – Section efficace des différents points de signal, en fonction des différents rapports d'embranchement et facteurs de modification par rapport au Modèle Standard. Les différents points sont compatibles avec les contraintes provenant des recherches directes de quarks vecteurs au LHC (voir section 1.4.1.3). Table tirée de [34].

Parameter set	m_{t_2}(GeV)	m_h(GeV)	$\sigma_{\tilde{t}_2 t_2}$(fb)	$B_{t_2\to th}$	$B_{t_2\to tZ}$	$B_{t_2\to bW}$	$B^{SM}_{h\to VV}$	$f^{t'/SM}_{h\to VV}$	$Y_S(h\to VV)$(fb)		
									$thbW$	$thtZ$	$thth$
Point A1	403	125	$1.353\ 10^4$	0.626	0.286	0.088	$2.29\ 10^{-3}$	0.91	3.11	10.1	22.1
Point A2	599	125	$1.465\ 10^3$	0.821	0.147	0.032	$2.29\ 10^{-3}$	0.90	0.159	0.729	4.07
Point B	626	255	$1.164\ 10^3$	0.608	0.250	0.142	0.298	1.00	59.9	105	256
Point C	572	320	$1.975\ 10^3$	0.135	0.461	0.404	0.309	1.00	66.6	76.0	22.2
Point D	788	540	$0.284\ 10^3$	0.430	0.403	0.166	0.265	1.06	11.4	27.6	29.5

TABLE 6.3 – Sections efficaces, nombre d'événements générés et luminosité intégrée équivalente des points de signal A1 et A2.

Process	Generator		N gen.	eq. int. lumi. (fb^{-1})	N exp. for $20\,\text{fb}^{-1}$
Signals		$\sigma \times B$ (fb)			
point A1		35.3003			
$th\bar{t}h$	MadGraph	22.10	9998	452	441.96
$th\bar{b}W$	MadGraph	3.11	10000	3,219	62.13
$th\bar{t}Z$	MadGraph	10.10	9997	990	201.92
point A2		4.9578			
$th\bar{t}h$	MadGraph	4.07	9999	2,457	81.41
$th\bar{b}W$	MadGraph	0.16	9995	63,001	3.17
$th\bar{t}Z$	MadGraph	0.73	9999	13,720	14.58

trois états finals possibles : $thbW$, $thtZ$ et $thth$. Le calcul de la section efficace Y_s de notre signal est résumé dans le tableau 6.2.

Le signal étudié ici sera donc constitué dans l'état final de deux photons provenant du boson de Higgs, accompagné de six à huit jets additionnels, comme l'illustre la figure 6.1.

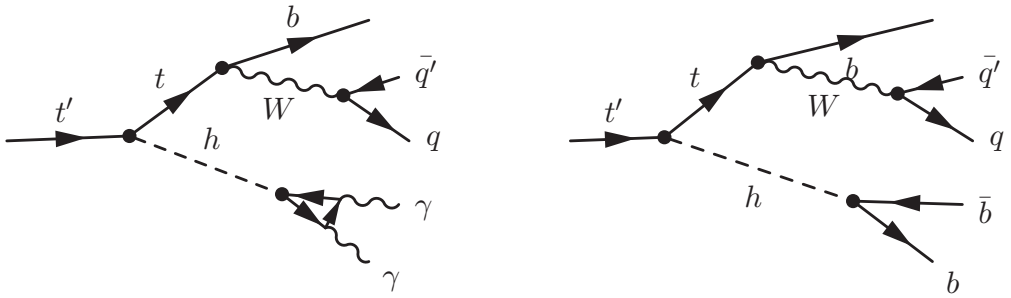
Le Lagrangien du modèle considéré à été implémenté dans FeynRules [102], interfacé avec MadGraph [49] pour la génération des événements Monte-Carlo. La fonction de distribution des partons (PDF) utilisée est CTEQ6L1 et aucune coupure n'a été appliquée au niveau partonique. Les quantités d'événements générées ainsi que les sections efficaces sont présentées dans la table 6.3.

6.2.2 Bruits de fond considérés

Deux principales sources de bruit de fond doivent être considérées :

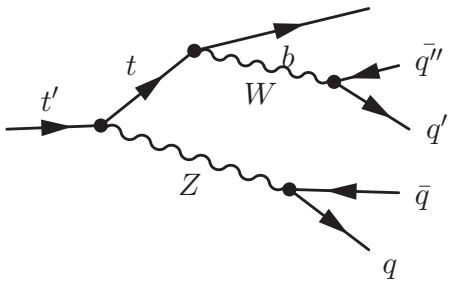
1. les hadrons neutres se faisant passer pour des photons, produits en association avec des jets énergiques ;
2. la production de jets énergiques en association avec deux photons.

L'analyse présentée ci-après utilise le programme Delphes [103] (présenté à la section suivante) pour la simulation rapide du détecteur. Dans cette simulation, les seuls objets reconstruits comme photons seront ceux identifiés comme photons au niveau partonique, donc seule la seconde source de bruit de fond sera considérée ici.

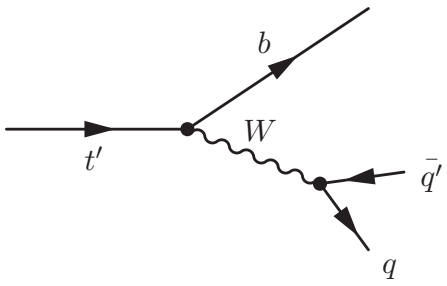


(a) $t' \to th$, où $t \to bW$ et $h \to \gamma\gamma$

(b) $t' \to th$, où $t \to bW$ et $h \to b\bar{b}$



(c) $t' \to tZ$, où $t \to bW$ et $Z \to q\bar{q}$



(d) $t' \to bW$

FIGURE 6.1 – Diagrammes de Feynman des quatre canaux de désintégration considérés du quark vecteur t'. Le diagramme (a) est notre signal boson de Higgs, tandis que les diagrammes (b), (c) et (d) sont les diagrammes des désintégrations du second t' de la paire produite, composés de 3 jets (diagramme (d)) à 5 jets (diagrammes (b) et (c)).

La principale source de jets énergiques est la production d'objets lourds, notamment les bosons W et Z, ainsi que les quarks top t. Le générateur Alpgen [48] a été choisi pour générer ces bruits de fond car il permet de générer de manière exclusive de hautes multiplicités de partons durs à l'état final (7 à 8 partons), et permet ainsi de générer plus facilement qu'avec le générateur MadGraph [49] de hautes multiplicités de jets. Les trois bruits de fond suivants ont été considérés :

- $\gamma\gamma + W + N$ jets :
  - où $N \in [0, 4]$, généré avec le processus `wphjet` d'Alpgen. Il est à noter que par défaut pour ce processus, le boson W ne peut se désintégrer que leptoniquement, une modification du code d'Alpgen a été nécessaire pour activer uniquement les désintégrations hadroniques du boson W ;
- $\gamma\gamma + t\bar{t} + N$ jets :
  - où $N \in [0, 3]$, généré avec le processus `2Qph` d'Alpgen. Trois types de diagrammes de Feynman permettent de générer cet état final, comme présenté sur la figure 6.2 : les photons dans l'état final peuvent soit provenir des radiations des quarks top à l'état final (Type 1), soit des radiations des produits de désintégrations des quarks top (Type 3), soit d'une combinaison de ces deux types (Type 2). Seules les désintégrations de type 1 ont pu être générées ici, on sait [104] que cela peut amener une sous-estimation de près de 90 % la section efficace de ce processus. Il s'agit cependant de l'état de l'art, et ce point sera abordé lors de la conclusion de cette étude [4] ;
- $\gamma\gamma + t\bar{t} + W + N$ jets :
  - où $N \in [0, 2]$, généré avec le processus `wphqq` d'Alpgen. Comme précédemment, une modification du code d'Alpgen a été nécessaire pour activer uniquement les désintégrations hadroniques du boson W.

En principe, le processus $\gamma\gamma + N$ jets est également une source majeure de bruit de fond et disponible avec de hautes multiplicités dans Alpgen (processus `phjet`). Techniquement, la section efficace de ce processus est de l'ordre de plusieurs pb, tandis que l'efficacité de génération est très faible, ce qui rend difficile la génération d'une quantité d'événements équivalente à plusieurs fb^{-1} de données. On s'attend cependant à ce que ce bruit de fond puisse être réduit d'environ trois ordres de grandeurs en demandant au moins un jet de b dans l'événement : comme le bruit de fond $\gamma\gamma + t\bar{t} + N$ jets ne serait pas réduit par l'utilisation de ce critère, on peut admettre que la considération du bruit de fond $\gamma\gamma + t\bar{t} + N$ jets sans critères de jets de b rend conservative notre estimation du bruit de fond.

La fonction de distribution de partons utilisée est CTEQ6L1 comme pour le signal. Pour améliorer le temps de génération des bruits de fond considérés, des coupures cinématiques au niveau partonique ont été appliquées lors de la génération. Ces coupures, présentées dans la table 6.4 sont plus lâches que celles appliquées sur les objets reconstruits. Les quantités d'événements générées ainsi que les sections efficaces après coupures (calculées par Alpgen) sont présentées dans la table 6.5.

6.2.3 Simulation, reconstruction et présélection des événements

Les événements du signal et des bruits de fond décrits précédemment ont été hadronisés avec Pythia [5] [52], et enfin la simulation rapide du détecteur CMS a été réalisée dans Delphes [6] [103].

4. Il n'a malheureusement pas été possible d'utiliser les fichiers LHE d'Alpgen de l'analyse $t\bar{t}H, H \to \gamma\gamma$ présentée dans [104], car ceux-ci contiennent des désintégrations leptoniques du quark top, et non hadroniques comme souhaité ici.

5. La version 6 de Pythia a été utilisée, et non pas la version 8 plus récente. En effet, la version 6 est encore à l'heure actuelle la version de Pythia utilisée au sein de la collaboration CMS pour l'hadronisation.

6. Il existe une simulation rapide du détecteur interne à la collaboration CMS. En revanche les résultats obtenus avec cette simulation doivent, comme l'intégralité des résultats de physique obtenus avec les outils de

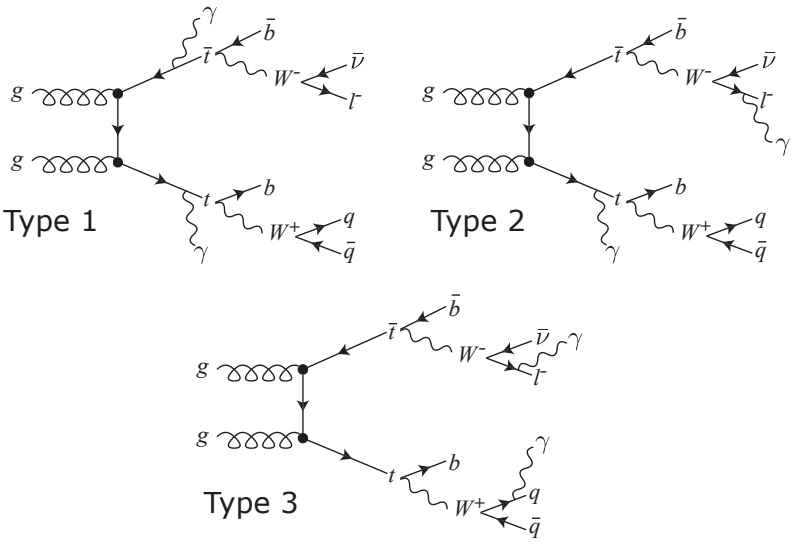


FIGURE 6.2 – Diagrammes de Feynman illustrant les trois types de radiations dans l'état final dans les événements $t\bar{t}+$ jets dans l'analyse $t\bar{t}H, H \to \gamma\gamma$ du Technical Design Report de l'expérience CMS [104]. Les photons à l'état final peuvent soit provenir des radiations des quarks top dans l'état final (Type 1), soit des radiations des produits de désintégrations des quarks top (Type 3), soit d'une combinaison de ces deux types (Type 2). Par défaut dans Alpgen, seul le type 1 est inclus, tandis que pour l'analyse de ce Technical Design Report, une version privée, développée par les auteurs d'Alpgen, a été utilisée. Le développement d'Alpgen a continué par la suite, et cette version privée n'est plus compatible avec la dernière version d'Alpgen (notamment à cause de changements dans la syntaxe des cartes de génération). Il n'a pas été possible techniquement d'inclure cette ancienne version privée d'Alpgen dans la dernière version. On sait cependant grâce à cette analyse $t\bar{t}H, H \to \gamma\gamma$ que l'on peut sous-estimer la section efficace totale du processus $\gamma\gamma + t\bar{t} + N$ jets de près de 90 %, lorsque les diagrammes de type 2 et 3 ne sont pas considérés. L'étude de l'interférence entre ces différents diagrammes, et l'étude d'un possible double comptage des photons avec ceux générés par le programme d'hadronisation (ici Pythia), devraient également être réalisées pour une modélisation correcte de ce processus.

TABLE 6.4 – Coupures appliquées sur les échantillons de bruit de fond au niveau partonique. Ces coupures sont plus lâches que celles de la sélection finale.

$\gamma\gamma + W + N$ jets	
variable	coupure
p_T^j	> 20 GeV
$\lvert\eta^j\rvert$	< 2.5
ΔR_{jj}	> 0.4
p_T^γ	> 20 GeV
$\lvert\eta^\gamma\rvert$	< 3.0
$\Delta R_{j\gamma}$	> 0.4
$\Delta R_{l\gamma}$	> 0.4

$\gamma\gamma + t\bar{t} + N$ jets	
variable	coupure
p_T^t	> 20 GeV
$\lvert\eta^t\rvert$	< 2.5
$\lvert\eta^j\rvert$	< 2.5
p_T^γ	> 20 GeV
$\lvert\eta^\gamma\rvert$	< 3.0
$\Delta R_{t\bar{t}}$	> 0.4
p_T^j	> 20 GeV
$\Delta R_{j\gamma}$	> 0.4

$\gamma\gamma + t\bar{t} + W + N$ jets	
variable	coupure
p_T^t	> 20 GeV
$\lvert\eta^t\rvert$	< 2.5
$\Delta R_{t\bar{t}}$	> 0.4
p_T^j	> 20 GeV
$\lvert\eta^j\rvert$	< 2.5
ΔR_{jj}	> 0.4
p_T^γ	> 20 GeV
$\lvert\eta^\gamma\rvert$	< 3.0
$\Delta R_{j\gamma}$	> 0.4
$\Delta R_{l\gamma}$	> 0.4

TABLE 6.5 – Sections efficaces après application des coupures au niveau partonique, nombre d'événements générés et luminosité intégrée équivalente des différents processus de bruits de fond considérés.

