



HAL
open science

Calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ g et recherches de bosons de Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow gg$ dans l'expérience CMS au LHC

Louis Sgandurra

► **To cite this version:**

Louis Sgandurra. Calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ g et recherches de bosons de Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow gg$ dans l'expérience CMS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard Lyon 1, 2014. Français. NNT : 135-2014 . tel-01138712v1

HAL Id: tel-01138712

<https://hal.in2p3.fr/tel-01138712v1>

Submitted on 2 Apr 2015 (v1), last revised 24 Nov 2015 (v2)

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

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

THÈSE

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour obtenir l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT

spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Louis SGANDURRA

**Calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide
des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ et recherches de bosons de
Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans
l'expérience CMS au LHC**

Soutenue le 4 Juillet 2014
devant la Commission d'Examen

Jury :	A. DEANDREA	Président du jury
	S. GASCON-SHOTKIN	Directrice de thèse
	M. TITOV	Rapporteur
	R. LAFAYE	Rapporteur
	A. DUPERRIN	Examineur
	M. DONEGA	Examineur
	F. COUDERC	Examineur

À mon grand-père

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Suzanne Gascon ma directrice de thèse pour m'avoir donné l'incroyable opportunité de participer à la découverte du boson de Higgs. Ces trois années au sein d'un environnement extrêmement stimulant ont renforcé mon envie de tout comprendre. Je remercie également Morgan pour ses conseils toujours pertinents et d'une grande justesse, ainsi qu'Olivier et Hugues qui m'ont tout appris et sans qui rien n'aurait été possible.

Outre la possibilité d'acquérir nombre de connaissances scientifiques et techniques, la thèse amène à faire de très belles rencontres. Parmi celles que j'ai pu faire, une m'a particulièrement marqué. Je remercie ainsi Bernard pour m'avoir soutenu dans les moments clés de la rédaction, pour la richesse de nos conversations et tout simplement pour avoir été présent.

Mes remerciements vont aussi à toute l'équipe CMS de Lyon pour sa compétence et sa rigueur qui ont été d'une grande aide au cours de toutes ces années. De même, j'adresse mes remerciements à tout le personnel de l'IPNL pour sa grande humanité et diversité, et plus particulièrement à Sylvie pour son écoute qui a été essentielle à la réussite de cette thèse.

Je remercie évidemment ma famille et belle famille pour m'avoir toujours supporté dans mes choix et pour avoir toujours été présentes dans les moments importants. C'est l'environnement à la fois riche intellectuellement et particulièrement rassurant de ce noyau dur qui m'a donné l'énergie et les capacités pour mener à bien ce projet. Merci à mes parents, Evelyne et Serge, à mes sœurs, Ludivine et Bérangère, à leurs compagnons, Mahamood et Sébastien, ainsi qu'à mes grands-parents, Michèle et Lucien pour m'avoir donné les outils me permettant d'arriver jusqu'ici et pour avoir rendu ma vie particulièrement belle. Merci également à mes beaux-parents, Marie-Noëlle et Patrick, et à mes belles sœurs, Julie et Céline dont la présence rassurante et sereine a été un très bon catalyseur pour la rédaction de ce manuscrit. Merci enfin à mes nièces, Clémentine, Hannah et Judith dont la curiosité permanente laisse présager un très bel avenir pour la physique.

J'aimerais également remercier du fond du cœur mes amis d'être ce qu'ils sont : de très belles personnes. Leur contact m'a été indispensable, leur humour salvateur et leur intérêt pour mes travaux de recherche essentiel durant cette thèse. Alexandre, Benoit, Éric, Thibault et Thibault merci à vous ! Merci aussi à tous les thésards que je ne citerai pas par peur d'en oublier. Ces trois années à vos côtés ont été les plus merveilleuses de ma vie. Plus que le repas, les pauses du midi ont été de vraies délices. A la fois drôles, stimulantes et tellement riches de tout, elles vont me manquer. . .

Finalement, je remercie infiniment ma compagne Marie pour son amour, son soutien indéfectible et sa joie de vivre qui me procurent chaque jour un immense bonheur. Notre couple a grandi en même temps que mon projet scientifique, et les bases solides sur lesquelles repose le premier sont pour beaucoup dans la réussite du second.