Process	Generator		N gen.	eq. int. lumi. (fb^{-1})	N exp. for 20 fb^{-1}
Backgrounds		$\sigma \times B \times cuts$ (fb)			
$W + \gamma\gamma + t\bar{t} + jets$		0.0678			
$W + \gamma\gamma + t\bar{t} + 0j$	Alpgen	0.0219	9042	413,024	0.44
$W + \gamma\gamma + t\bar{t} + 1j$	Alpgen	0.0247	3934	159,573	0.49
$W + \gamma\gamma + t\bar{t} + 2j$	Alpgen	0.0212	918	43,261	0.42
$\gamma\gamma + t\bar{t} + jets$		15.46			
$\gamma\gamma + t\bar{t} + 0j$	Alpgen	4.24	8571	2,020	84.85
$\gamma\gamma + t\bar{t} + 1j$	Alpgen	5.22	1934	370	104.45
$\gamma\gamma + t\bar{t} + 2j$	Alpgen	3.86	606	157	77.11
$\gamma\gamma + t\bar{t} + 3j$	Alpgen	2.14	356	166	42.87
$W + \gamma\gamma + jets$		449.84			
$W + \gamma\gamma + 0j$	Alpgen	90.14	277766	3,081	1,802.84
$W + \gamma\gamma + 1j$	Alpgen	139.91	208582	1,491	2,798.12
$W + \gamma\gamma + 2j$	Alpgen	112.07	87863	784	2,241.47
$W + \gamma\gamma + 3j$	Alpgen	69.75	16830	241	1,395.02
$W + \gamma\gamma + 4j$	Alpgen	37.97	16271	429	759.37

Deux types d'objets reconstruits ont été principalement analysés :

- les photons, qui correspondent à la réponse simulée du calorimètre électromagnétique aux photons partoniques identifiés comme tels : en particulier les photons ne se convertissent pas dans le trajectographe, et les mésons neutres ne peuvent pas être identifiés à tort comme des photons ;
- les jets sont reconstruits à partir de la simulation de la réponse des tours calorimétriques aux gerbes hadroniques [7]. Les jets ont été reconstruits en utilisant l'algorithme anti-k_T avec une taille de cône de $\Delta R = 0.5$.

On peut noter plusieurs points sur la simulation rapide réalisée dans Delphes (plus de détails sont disponibles dans [103]) :

- une simulation du système de déclenchement est effectuée, utilisant la même information que l'information reconstruite ;
- les tours du calorimètre hadronique ont une granularité moins importante que la granularité des cristaux du calorimètre électromagnétique : 17×72 tours dans le tonneau selon $\eta \times \phi$, au lieu de 85×360 cristaux. Cela a deux conséquences importantes : il n'est pas possible d'obtenir dans Delphes des variables de forme du cluster, qui sont utilisées dans CMS pour l'identification des photons, de plus, le calcul de la quantité d'énergie dans les cônes d'isolation calorimétrique sera plus étalé à cause de la granularité moins importante ;
- les cônes d'isolation dans le trajectographe pour les leptons chargés, avec une taille de cône de $\Delta R = 0.5$, sont la seule implémentation de cône d'isolation. Il a été nécessaire d'implémenter dans Delphes le calcul des cônes d'isolation dans le calorimètre et dans le trajectographe pour les photons reconstruits, ainsi que le rapport des dépôts d'énergie dans

la collaboration, être soumis à la procédure d'approbation au sein de la collaboration CMS. Cette étude ayant débuté dans le cadre d'une collaboration aux Houches, il a été fait le choix d'utiliser un autre outil public de simulation de détecteur : Delphes.

7. La composante électromagnétique de ces jets (détectée dans le calorimètre électromagnétique) est composée uniquement des photons et électrons identifiés comme tel au niveau générateur.

le calorimètre hadronique et électromagnétique (H/E) ;
- l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$ est construite uniquement à partir de l'information des dépôts d'énergie dans les tours calorimétriques (dans lesquelles les muons et les neutrinos ne déposent aucune énergie) ;
- des procédures de validation de la simulation des résolutions sur les jets et l'énergie transverse manquante ont été effectuées [103] ;
- les photons et les jets ont une efficacité de reconstruction de 100 %, ce qui est optimiste.

Les critères suivants ont été appliqués comme présélection à l'analyse, en demandant au moins deux photons et six jets dans l'événement :
- les photons doivent être énergiques et isolés (suivant une sélection s'approchant de celle utilisée dans [105]), et la masse invariante de la paire diphoton doit être importante :
  - $|\eta^{\gamma}| < 2.5$;
  - $p_T^{\gamma,lead} > 45$ GeV ;
  - $p_T^{\gamma,trail} > 30$ GeV ;
  - somme d'isolation dans le trajectographe dans un cône $\Delta R < 0.4 : \leq 2.0$ GeV ;
  - somme d'isolation dans le calorimètre électromagnétique, dans un cône $\Delta R < 0.4 : \leq 4.2$ GeV ;
  - somme d'isolation dans le calorimètre hadronique, dans un cône $\Delta R < 0.4 : \leq 2.2$ GeV, dans lequel l'impulsion du photon a été enlevée ;
  - rapport des énergies déposées dans le calorimètre hadronique par celles déposées dans le calorimètre électromagnétique, dans un cône $\Delta R < 0.4 : H/E \leq 0.05$;
  - $m_{\gamma\gamma} > 90$ GeV ;
- sur les jets :
  - $|\eta^{j}| < 2.4$;
  - $p_T^{j} > 30$ GeV : ce critère est nécessaire dans les données pour avoir des corrections fiables à l'échelle d'énergie des jets, ainsi qu'un bon accord entre données et simulation, et est donc utilisé par souci de réalisme.

On peut noter que les coupures sur les impulsions transverses des photons (45 GeV, 30 GeV) sont plus dures que les critères demandés au moment de l'émulation du système de déclenchement (40 GeV, 25 GeV).

6.3 Sélection

Les événements de signal présentent deux caractéristiques qui leur sont propres : ils contiennent un boson de Higgs se désintégrant en deux photons d'une masse $m_H = 125$ GeV, et ils contiennent deux quarks vecteurs t' d'une masse $m_{t'} = 403$ GeV (point A1) ou $m_{t'} = 599$ GeV (point A2). Cela a plusieurs conséquences sur la cinématique des événements :
- on attend une haute multiplicité de jets énergiques ;
- les jets auront une grande énergie transverse ;
- la masse invariante diphoton présente un pic correspondant à la masse du boson de Higgs ;
- il est possible de reconstruire deux masses invariantes des quarks vecteurs lourds ;
- les quarks vecteurs étant lourds, on peut séparer deux hémisphères, l'un correspondant au coté contenant le boson de Higgs, l'autre correspondant au coté de recul.

On peut voir sur la figure 6.3 la distribution du nombre jets après les coupures de présélection sur le système diphoton décrit à la section précédente. On peut voir qu'il y a une grande multiplicité de jets dans les événements de signal comparé au bruit de fond, et que le critère demandant au moins six jets d'impulsion transverse de plus de 30 GeV permet d'éliminer une grande partie du bruit de fond $W + \gamma\gamma +$ jets tout en conservant la majeure partie du signal.

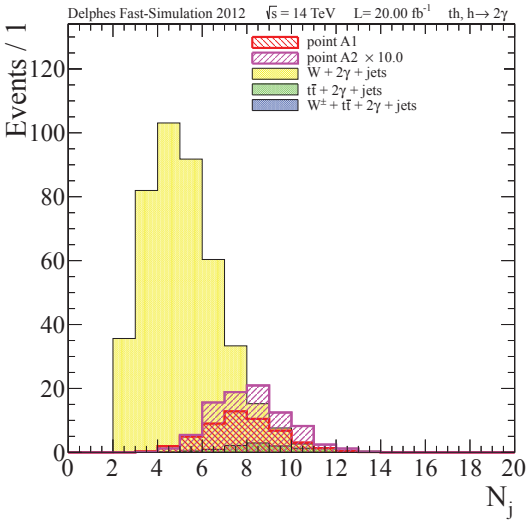


FIGURE 6.3 – Distribution de la multiplicité de jets N_j après les coupures diphotons. Les distributions du signal et du bruit de fond sont normalisées à $20\,\text{fb}^{-1}$ et superposées.

La distribution de H_T, somme scalaire des impulsions transverses des photons, des jets et de l'énergie manquante de l'événement, après les coupures de présélection sur le système diphoton, est présentée sur la figure 6.4. Malgré la haute multiplicité de jets énergiques, la masse des quarks vecteurs t' considérée n'est pas assez lourde pour que la variable H_T offre une réelle discrimination entre signal et bruit de fond, une fois la coupure $N_j \geq 6$ demandée.

D'autres quantités, comme l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ ou S_T, somme scalaire des impulsions transverses de tous les objets reconstruits sans enlever d'éventuelles superpositions (figure 6.5), ou encore les distributions angulaires entre le système diphoton et les jets les plus proches, ont été étudiées et ne donnent pas de discrimination exploitable en coupures séquentielles.

6.4 Résultats

6.4.1 Reconstruction du boson de Higgs

Le boson de Higgs peut être vu facilement sur le spectre en masse invariante diphoton. En effet grâce à la bonne résolution et comme dans le cas du Modèle Standard, cette variable est très discriminante, comme illustré sur la figure 6.6.

Les nombres d'événements et leur évolution au cours de la sélection, ainsi qu'une estimation de la significance d'une éventuelle découverte (quantifiée par $S/\sqrt{B}$) en coupant sur le spectre de masse invariante diphoton, sont présentés dans la table 6.6.

On peut donc voir qu'avec $20\,\text{fb}^{-1}$ de luminosité intégrée à $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$, il serait possible de détecter le point A1 avec $s/\sqrt{b} \sim 9$. Si l'on diminue la section efficace du signal par deux, (par exemple en supposant $B_{t_2 \to th} \gtrsim 0.3$ au lieu de $B_{t_2 \to th} \gtrsim 0.6$ comme supposé ici), il le point A1 serait toujours détectable avec $s/\sqrt{b} \sim 5$.

Dans le cas du point A2, on peut remarquer qu'on attend $s/\sqrt{b} \sim 1.5$. Pour détecter ce point avec $s/\sqrt{b} \gtrsim 5$, un facteur 10 en luminosité intégrée est nécessaire avec l'analyse actuelle. Une meilleure réjection du bruit de fond permettrait également d'améliorer les performances.

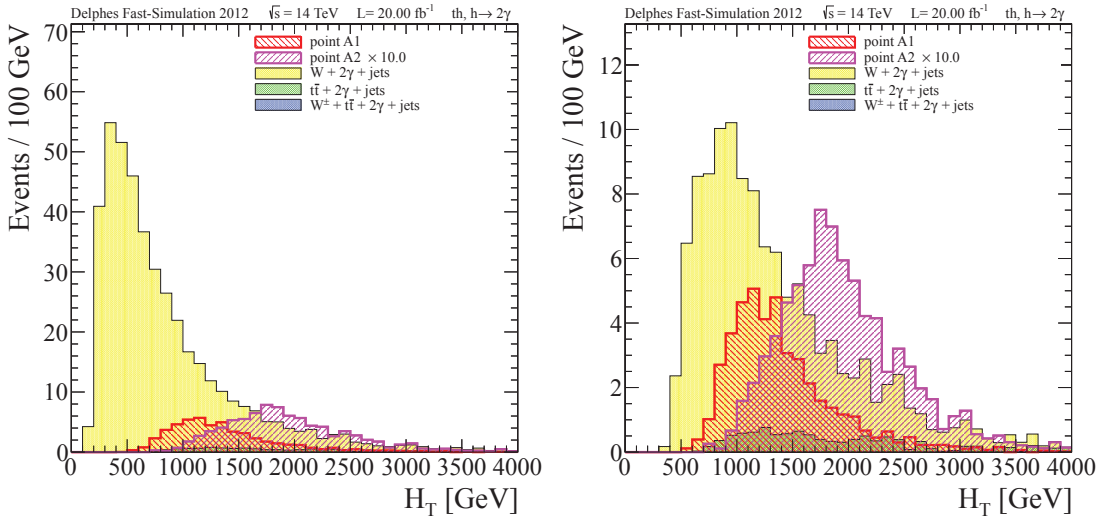


FIGURE 6.4 – Distributions de la variable H_T après les coupures diphotons (gauche) et la coupure supplémentaire $N_j \geq 6$ (droite). Les distributions du signal et du bruit de fond sont normalisées à 20 fb^{-1} et superposées.

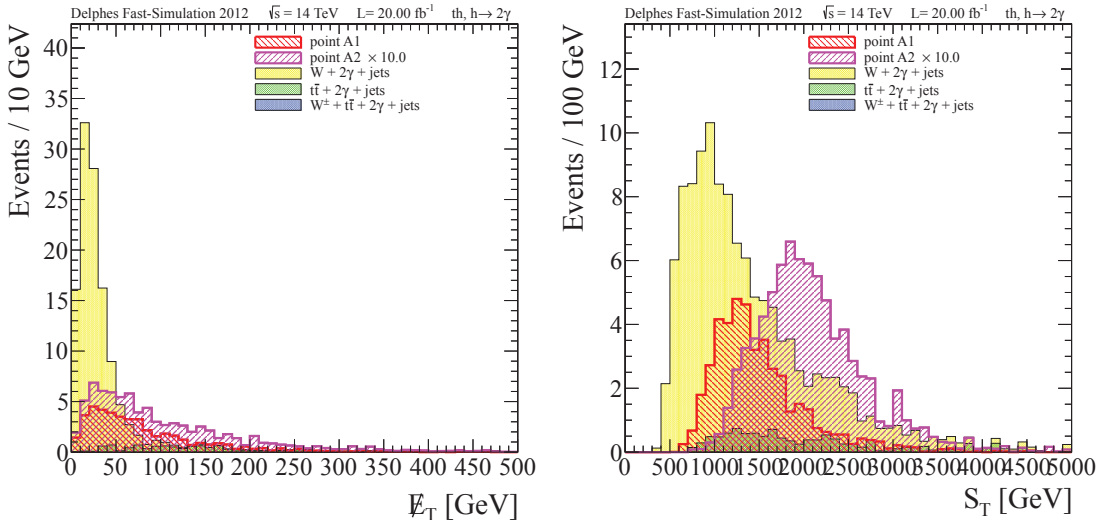
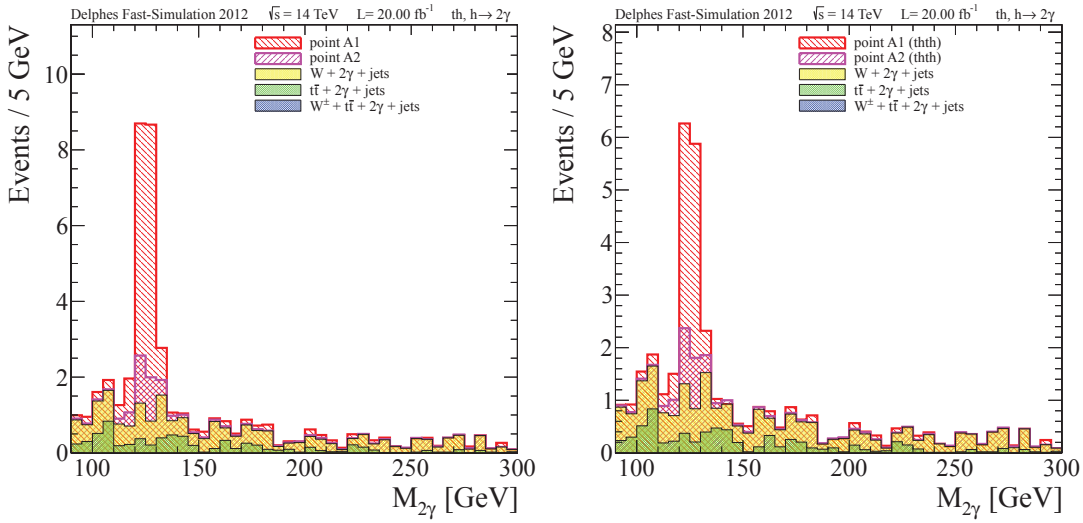
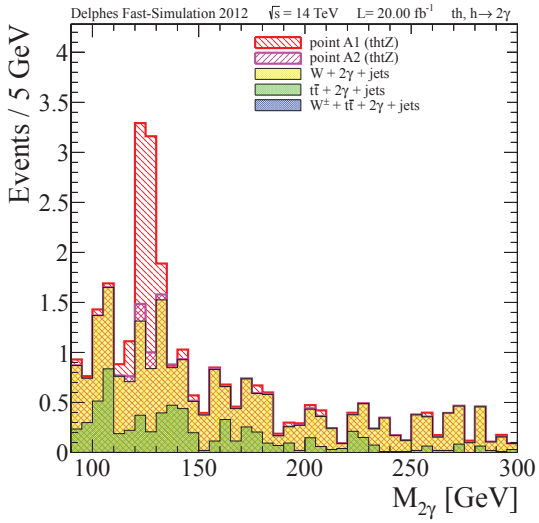


FIGURE 6.5 – Distributions de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ (gauche) et de la somme scalaire de toutes les impulsions transverses S_T (droite), après les coupures diphotons et la coupure supplémentaire $N_j \geq 6$. Les distributions du signal et du bruit de fond sont normalisées à 20 fb^{-1} et superposées.

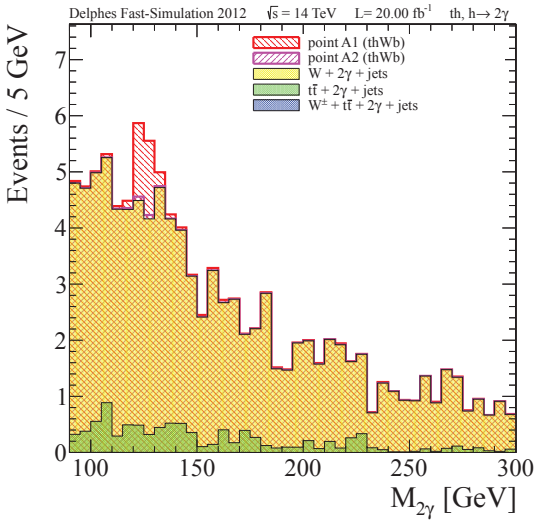


(a) somme des trois contributions

(b) contribution *thth*



(c) contribution *thtZ*



(d) contribution *thWb*

FIGURE 6.6 – Distributions de la masse invariante diphoton $M_{2\gamma}$, après la coupure additionnelle $N_j \geq 8$ ($N_j \geq 6$ dans le cas de la contribution $thWb$ (d)). La somme des distributions du signal et du bruit de fond est normalisées à 20 fb^{-1}.

TABLE 6.6 – Nombre d'événements en fin de sélection, normalisés à une luminosité intégrée de $20\,\mathrm{fb}^{-1}$.

Process	$m_{\gamma\gamma} > 90$ GeV	≥ 6 jets	≥ 8 jets	$m_{\gamma\gamma} = [115, 135]$ GeV && ≥ 8 jets
$S/\sqrt{B}$ point A1	2.4586	3.9878	4.1956	8.4592
$S/\sqrt{B}$ point A2	0.4164	0.7250	0.8618	1.5158
signal (point A)	51.2167 ± 1.2997	43.9561 ± 1.2176	22.1281 ± 0.8812	17.7137 ± 0.7880
$th\bar{t}h$	30.4130 ± 1.1595	27.1418 ± 1.0954	14.5434 ± 0.8018	11.5817 ± 0.7155
$th\bar{b}$W	5.3928 ± 0.1830	4.0694 ± 0.1590	1.4041 ± 0.0934	1.0624 ± 0.0812
$th\bar{t}$Z	15.4110 ± 0.5579	12.7448 ± 0.5074	6.1805 ± 0.3533	5.0697 ± 0.3200
signal (point A2)	8.6742 ± 0.2427	7.9919 ± 0.2348	4.5454 ± 0.1791	3.1740 ± 0.1495
$th\bar{t}h$	6.9773 ± 0.2383	6.5539 ± 0.2310	3.8265 ± 0.1765	2.6623 ± 0.1472
$th\bar{b}$W	0.3441 ± 0.0105	0.2689 ± 0.0092	0.0994 ± 0.0056	0.0686 ± 0.0047
$th\bar{t}$Z	1.3528 ± 0.0444	1.1691 ± 0.0413	0.6195 ± 0.0301	0.4432 ± 0.0254
background	433.9510 ± 8.8244	121.5002 ± 5.8550	27.8160 ± 3.2493	4.3849 ± 1.2853
W + 2γ + jets	422.1315 ± 7.1591	110.1651 ± 4.2148	19.6057 ± 1.8047	3.1882 ± 0.7299
$t\bar{t}$ + 2γ + jets	11.7618 ± 1.6600	11.2835 ± 1.6352	8.1831 ± 1.4409	1.1947 ± 0.5545
$t\bar{t}$W + 2γ + jets	0.0577 ± 0.0053	0.0515 ± 0.0051	0.0272 ± 0.0038	0.0020 ± 0.0010

6.4.2 Reconstruction des quarks vecteurs

Comme introduit précédemment, les quarks vecteurs sont lourds, et l'on peut séparer deux hémisphères, l'un correspondant au coté contenant le boson de Higgs, l'autre correspondant au coté de recul, comme illustré sur la figure 6.7.

Une nouvelle variable a été introduite pour reconstruire les deux masses des quarks vecteurs dans chacun des hémisphères, construite comme suit :

- on prend le quadrivecteur du système Higgs ;
- on y ajoute le jet le plus proche du système diphoton ;
- on calcule la différence $masse(higgs + jet\,le\,plus\,proche) - masse(autres\,jets)$;
- on tente d'ajouter un autre jet :
  - si la différence $masse(higgs + 2\,jets\,les\,plus\,proches) - masse(autres\,jets)$ décroit par rapport à la différence $masse(higgs + jet\,le\,plus\,proche) - masse(autres\,jets)$, alors on tente d'ajouter un jet de plus ;
  - sinon, on garde les estimateurs $masse(higgs + n\,jets\,les\,plus\,proches)$ et $masse(autres\,jets)$ comme estimateurs de la masse des t' dans chacun des hémisphères.

Plusieurs variantes à cet algorithme ont été étudiées et donnent des performances légèrement moins bonnes [8] :

- la distance peut être calculée non pas entre le jet et le système diphoton, mais entre le jet et le système 'Higgs' auquel des jets ont éventuellement déjà été rajoutés ;
- la différence peut être relative $((m(higgs) - m(recoil))/(m(higgs) + m(recoil)))$ au lieu d'être absolue $(m(higgs) - m(recoil))$;
- on peut tenter de maximiser la masse dans chaque hémisphère plutôt que de minimiser la différence entre les hémisphères ;
- l'impulsion transverse peut être utilisée au lieu de la masse ;

La figure 6.8 compare ces deux distributions de masse invariante avec les estimateurs plus naïfs $m_{\gamma\gamma+3jets\,proches}$ et $m_{5\,jets}$. On peut voir que l'algorithme permet un meilleur équilibrage des deux hémisphères. La résolution sur la masse du t' est ici dominée par la résolution sur les jets.

8. Une étude plus conclusive de performance devrait être réalisée en simulation complète.

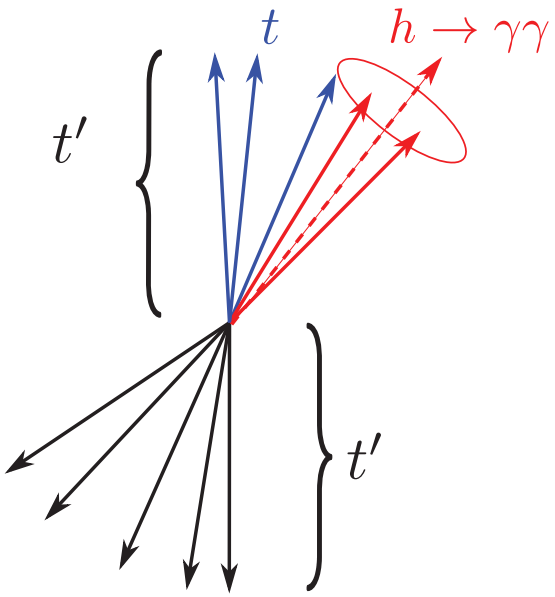


FIGURE 6.7 – Séparation des événements de signal en deux hémisphères.

6.5 Conclusion

Dans le cadre d'un modèle de quarks vecteurs, plausible avec les contraintes sur les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la possibilité d'un nouveau canal de production associée du boson de Higgs pour les désintégrations en une paire de photon, a été étudiée. L'un des points de signal étudié (A1), est détectable avec $s/\sqrt{b} \sim 9$ pour une luminosité intégrée de $20\,\text{fb}^{-1}$ pour des collisions à $\sqrt{s} = 14$ TeV. L'autre point de signal étudié (A2) nécessite une amélioration de l'analyse ou une plus grande luminosité intégrée.

D'autres points de signal pour des bosons de Higgs plus massifs ($m_H > 200$ GeV pour les points B, C et D) ont également été étudiés dans [34]. Pour ces points, la désintégration du boson de Higgs en une paire de bosons Z^0 a été considérée, ainsi que la désintégration en leptons des bosons Z^0. On peut voir sur la figure 6.9 la masse invariante reconstruite des deux hémisphères des événements sélectionnés. Pour $20\,\text{fb}^{-1}$ de luminosité intégrée à $\sqrt{s} = 14$ TeV, le point B est détectable avec une significance de $s/\sqrt{b} \sim 6$, le point C avec $s/\sqrt{b} \sim 2$ et le point D avec $s/\sqrt{b} \sim 1.4$. Ce modèle est donc intéressant pour une large gamme d'hypothèses de masse du boson de Higgs.

On peut noter que dans cette étude, seule la production associée par quark vecteur du boson de Higgs a été considérée. Les autres mécanismes de production du Modèle Standard sont en principe également présents, et devraient être considérés, même si un travail de repondération de leur importance relative dans le cadre de ce modèle devrait être effectué. En particulier, l'analyse de recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard produit en association avec deux quarks top ($t\bar{t}H, H \to \gamma\gamma$) présentée dans [104], prévoit entre 7 et 6 événements pour les hypothèses $m_H = 120$ GeV et $m_H = 130$ GeV. Cette analyse demande des critères moins durs en terme de nombre de jets mais demande la présence d'au moins un lepton dans l'événement là ou nous avons demandé des désintégrations exclusivement hadroniques des bosons $W^{\pm}$ et Z^0. L'acceptance de notre sélection pour un boson de Higgs du Modèle Standard n'est pas connue, mais on peut remarquer qu'il est possible que l'étude présentée ici sous-estime le nombre d'événements de signal attendus.

De nombreux points mériteraient d'être améliorés concernant l'analyse présentée ici. En particulier, l'estimation du bruit de fond n'est pas complète et est sans doute sous-estimée :

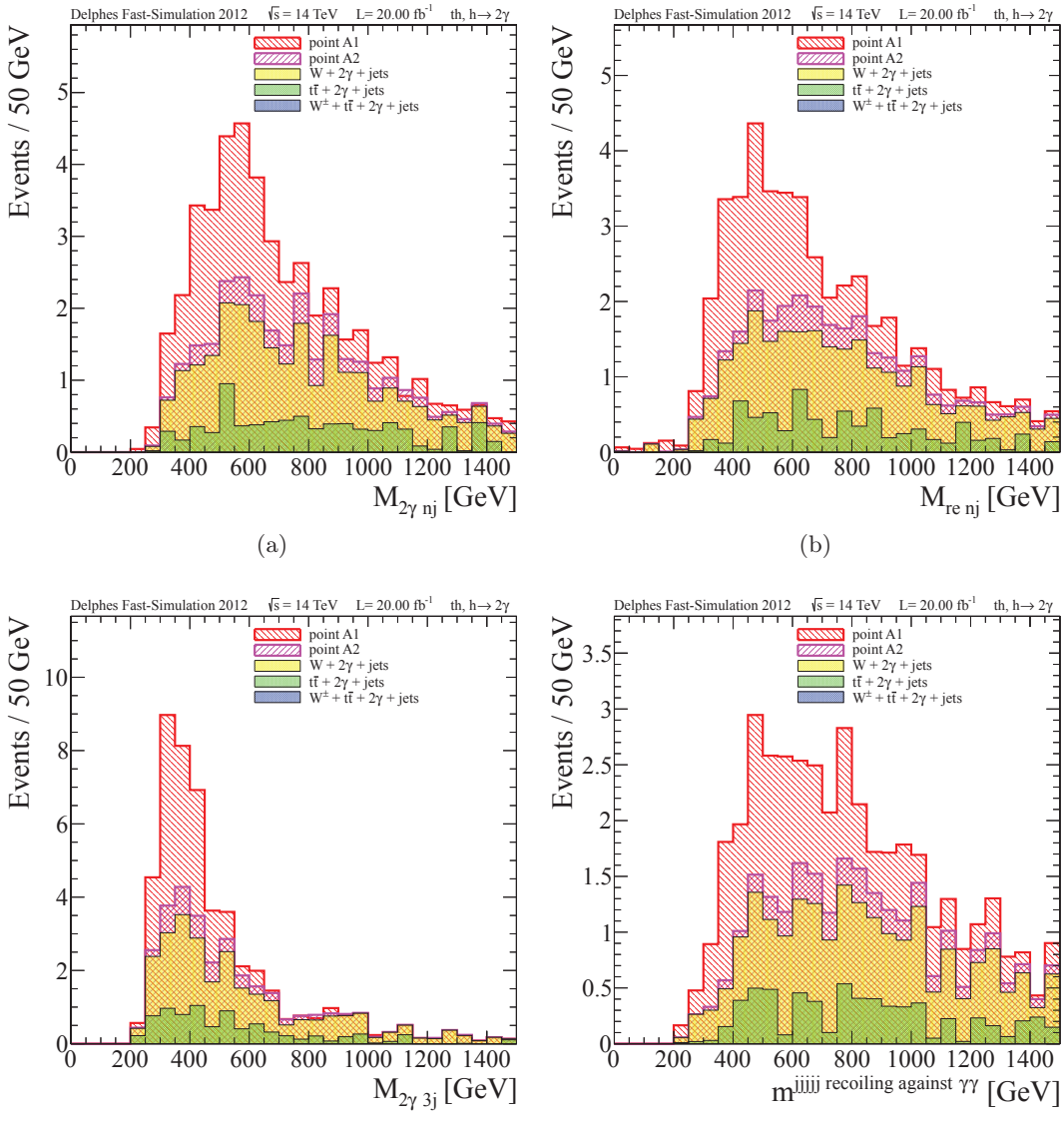


FIGURE 6.8 – Distributions de la masse invariante des deux hémisphères, côté Higgs $M_{2\gamma\, nj}$ (a) et coté recul $M_{re\, nj}$ (b) après l'ensemble des critères de sélection, calculées selon l'algorithme présenté à la section 6.4.2. Les figures (c) et (d) montrent respectivement la masse invariante du système diphoton et des trois jets les plus proches, et la masse invariante des cinq jets les plus éloignés du système diphoton. On peut rappeler (voir table 6.2) que $m_{t_2} = 403\,\text{GeV}$ dans le cas du point A1 et $m_{t_2} = 599\,\text{GeV}$ dans le cas du point A2. La somme des distributions du signal et du bruit de fond est normalisées à $20\,\text{fb}^{-1}$.