Avec ce manuscrit, c'est une page de ma vie qui se tourne. Je quitte ainsi la physique des particules qui m'a tant apporté pour mettre le cap sur de nouveaux horizons qui je l'espère seront tout aussi beaux.

Résumé

Les paramètres du Modèle Standard de la physique des particules ont été vérifiés expérimentalement avec une grande précision. À l'aide du mécanisme de Higgs, ce modèle permet d'expliquer l'origine de la masse des bosons W et Z , tout en conservant une masse nulle au photon, et brise ainsi la symétrie de jauge de l'interaction électro-faible. À ce mécanisme est associée une particule reliquat, le boson de Higgs, qui fait l'objet de recherches au sein des expériences du Grand Collisionneur de Hadrons au CERN. En juillet 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé conjointement la découverte d'un nouveau boson avec une masse de 125 GeV, compatible avec les prédictions du boson de Higgs du Modèle Standard. Le calorimètre électromagnétique de CMS, possédant une très bonne résolution en énergie, a été spécialement conçu pour étudier la désintégration du boson de Higgs en deux photons. De par son état final clair en milieu hadronique, ce canal est particulièrement intéressant et notre résolution nous permet de reconstruire une résonance de faible largeur dans le spectre de masse invariante des événements diphotons.

Bien que le Modèle Standard soit l'une des théories scientifiques ayant connu le plus grand nombre de succès à ce jour, il est imparfait. L'incapacité de ce modèle à décrire certains phénomènes et le choix ad hoc de plusieurs de ses paramètres semble suggérer qu'il n'est qu'une approximation d'une théorie plus générale. Des modèles au delà du Modèle Standard, comme les 2HDM ou le NMSSM par exemple, remédient à certaines de ses limitations et postulent l'existence de bosons additionnels. Ainsi, en plus de l'étude de l'énergie des photons dans CMS afin de calibrer le calorimètre électromagnétique, mon travail de thèse s'est orienté sur la recherche de bosons de Higgs supplémentaires se désintégrant en deux photons.

La première partie de mes travaux porte sur l'étude des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, une des seules sources de vrais photons de haute énergie du Modèle Standard sélectionnables avec une grande pureté. Ces événements, malgré leur faible statistique, sont particulièrement adaptés à la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS. Avec ces derniers, nous avons extrait l'échelle d'énergie des photons pour les données à 7 et 8 TeV, développé une méthode de mesure de la résolution en énergie du ECAL et étudié un algorithme censé pallier la perte de résolution due à l'augmentation de l'empilement.

La seconde partie de mon travail traite de la recherche de bosons de Higgs additionnels se désintégrant en une paire de photons, avec une masse invariante inférieure à 125 GeV. Notre analyse s'appuie sur l'étude " $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard", qui a été une analyse clé dans la découverte du nouveau boson à 125 GeV. Après avoir réoptimisé cette dernière afin de gagner

en efficacité sur le signal et de prendre en compte correctement le bruit de fond Drell-Yan, très important autour du pic du Z , nous avons pu extraire des limites sur la section efficace d'un boson de Higgs supplémentaire entre 90 et 115 GeV.

Mots clés : boson de Higgs, photons, muons, diphoton, expérience CMS, LHC, calorimètre électromagnétique, échelle d'énergie des photons, résolution en énergie des photons, NMSSM, 2HDM

Abstract

The parameters of the Standard Model of particle physics have been verified experimentally with a very high accuracy. With the Higgs mechanism, this model explains the origin of the mass of the W and Z bosons, while keeping the photon massless, and thus breaks the gauge symmetry of the electroweak interaction. This mechanism is associated with a particle, the Higgs boson, which is studied in the experiments of the Large Hadron Collider at CERN. In July 2012, ATLAS and CMS collaborations have jointly announced the discovery of a new boson with a mass of 125 GeV, consistent with the predictions of the Standard Model Higgs boson. The CMS electromagnetic calorimeter, which has a very good energy resolution, has been specially designed to study the decay of the Higgs boson into two photons. By its clear final state in hadron environment, this channel is particularly interesting and allows the reconstruction of a narrow resonance in the invariant mass spectrum of diphotons events.