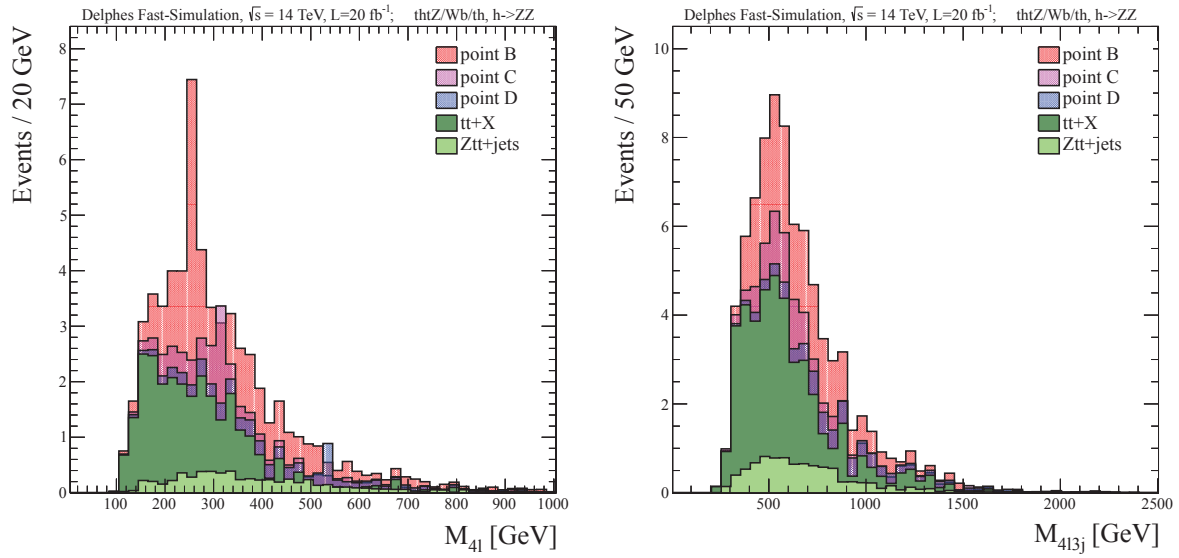


FIGURE 6.9 – Distribution de la masse invariante des 4 leptons sélectionnés, reconstruisant la masse du boson de Higgs (gauche), et distribution de la masse invariante des 4 leptons et 3 jets les plus proches, reconstruisant la masse du t'. Les points B, C et D correspondent respectivement à $(m_H(\text{GeV}), m_{t'}(\text{GeV})) = (255, 626), (320, 572), (540, 788)$. Figures tirées de [34].

- la section efficace du processus $t\bar{t} + \gamma\gamma+$ jets peut être sous-estimée jusqu'à 90 % comme discutée précédemment ;
- la proportion finale des événements de QCD multi-jets et $\gamma\gamma$ + jets dans les bruits de fond sélectionnés n'est pas connue ;
- l'empilement de collisions de biais minimum, qui est expérimentalement nécessaire pour accumuler d'importantes quantités de luminosité intégrée en un temps raisonnable, est un phénomène qui n'a pas été considéré, et qui aura tendance à diminuer l'efficacité de sélection et la résolution sur les différents objets ;
- les coupures générateurs utilisées pour les différents de bruit de fond devraient être modifiées. En particulier, la séparation entre deux jets au niveau partonique est de $\Delta R > 0.4$, alors que l'algorithme de reconstruction des jets utilise des cônes de $\Delta R = 0.5$, et la pseudo-rapidité des jets est au niveau partonique $|\eta| < 2.5$ et $|\eta| < 2.4$ au niveau reconstruits. Ces critères doivent être modifiés ou du moins justifiés ;
- la contribution des mésons neutres identifiés à tort comme des photons n'est pas connue. Une des possibilités pour prendre en compte cet effet serait d'appliquer un taux de faux (jet $\rightarrow \gamma$).

On voit donc que si la quantité de signal est peut-être sous-estimée, la quantité de bruit de fond elle l'est sûrement. Cependant, la conclusion principale de cette analyse ne serait pas changée en doublant les contributions du bruit de fond : dans le cadre de ce modèle, la recherche et la détection du boson de Higgs produit en association avec des quarks vecteurs est possible. Cette étude reste une étude de prospective, et une étude de performance devrait être réalisée en simulation complète : il sera alors possible d'exploiter les variables de forme du cluster des photons, une plus fine granularité des somme d'isolations, ... qui pourront aider à compenser la sous-estimation faite ici du bruit de fond. La performance et la définition des variables définies ici pour la masse des différents hémisphères profiterait également d'une étude en simulation complète.

Enfin, il serait intéressant de regarder ce canal dans les données déjà enregistrées par l'expé-

rience CMS à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et $8\,\text{TeV}$, en attendant le début de la prise de données à $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ prévue pour 2014.

Conclusion

Ce manuscrit présente mon travail de thèse, composé de trois études.

L'étude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ a permis la validation de la simulation des photons, et la mesure de l'échelle d'énergie des photons pour les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV a été effectuée. Notamment la mesure de l'échelle d'énergie dans les données 2010 (soit $36\,\mathrm{pb}^{-1}$) est en accord avec la simulation de l'ordre de 1 % pour le tonneau et 4 % pour les bouchons. Pour l'analyse des données 2011, soit $5\mathrm{fb}^{-1}$, l'augmentation de la statistique disponible permet la mesure de cette échelle pour des photons d'énergie transverse de plus de 25 GeV, et une échelle de 1.73 ± 0.17 (stat) $\pm$ 0.16 (fit range) % a été mesurée dans le tonneau, et 0.48 ± 0.46 (stat) $\pm$ 0.10 (fit range) % dans les bouchons. Une piste pour la mesure de l'échelle d'énergie différentielle en impulsion transverse a été présentée, et l'étude des incertitudes systématiques sur l'échelle a été discutée.

La seconde étude porte sur la recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de désintégration en deux photons, dans les données 2011 et 2012 récoltées à 7 TeV ($5.1\,\mathrm{fb}^{-1}$) et 8 TeV ($5.3\,\mathrm{fb}^{-1}$). Dans le cadre de cette recherche, un excès dans les données pour une masse de 125 GeV avec une significance locale (globale) de $4.1\,\sigma$ ($3.2\,\sigma$) a été observé : il s'agit de la mise en évidence d'une nouvelle particule se désintégrant en deux photons. Cet excès est également observé dans les autres canaux de désintégration : la combinaison de ces différents canaux de recherche [106] porte l'excès à une significance locale (globale) de $5.0\,\sigma$ ($4.6\,\sigma$). Les propriétés de cet excès sont compatibles avec l'hypothèse d'un boson de Higgs du Modèle Standard avec les incertitudes actuelles, et sa désintégration en deux photons prouve qu'il s'agit d'un boson avec un spin différent de 1. L'analyse indépendante des données récoltées par la collaboration ATLAS mène à des conclusions similaires [107]. Quelques propriétés de l'excès mesuré sont présentées en annexe C. La poursuite de ces recherches avec les collisions récoltées jusqu'à la fin de l'année 2012 permettront de mieux caractériser cet excès, et en particulier sa compatibilité avec le Modèle Standard.

La dernière étude présente la production associée d'un boson de Higgs dans le cadre d'un modèle de quarks vecteurs, où le boson de Higgs se désintègre en une paire de photons, pour le LHC à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Dans le cadre de ce modèle, une observation du boson de Higgs à une masse de 125 GeV est possible avec une significance entre 1.5 et 9 selon le point de l'espace de phase considéré, pour une luminosité intégrée de $20\mathrm{fb}^{-1}$. Une étude de performance en simulation complète serait nécessaire pour confirmer ces résultats et préparer la recherche de ce canal pour le redémarrage du LHC à son énergie nominale, prévu pour 2014.

Annexe A

Validation de la simulation des photons avec $Z^0 \to \mu\mu\gamma$

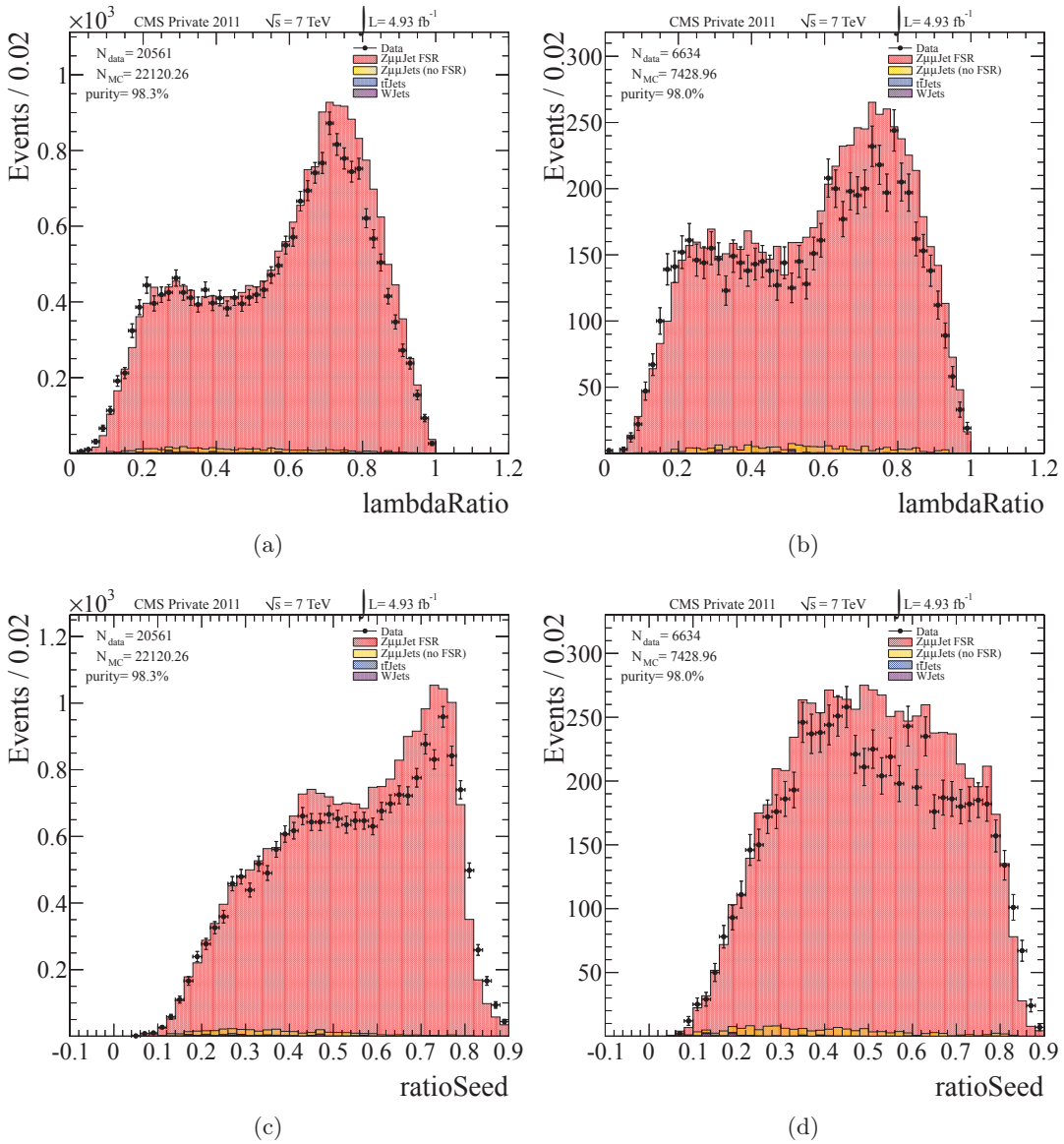


FIGURE A.1 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier.

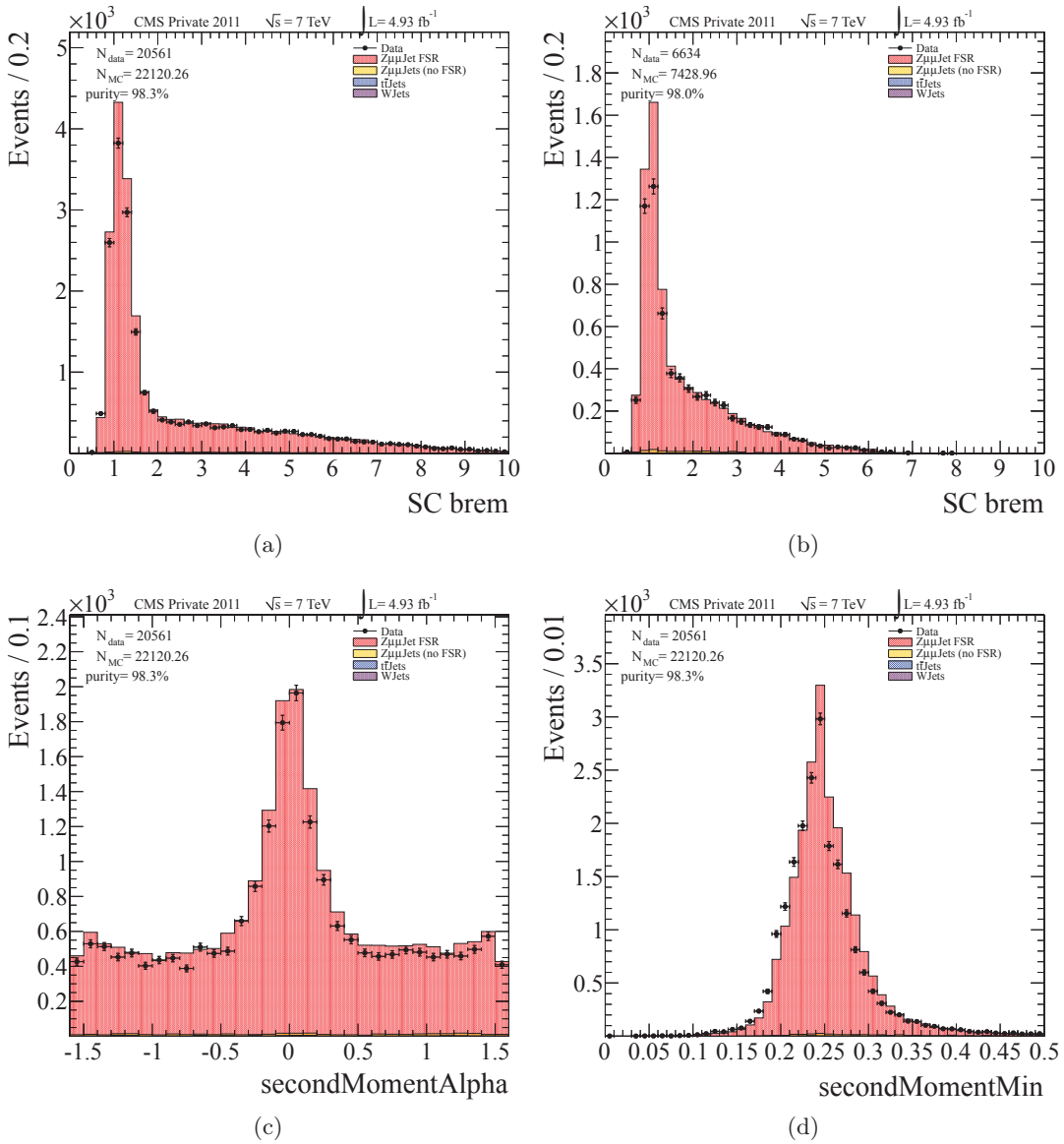


FIGURE A.2 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier.

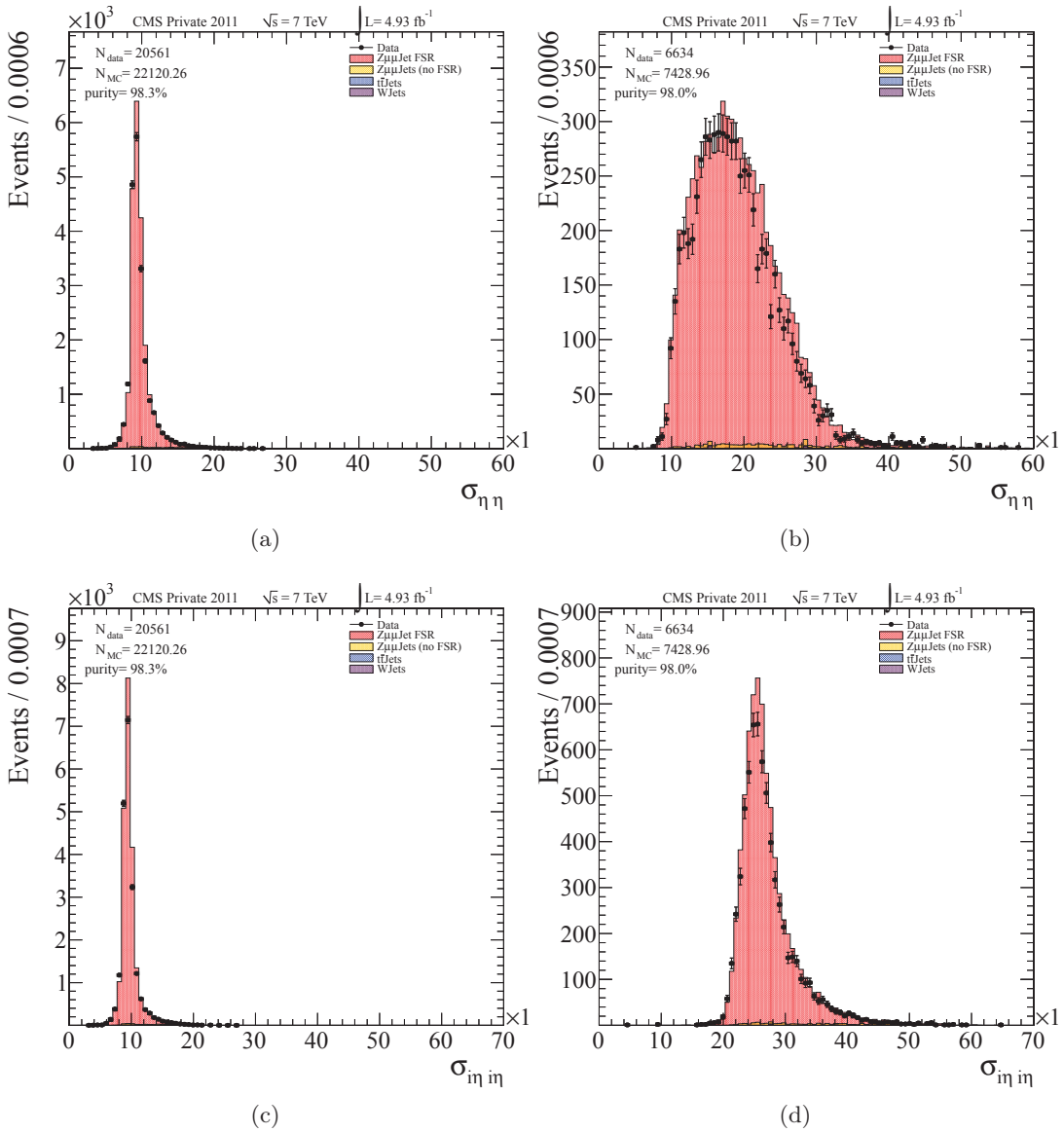


FIGURE A.3 – Comparaisons données-simulation pour les données 2011 avec la calibration du 16 janvier.

Annexe B

Incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des photons

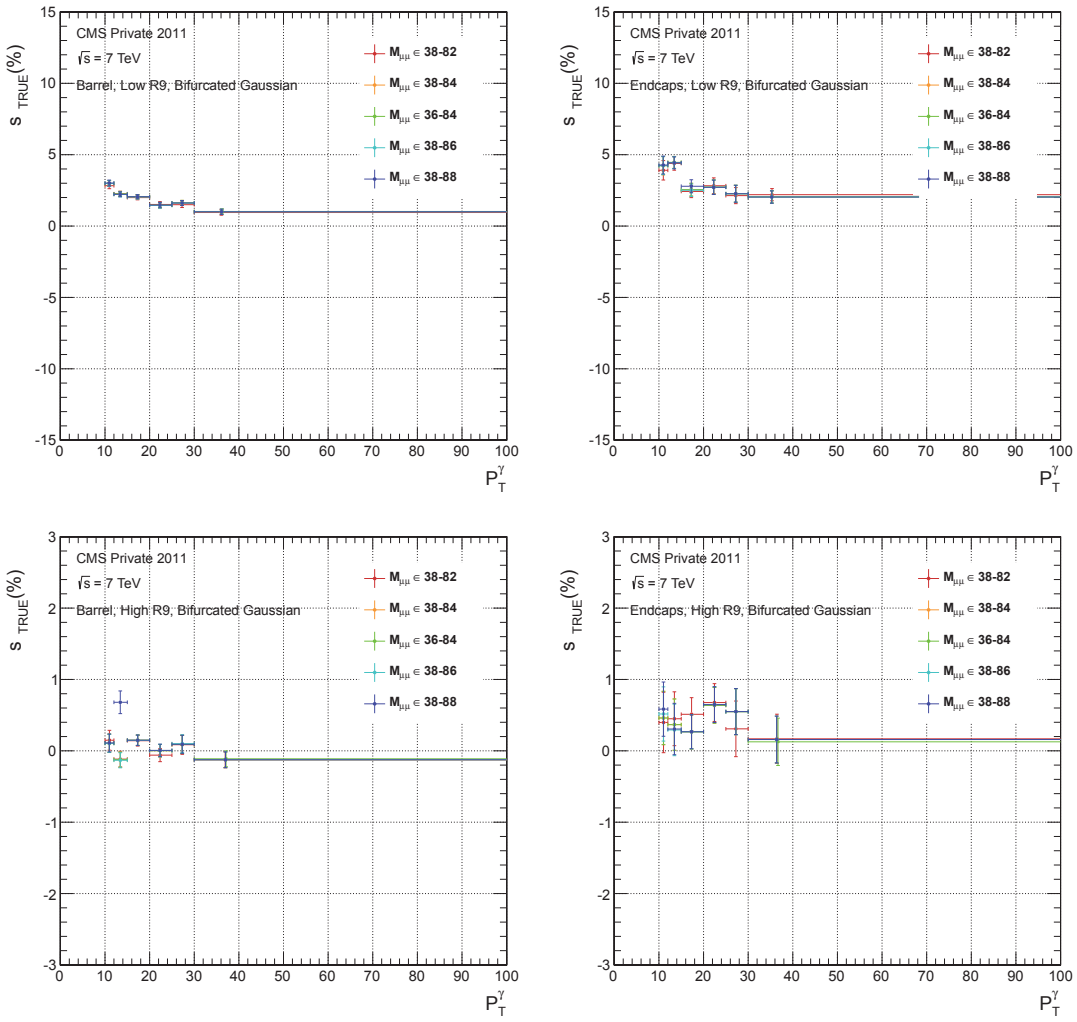


FIGURE B.1 – Distribution de s_{TRUE} en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'un élargissement de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

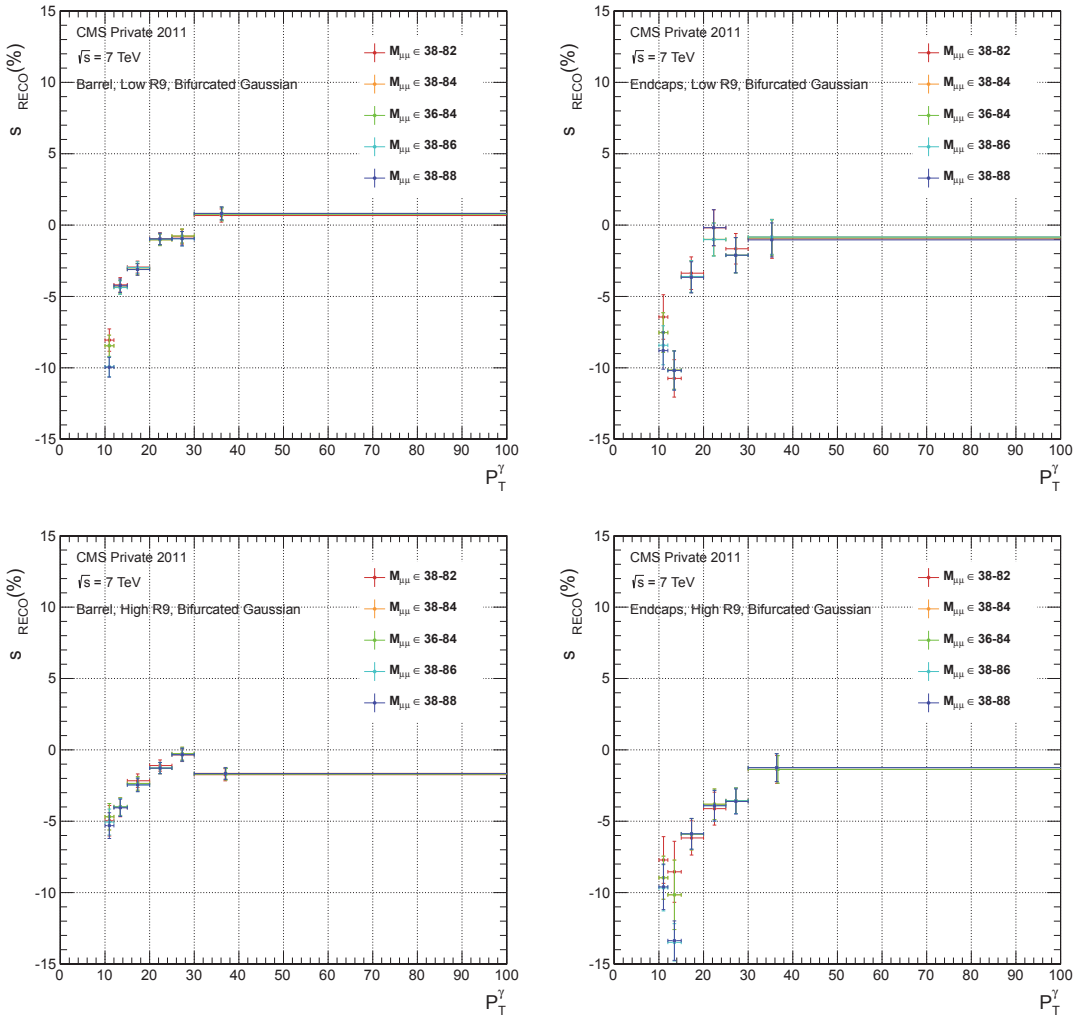


FIGURE B.2 – Distribution de s_{RECO} dans la simulation en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'un élargissement de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

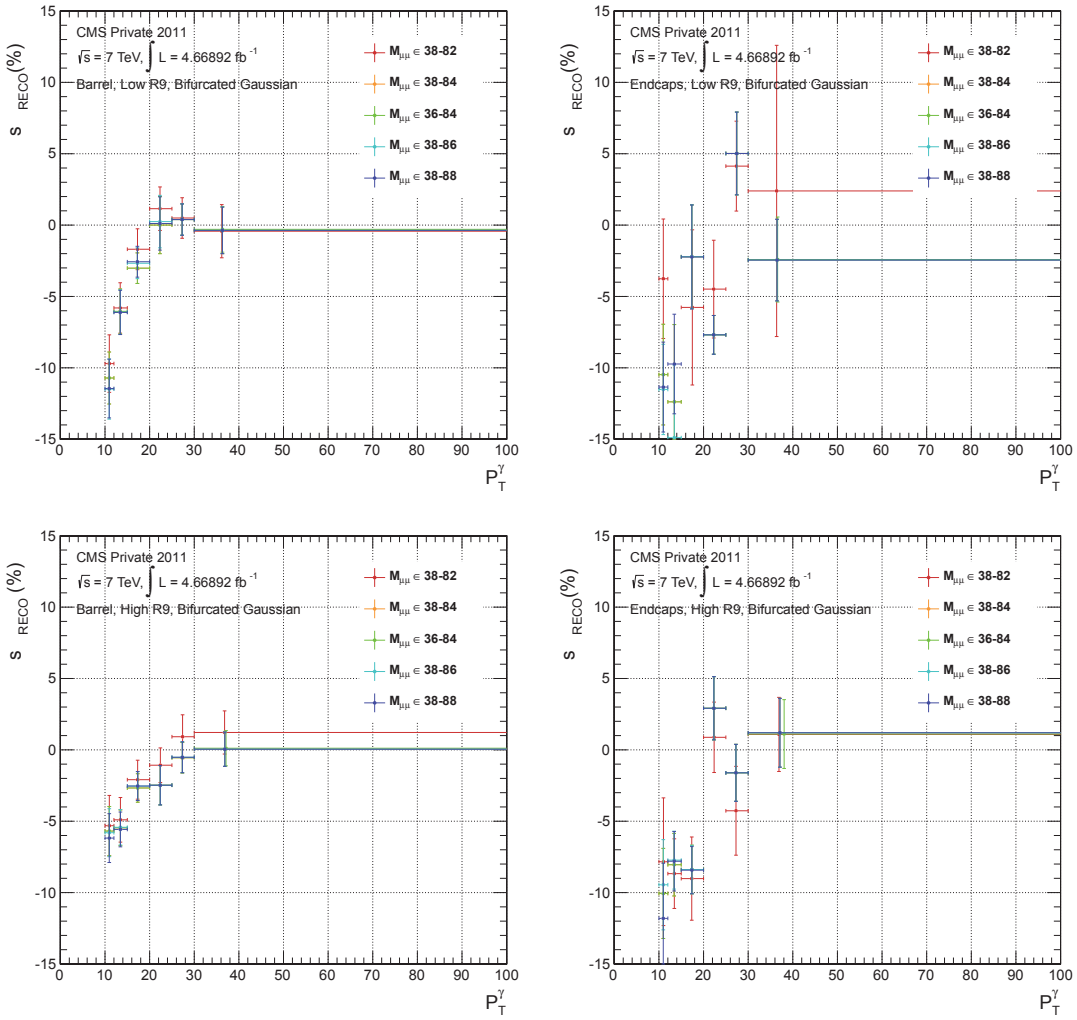


FIGURE B.3 – Distribution de s_{RECO} dans les données en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'un élargissement de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

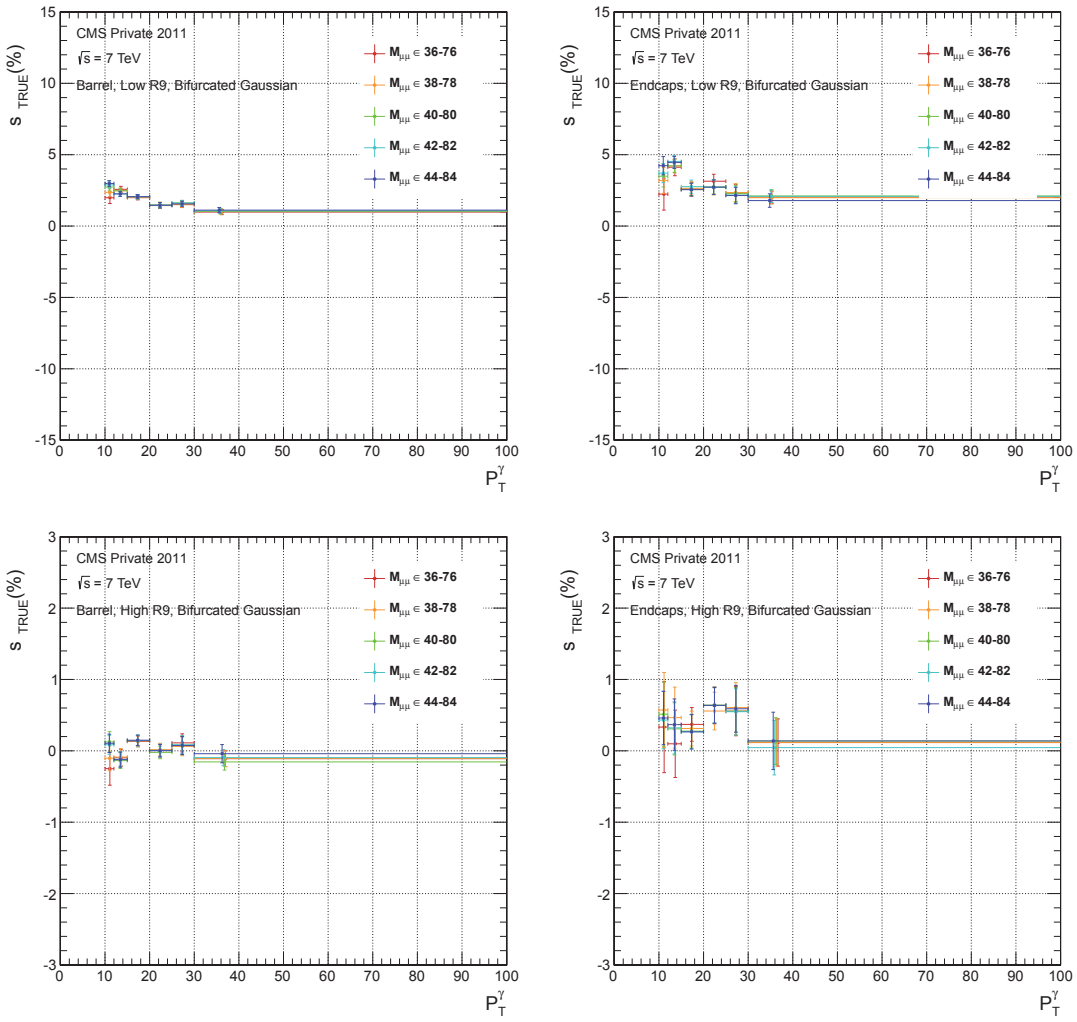


FIGURE B.4 – Distribution de s_{TRUE} en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'une translation de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

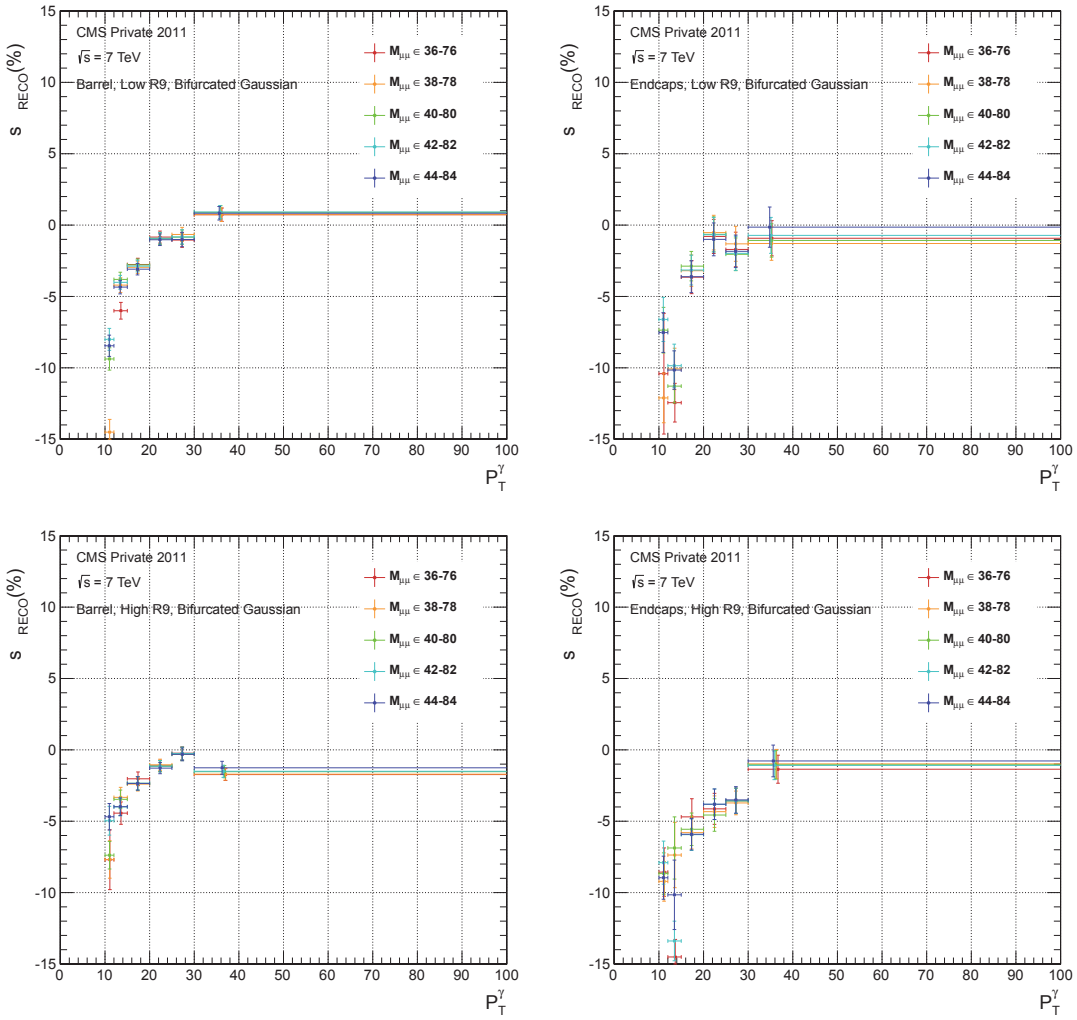


FIGURE B.5 – Distribution de s_{RECO} dans la simulation en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'une translation de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

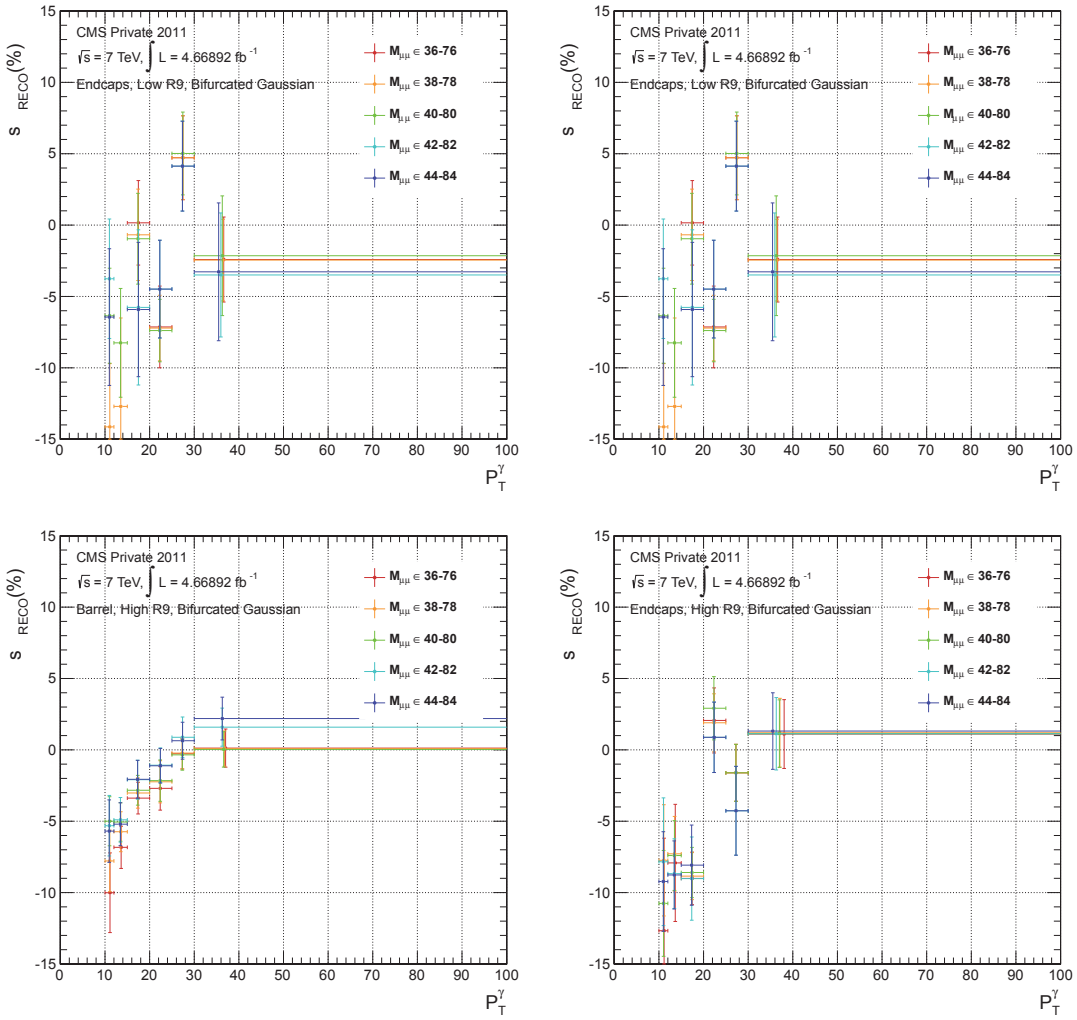


FIGURE B.6 – Distribution de s_{RECO} dans les données en fonction de l'impulsion transverse du photon E_T^γ pour les quatre catégories de photon : tonneau (gauche) et les bouchons (droite) à haut R_9 (haut) et bas R_9 (bas), dans le cas d'une translation de la fenêtre en masse invariante dimuon $m_{\mu\mu}$.

Annexe C

Propriétés de l'excès observé à 125 GeV

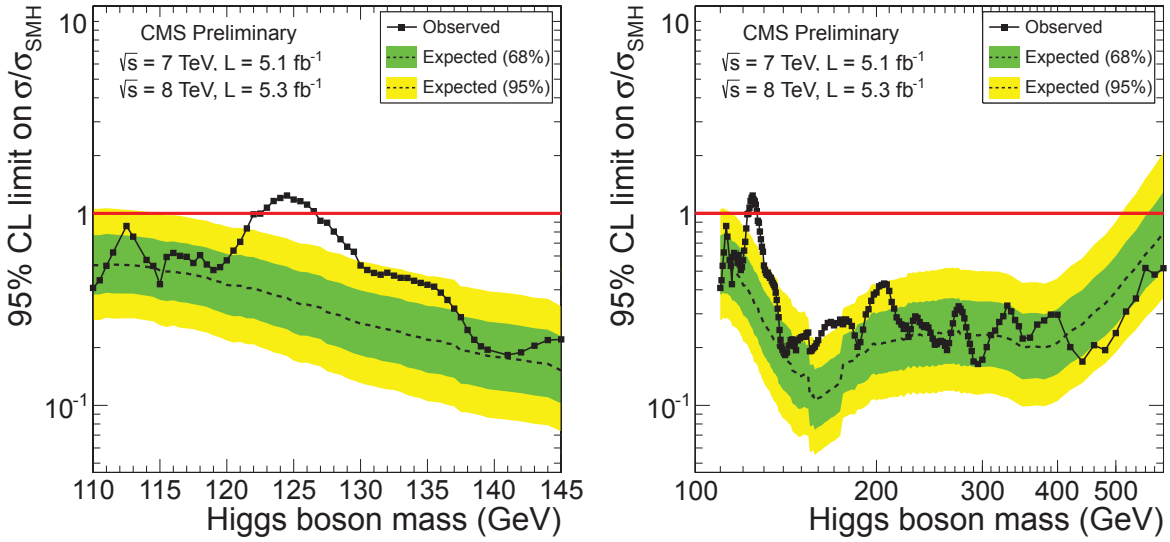


FIGURE C.1 – Limites d'exclusion pour la combinaison de l'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans l'expérience CMS, à basse masse (gauche) et pour l'ensemble des hypothèses de masse (droite). Figures tirées de [100].

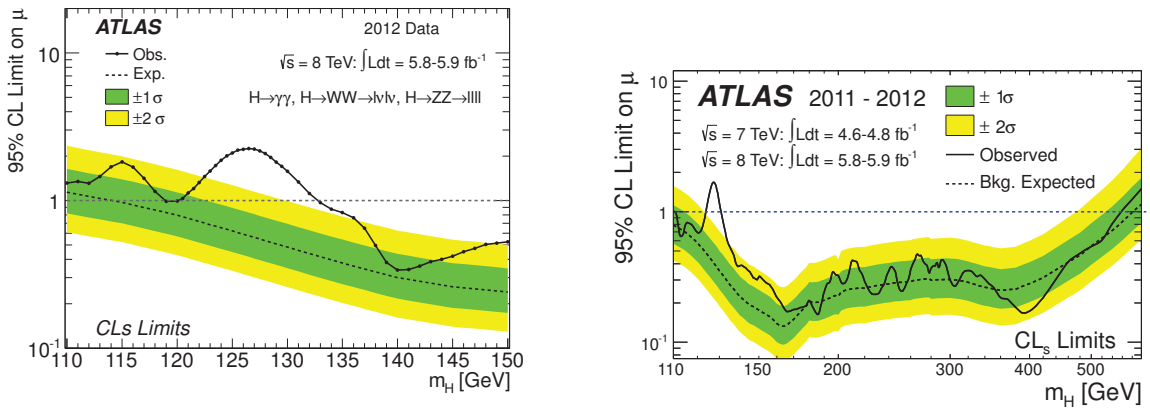


FIGURE C.2 – Limites d'exclusion pour la combinaison de l'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans l'expérience ATLAS, à basse masse (gauche) et pour l'ensemble des hypothèses de masse (droite). Figures tirées de [107].

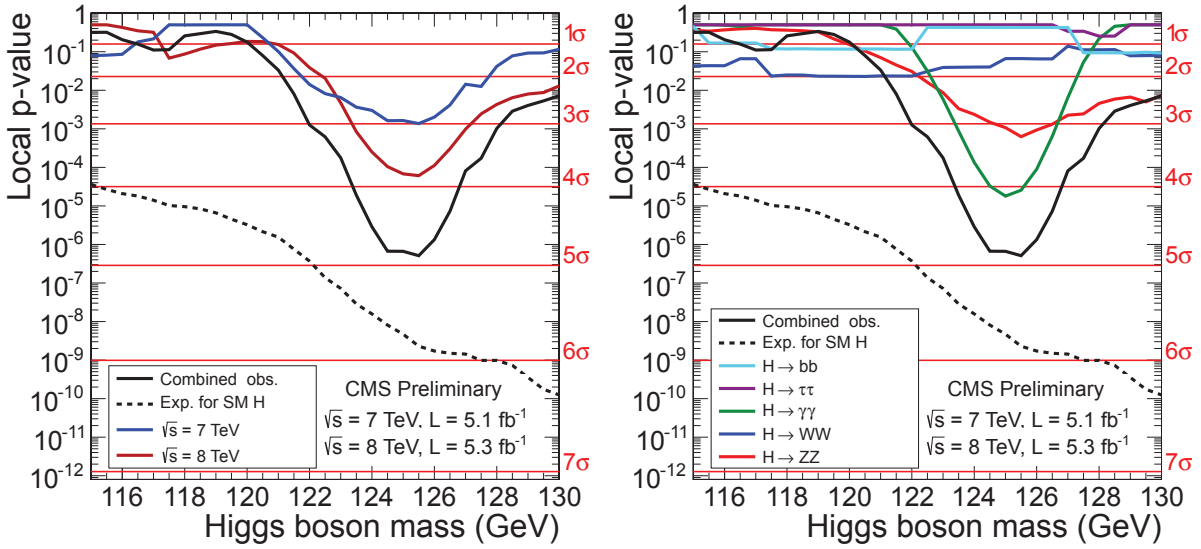


FIGURE C.3 – p-values locales observées pour la combinaison de l'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans l'expérience CMS, dans les lots de données à 7 TeV et 8 TeV (gauche) et selon les différent canaux étudiés (droite). Figures tirées de [100].

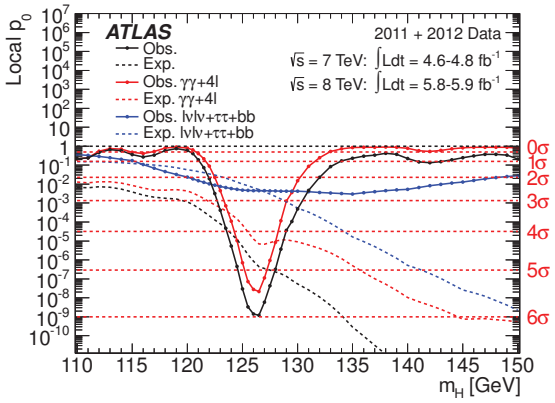


FIGURE C.4 – p-values locales observées pour la combinaison de l'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans l'expérience ATLAS, dans l'ensemble des données à 7 TeV et 8 TeV, selon les différent canaux étudiés. Figure tirée de [107].

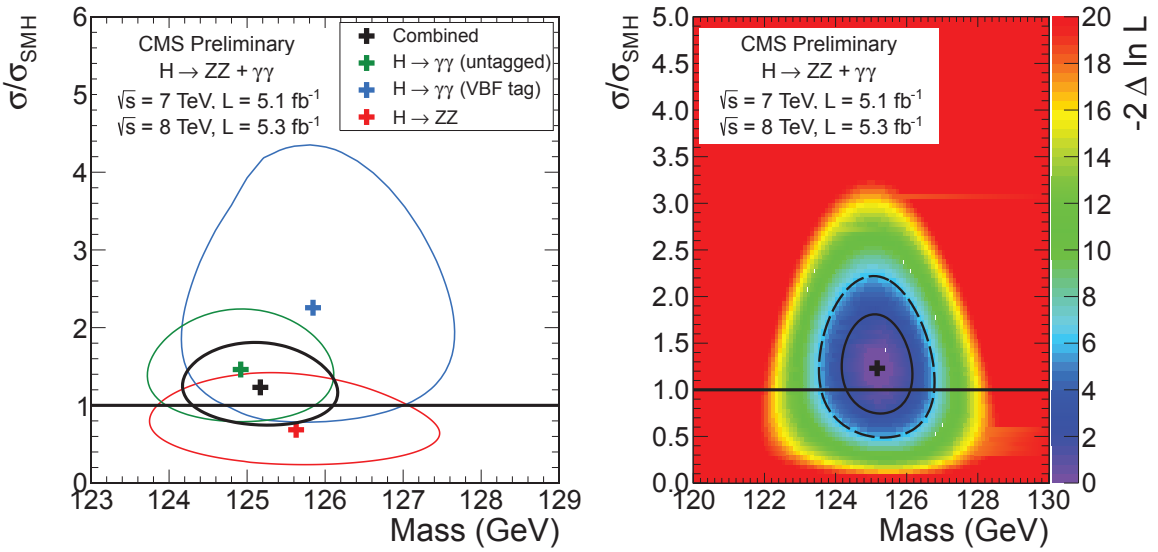


FIGURE C.5 – Ajustement conjoint de la masse du boson de Higgs m_H et de sa section efficace σ/σ_{SM} dans l'expérience CMS : contours à 68 % du niveau de confiance séparé pour les canaux de haute résolution (gauche) et contours de la combinaison de ces canaux (droite). La croix indique la valeur du meilleur ajustement, les pointillés (trait plein) représentent le contour à 68 % (95 %) du niveau de confiance. Figures tirées de [100].

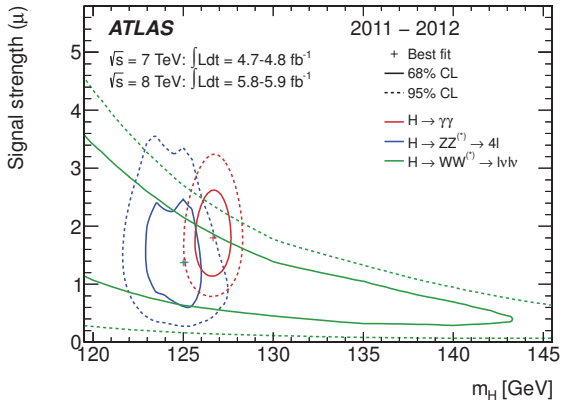


FIGURE C.6 – Ajustement conjoint de la masse du boson de Higgs m_H et de sa section efficace $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ dans l'expérience ATLAS : contours à 68 % (pointillés) et 95 % (trait plein) du niveau de confiance séparé pour les différents canaux étudiés. La croix indique la valeur du meilleur ajustement. Figures tirées de [107].

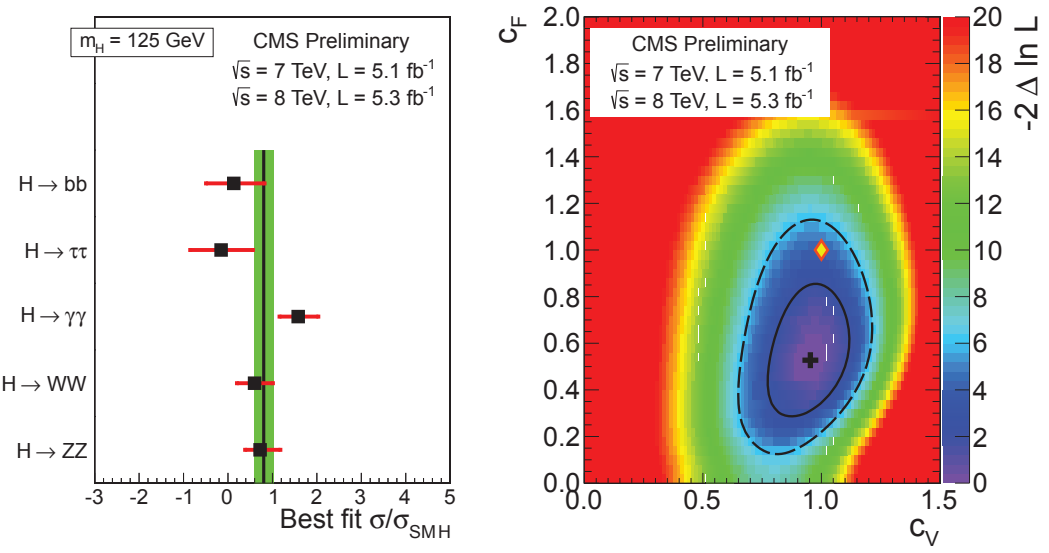


FIGURE C.7 – À gauche ; valeur du meilleur ajustement pour la section efficace de l'excès observé divisé par la section efficace prévue pour un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard, séparé pour les différents états finals analysés. À droite, contours dans le plan $c_V - c_F$ des facteurs de modification des couplages aux bosons et aux fermions par rapport au boson de Higgs du Modèle Standard. Les pointillés (trait plein) représentent le contour à 68 % (95 %) du niveau de confiance. Figures de l'expérience CMS tirées de [100].

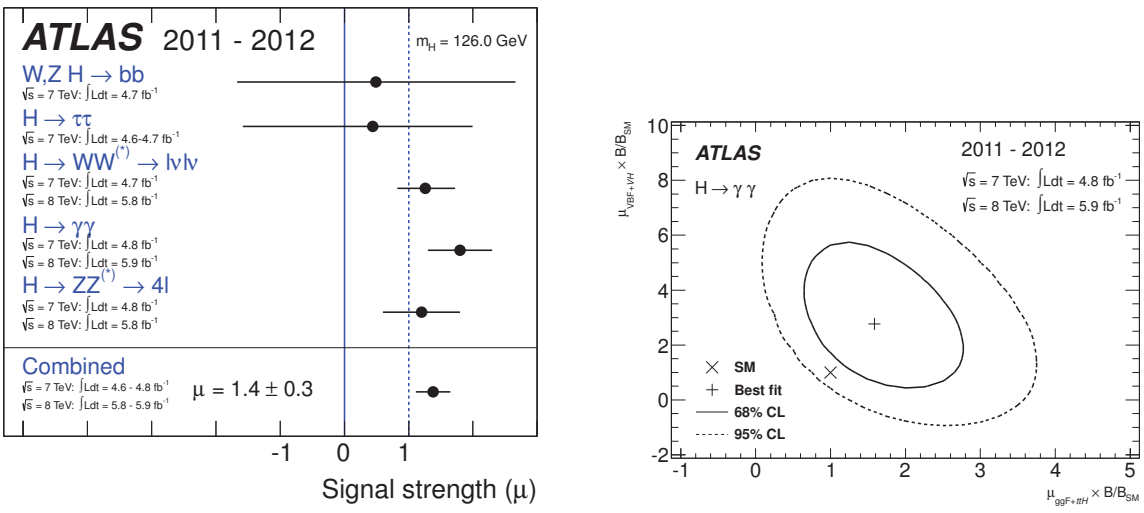


FIGURE C.8 – À gauche ; valeur du meilleur ajustement pour la section efficace de l'excès observé divisé par la section efficace prévue pour un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard, séparé pour les différents états finals analysés. À droite, contours dans le plan $c_V - c_F$ des facteurs de modification des couplages aux bosons et aux fermions par rapport au boson de Higgs du Modèle Standard. Les pointillés (trait plein) représentent le contour à 68 % (95 %) du niveau de confiance. Figures de l'expérience ATLAS tirées de [107].

Bibliographie

[1] S. L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions", *Nuclear Physics* **22** (1961), no. 4, 579 – 588, doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2.

[2] S. Weinberg, "A Model of Leptons", *Phys. Rev. Lett.* **19** (Novembre, 1967) 1264–1266, doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264.

[3] A. Salam, "Elementary Particle Physics : Relativistic Groups and Analyticity", in *Eighth Nobel Symposium*, N. Svartholm, ed., p. 367. Stockholm : Almquvist and Wiksell, 1968.

[4] M. Gell-Mann, "A schematic model of baryons and mesons", *Physics Letters* **8** (1964), no. 3, 214 – 215, doi:10.1016/S0031-9163(64)92001-3.

[5] G. Zweig, "An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking. Part I",.

[6] G. Zweig, "An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking. Part II",.

[7] CDF Collaboration, "Observation of Top Quark Production in $\overline{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab", *Phys. Rev. Lett.* **74** (Avril, 1995) 2626–2631, doi:10.1103/PhysRevLett.74.2626.

[8] D0 Collaboration, "Search for High Mass Top Quark Production in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} =$ 1.8 TeV", *Phys. Rev. Lett.* **74** (Mars, 1995) 2422–2426, doi:10.1103/PhysRevLett.74.2422.

[9] Particle Data Group Collaboration, "Review of particle physics", *J.Phys.G* **G37** (2010) 075021, doi:10.1088/0954-3899/37/7A/075021.

[10] "Contemporary Physics Education Project". http ://www.cpepphysics.org/.

[11] H. Snellman, "Elementary Particle Physics". Stockholm : Department of Physics, Kungliga Tekniska Högskolan, 2004.

[12] A. Deandrea, "Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie", Mai, 2007.

[13] B. Martin and G. Shaw, "Particle Physics". Wiley, second edition, 2006.

[14] A. Seiden, "Particle Physics, A Comprehensive Introduction". Addison-Wesley, 2005.

[15] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Août, 1964) 321–323, doi:10.1103/PhysRevLett.13.321.

[16] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particlees and gauge fields", *Physics Letters* **12** (1964), no. 2, 132 – 133, doi:10.1016/0031-9163(64)91136-9.

[17] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Octobre, 1964) 508–509, doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.

[18] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Novembre, 1964) 585–587, doi:10.1103/PhysRevLett.13.585.

[19] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons", *Phys. Rev.* **145** (Mai, 1966) 1156–1163, doi:10.1103/PhysRev.145.1156.

[20] T. W. B. Kibble, "Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories", *Phys. Rev.* **155** (Mars, 1967) 1554–1561, doi:10.1103/PhysRev.155.1554.

[21] C. Quigg, "Spontaneous Symmetry Breaking as a Basis of Particle Mass", *Rept.Prog.Phys.* **70** (2007) 1019–1054, doi:10.1088/0034-4885/70/7/R01, arXiv:0704.2232.

[22] E. A. Paschos, "Electroweak Theory". Cambridge University Press, 2007.

[23] A. D. Linde, "Dynamic reconstruction of symmetry and limitations on the masses and coupling constants in the Higgs model", *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **23** (1976) 64.

[24] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, "Strength of Weak Interactions at Very High Energies and the Higgs Boson Mass", *Phys. Rev. Lett.* **38** (Avril, 1977) 883–885, doi:10.1103/PhysRevLett.38.883.

[25] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, "Weak interactions at very high energies : The role of the Higgs-boson mass", *Phys. Rev. D* **16** (Septembre, 1977) 1519–1531, doi:10.1103/PhysRevD.16.1519.

[26] A. Djouadi, "The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model", *Phys.Rept.* **457** (2008) 1–216, doi:10.1016/j.physrep.2007.10.004, arXiv:hep-ph/0503172.

[27] J. Stirling, "private communication".

[28] LHC Higgs Cross Section Working Group et al., "Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables", *CERN-2011-002* (CERN, Geneva, 2011) arXiv:1101.0593.

[29] LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, "Search for the standard model Higgs boson at LEP", *Phys.Lett.* **B565** (2003) 61–75, doi:10.1016/S0370-2693(03)00614-2, arXiv:hep-ex/0306033.

[30] The TEVNPH Working Group (CDF and D0 Collaborations), "Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data", arXiv:1007.4587.

[31] CMS Collaboration, "Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys.Lett.* **B710** (2012) 26–48, doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064, arXiv:1202.1488.

[32] ATLAS Collaboration, "Combined search for the Standard Model Higgs boson in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector", *Phys.Rev.* **D86** (2012) 032003, doi:10.1103/PhysRevD.86.032003, arXiv:1207.0319.

[33] ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", arXiv:1012.2367.

[34] A. Azatov et al., "Higgs boson production via vector-like top-partner decays : Diphoton or multilepton plus multijets channels at the LHC", *Phys.Rev.* **D85** (2012) 115022, doi:10.1103/PhysRevD.85.115022, arXiv:1204.0455.

[35] M. Aliev et al., "HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR", *Comput.Phys.Commun.* **182** (2011) 1034–1046, doi:10.1016/j.cpc.2010.12.040, arXiv:1007.1327.

[36] K.-F. Chen et al., "Search for fourth generation t' quark decaying into Wb in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the semileptonic final state", CMS Analysis Note CMS AN-2011/237, (2011).

[37] CMS Collaboration, "Search for heavy, top-like quark pair production in the dilepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Physics Letters B* **716** (2012), no. 1, 103 – 121, doi:10.1016/j.physletb.2012.07.059.

[38] CMS Collaboration, "Search for a Vector-like Quark with Charge 2/3 in t + Z Events from pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 271802, arXiv:1109.4985.

[39] L. R. Evans and P. Bryant, "LHC Machine", *J. Instrum.* **3** (2008) S08001. 164 p.

[40] C. Carli, "Proceedings of the LHC Performance Workshop 2012 (Chamonix 2012).", Technical Report CERN-ATS-2012-069, CERN, Geneva, (Mai, 2012).

[41] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment", *J. Instrum.* **3** (2008) S08004. 361 p.

[42] CMS Collaboration, "CMS Physics Technical Design Report Volume I : Detector Performance and Software",. CERN-LHCC-2006-001. CMS-TDR-8-1.

[43] CMS Collaboration, "The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report",. CERN-LHCC-97-033. CMS-TDR-4.

[44] CMS Collaboration, "Tracker DPG plots for ICHEP 2012", CMS Detector Performance DP-2012/010, (Juillet, 2012).

[45] CMS Collaboration, "CMS TriDAS project : Technical Design Report, Volume 1 : The Trigger Systems",.

[46] CMS Collaboration, "CMS trigger and data-acquisition project : Technical Design Report",. CERN-LHCC-2002-026. CMS-TDR-6.

[47] R. Brun and F. Rademakers, "ROOT : An object oriented data analysis framework", *Nucl.Instrum.Meth.* **A389** (1997) 81–86, doi:10.1016/S0168-9002(97)00048-X.

[48] M. L. Mangano et al., "ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions", *JHEP* **0307** (2003) 001, arXiv:hep-ph/0206293.

[49] J. Alwall et al., "MadGraph 5 : Going Beyond", *JHEP* **1106** (2011) 128, doi:10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv:1106.0522.

[50] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, "A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX", *JHEP* **1006** (2010) 043, doi:10.1007/JHEP06(2010)043, arXiv:1002.2581.

[51] J. Alwall et al., "A Standard format for Les Houches event files", *Comput.Phys.Commun.* **176** (2007) 300–304, doi:10.1016/j.cpc.2006.11.010, arXiv:hep-ph/0609017.

[52] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual", *JHEP* **0605** (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv:hep-ph/0603175.

[53] G. Corcella et al., "HERWIG 6.5 release note", arXiv:hep-ph/0210213.

[54] F. Siegert, "Monte-Carlo event generation for the LHC". Thesis (doctoral), Durham University, 2010.

[55] S. Agostinelli et al., "Geant4—a simulation toolkit", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** (2003), no. 3, 250 – 303, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[56] J. Allison et al., "Geant4 developments and applications", *Nuclear Science, IEEE Transactions on* **53** (feb., 2006) 270 –278, doi:10.1109/TNS.2006.869826.

[57] CMS Collaboration, "Particle–Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and $\not\!\!E_T$", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, (2009).

[58] M. Cacciari, "FastJet : A Code for fast k_t clustering, and more", arXiv:hep-ph/0607071.

[59] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments". Springer-Verlag, 1987.

[60] J. Descamps, "Étude et optimisation des performances du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS pour la physique au LHC". PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.

[61] A. Annenkov, M. Korzhik, and P. Lecoq, "Lead tungstate scintillation material", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **490** (2002), no. 1–2, 30 – 50, doi:10.1016/S0168-9002(02)00916-6.

[62] I. G. Tabares, "CMS ECAL Supermodule Assembly, Catia V5 Complete 3D Model". poster, 2010.

[63] CMS Collaboration, "ECAL Detector Performance Plots : more on 2011 Data", CMS Detector Performance DP-2012/008, (Juin, 2012).

[64] CMS Collaboration, "ECAL 2010 performance results", CMS Detector Performance, (Juin, 2011). DP-2011/008.

[65] M. Anderson et al., "Review of clustering algorithms and energy corrections in ECAL", CMS Internal Note IN-2010/008, (2010).

[66] CMS Collaboration, "Performance of the CMS ECAL with 5 fb^{-1} of data at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EGM-11-001, (2012).

[67] CMS Collaboration, "ECAL Performance Plots, 2012 Data", CMS Detector Performance DP-2012/015, (Juillet, 2012).

[68] CMS Collaboration, "ECAL Detector Performance, 2011 Data", CMS Detector Performance DP-2012/007, (Mai, 2012).

[69] H. Brun, "La reconstruction et l'identification des photons dans l'expérience CMS au LHC. Applications à la recherche de bosons de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$". PhD thesis, Université de Lyon, 2012.

[70] N. Chanon, M. Donegà, M. Peruzzi, and A.-F. Barfuss, "Electron-based and Photon-based Energy Corrections with improved material dependent parametrization", CMS Analysis Note AN-2012/247, (Juin, 2012).

[71] Higgs to gamma gamma working group, "Search for a Standard Model Higgs boson decaying into two photons employing multivariate methods", CMS Analysis Note AN-2012/048, (Février, 2012).

[72] Higgs to gamma gamma working group, "Search for the Standard Model Higgs boson decaying into two photons", CMS Analysis Note AN-2012/160, (Juillet, 2012).

[73] CMS Collaboration, "Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EGM-10-005, (2010).

[74] D. Franci, S. Rahatlou, and D. del Re, "Studies for photons and neutral pions identification in the ECAL barrel region", CMS Analysis Note AN-2008/075, (Septembre, 2008).

[75] K. S. Cranmer, "Kernel estimation in high-energy physics", *Comput.Phys.Commun.* **136** (2001) 198–207, doi:10.1016/S0010-4655(00)00243-5, arXiv:hep-ex/0011057.

[76] DELPHI Collaboration, "Observation of the Muon Inner Bremsstrahlung at LEP1", *Eur.Phys.J.* **C57** (2008) 499–514, doi:10.1140/epjc/s10052-008-0779-z, arXiv:0901.4488.

[77] Y. Gershtein, "Preparing for Measurement of Photon Identification Efficiency and Energy Scale Using mu mu gamma Final State", CMS Analysis Note AN-2005/040, (Novembre, 2005).

[78] C. Bâty, "Contribution à la calibration des photons par les désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$, dans l'expérience CMS au LHC (CERN)". PhD thesis, Université de Lyon, 2009. LYCEN–T-2009-40.

[79] S. Bolognesi et al., "Calibration of track momentum using dimuon resonances in CMS", CMS Analysis Note AN-2010/059, (Mars, 2010).

[80] J. Santaolalla et al., "Understanding the muon transverse momentum resolution in CMS using $pp \to \mu^+\mu^- + X$ events", CMS Analysis Note AN-2010/105, (Septembre, 2010).

[81] A. Bodek, J. Han, and W. Sakumoto, "Misalignment and Muon Scale Corrections Extracted from 2011A $Z \to \mu\mu$ Sample", CMS Analysis Note AN-2012/062, (Février, 2012).

[82] CMS Collaboration, "Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys.Lett.* **B701** (2011) 535–555, doi:10.1016/j.physletb.2011.06.034, arXiv:1105.2758.

[83] T. Bolton et al., "Measurement of inclusive $W\gamma$ and $Z\gamma$ cross sections and limits on anomalous trilinear gauge boson couplings at 7 TeV.", CMS Analysis Note AN-2010/279, (Mai, 2011).

[84] A. Bornheim et al., "Photon Energy Scale Studies with $Z \to \mu\mu\gamma$ Events Selected at 7 TeV", CMS Analysis Note AN-2011/088, (Août, 2011).

[85] O. Bondu, "Photon energy scale determination and commissioning with radiative Z decays", *EPJ Web of Conferences* **28** (Janvier, 2012) 12059, doi:10.1051/epjconf/20122812059.

[86] CMS Collaboration, "Photon Energy Scale with $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ events", CMS Detector Performance DP-2012/024, (Septembre, 2012).

[87] O. Bondu et al., "Photon Energy Scale Studies with $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ Events at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2011", CMS Analysis Note AN-2012/110, (Mars, 2012).

[88] Higgs to gamma gamma working group, "Search for a Higgs boson decaying into two photons in pp collisions recorded by the CMS detector at the LHC", CMS Analysis Note AN-2011/426, (Décembre, 2011).

[89] CMS Collaboration, "Search for a Higgs boson decaying into two photons in the CMS detector", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-11-030, (2011).

[90] CMS Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson decaying into two photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys. Lett. B* **710** (2012) 403, doi:10.1016/j.physletb.2012.03.003.

[91] CMS Collaboration, "A search using multivariate techniques for a standard model Higgs boson decaying into two photons", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-12-001, (2012).

[92] CMS Collaboration, "Evidence for a new state decaying into two photons in the search for the standard model Higgs boson in pp collisions", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-12-015, (2012).

[93] N. Chanon, "Observation des photons directs dans les premieres donnees et preparation a la recherche du boson de Higgs dans l'experience CMS au LHC (CERN).". PhD thesis, Université de Lyon, 2011. CERN-THESIS-2010-239. CMS-TS-2011-046.

[94] T. Binoth, J. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen, "A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions", *Eur.Phys.J.* **C16** (2000) 311–330, doi:10.1007/s100520050024, arXiv:hep-ph/9911340.

[95] Higgs to gamma gamma working group, "Search for a Higgs boson decaying into two photons in proton-proton collisions recorded by the CMS detector at the LHC", CMS Analysis Note AN-2011/129.

[96] L. J. Dixon and M. S. Siu, "Resonance continuum interference in the diphoton Higgs signal at the LHC", *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 252001, doi:10.1103/PhysRevLett.90.252001, arXiv:hep-ph/0302233.

[97] A. L. Read, "Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method).",. CERN-OPEN-2000-205.

[98] T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics", *Nucl.Instrum.Meth.* **A434** (1999) 435–443, doi:10.1016/S0168-9002(99)00498-2, arXiv:hep-ex/9902006.

[99] ATLAS and CMS Collaborations, LHC Higgs Combination Group, "Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011", Technical Report CMS-NOTE-2011-005. ATL-PHYS-PUB-2011-11, CERN, Geneva, (Août, 2011).

[100] CMS Collaboration, "Combination of searches for a standard model Higgs boson", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-12-020, (2012).

[101] G. Brooijmans et al., "Les Houches 2011 : Physics at TeV Colliders New Physics Working Group Report", arXiv:1203.1488.

[102] N. D. Christensen and C. Duhr, "FeynRules - Feynman rules made easy", *Comput.Phys.Commun.* **180** (2009) 1614–1641, doi:10.1016/j.cpc.2009.02.018, arXiv:0806.4194.

[103] S. Ovyn, X. Rouby, and V. Lemaitre, "DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment", arXiv:0903.2225.

[104] CMS Collaboration, "CMS physics Technical Design Report, Volume II : Physics Performance.", *J. Phys. G* **34** (2006) 995–1579. 669 p. CERN-LHCC-2006-021. CMS-TDR-008-2.

[105] CMS Collaboration, "Isolated Photon Reconstruction and Identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EGM-10-006, (2010).

[106] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys.Lett.* **B716** (2012) 30–61, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235.

[107] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys.Lett.* **B716** (2012) 1–29, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214.

NOM : BONDU Prénoms : Olivier	DATE de SOUTENANCE 10 Octobre 2012

TITRE : Etude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ et recherches du boson de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ dans l'expérience CMS au LHC (CERN)

Numéro d'ordre : 198-2012

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
X	☐	☐	☐	

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :

RESUME :

Le Large Hadron Collider (LHC) au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) fonctionne depuis 2009 à la frontière franco-suisse. Cet accélérateur de particules a produit des quantités importantes de collisions proton-proton, à des énergies dans le centre de masse de 7 TeV (2010 et 2011), et 8 TeV (depuis avril 2012). L'un des buts de l'expérience Compact Muon Solenoid (CMS), qui enregistre et analyse ces collisions, est la recherche de bosons de Higgs. Dans le cadre du Modèle Standard, cette particule serait le quantum du champ de Higgs, qui permet d'expliquer le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible.

Un canal parmi les plus sensibles pour la recherche d'un boson de Higgs léger (c'est-à-dire pour des masses du boson de Higgs entre 90GeV/c^2 et 150GeV/c^2) au LHC est la désintégration en deux photons. En effet, la production de deux photons isolés de haute énergie dans l'état final constitue un signal clair en milieu hadronique, malgré le faible rapport d'embranchement. De plus, à ces masses, la largeur du pic en masse invariante reconstruite est dominée par la résolution du détecteur. Une compréhension fine de l'objet photon, tel que reconstruit par l'expérience, est donc un pré requis obligatoire.

La première partie de mes travaux de thèse porte sur l'étude des désintégrations radiatives $Z^0 \to \mu\mu\gamma$ ces désintégrations sont la seule source de photons certifiés de haute pureté du Modèle Standard, pour laquelle l'impulsion transverse des photons est relativement proche de celle prévue pour des photons issus d'un boson de Higgs. L'étude de ces désintégrations a permis la détermination de l'échelle d'énergie différentielle des photons dans les données à 7 TeV. Elles ont également été utilisées dans les données à 8 TeV comme outil de validation des variables de forme de cluster pour les photons dans la simulation, ainsi que pour déterminer l'efficacité des critères de réjection des électrons.

La deuxième partie de mes travaux de thèse traite de la recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Cette recherche est effectuée en plusieurs classes d'évènements pour améliorer la sensibilité, et l'étude de cette procédure de séparation en classes est présentée. Enfin, une analyse de faisabilité de recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons, produit lors de la désintégration d'un quark vecteur lourd à 14 TeV a été effectuée.

MOTS-CLES : physique des hautes énergies – collisions proton-proton – boson de Higgs – expérience CMS – LHC – calorimètre électromagnétique (ECAL) – photon – désintégrations radiatives – échelle d'énergie des photons – quark vecteur lourd

Directeurs de recherches : Susan Gascon-Shotkin

Composition du jury : Louis Fayard - Albert De Roeck - Pascal Paganini - Marta Felcini - Arnaud Lucotte - Grégory Moreau - Marco Pieri	246 pages