Although the Standard Model is one of the scientific theories that have experienced the greatest number of successes to date, it is imperfect. The inability of this model to describe certain phenomena or the ad hoc choice of some parameters seems to suggest that it is only an approximation of a more general theory. Models beyond the Standard Model, such as 2HDM or NMSSM for example, can compensate some of its limitations and postulate the existence of additional Higgs bosons. Thus, in addition to the study of the photon energy in order to calibrate in situ the CMS electromagnetic calorimeter, my thesis also includes the search for additional Higgs bosons decaying into two photons.

The first part of my work focuses on the study of decays $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, one of the only sources of real high-energy photons of the Standard Model selectable with a high purity. These events, in spite of their low cross section, are particularly suitable for the calibration of the CMS electromagnetic calorimeter. With these ones, we have extracted the energy scale of photons for 7 and 8 TeV data, have developed a method for measuring the energy resolution of the ECAL and have studied an algorithm designed to reduce the loss of resolution due to the increase of pileup.

The second part of my work deals with the search for additional Higgs bosons decaying into a pair of photons with an invariant mass below 125 GeV. Our analysis is based on the Standard Model $H \rightarrow \gamma\gamma$ study, which has been essential for the discovery of the new boson at 125 GeV. After the reoptimization of the analysis to improve efficiency on the signal and correctly take into account the Drell-Yan background, which becomes very important near the Z peak, we have been able to extract limits on the cross section of an additional Higgs

boson between 90 and 115 GeV.

Keywords : Higgs boson, photons, muons, diphoton, CMS experiment, LHC, electromagnetic calorimeter, photon energy scale, photon energy resolution, NMSSM, 2HDM

Table des matières

Introduction	1
1 Modèle standard et boson de Higgs	3
1.1 Le cadre théorique	5
1.1.1 Les particules élémentaires	5
1.1.2 Le formalisme mathématique	10
1.2 Le boson de Higgs du Modèle Standard	14
1.2.1 Questions ouvertes de la théorie électrofaible	14
1.2.2 Brisure spontanée de la symétrie de l'interaction électrofaible	15
1.2.3 Canaux de désintégration du boson de Higgs	18
1.2.4 Production du boson de Higgs au LHC	21
1.3 Découverte d'un boson compatible avec le Modèle Standard	24
1.3.1 Contraintes théoriques	25
1.3.2 Mesures indirectes :	27
1.3.3 Résultats expérimentaux	27
1.4 Au delà du Modèle Standard	33
1.4.1 Limitations du Modèle Standard	34
1.4.2 Modèles à deux doublets de Higgs	36
1.4.3 La Supersymétrie dans le cadre du NMSSM	38
2 Dispositif expérimental	43
2.1 Le Large Hadron Collider	44
2.1.1 Caractéristiques générales du LHC	45
2.1.2 La machine	51
2.1.3 Les expériences présentes au LHC	55
2.2 Le détecteur Compact Muon Solenoid	58
2.2.1 Vue d'ensemble du détecteur	59
2.2.2 La trajectographie	63
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique	66
2.2.4 Le calorimètre hadronique	67
2.2.5 L'aimant solénoïde	69
2.2.6 Les chambres à muons	70

2.2.7	Des collisions aux objets physiques	72
3	Le calorimètre électromagnétique et la reconstruction des photons	79
3.1	Le fonctionnement du calorimètre électromagnétique	80
3.1.1	Architecture générale	80
3.1.2	Les cristaux scintillants	83
3.1.3	Les photo-détecteurs	85
3.1.4	L'électronique	87
3.1.5	Suivi du détecteur	89
3.2	La reconstruction de l'énergie dans le ECAL	93
3.2.1	Des dépôts d'énergie dans les cristaux à l'énergie reconstruite	95
3.2.2	L'échelle d'énergie	103
3.2.3	La résolution en énergie	104
4	Calibration du ECAL à l'aide des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$	109
4.1	Les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$	110
4.1.1	Signal et bruits de fond	111
4.1.2	Les échantillons utilisés	112
4.1.3	La sélection	114
4.1.4	Validation des simulations	118
4.2	Extraction de l'échelle d'énergie des photons	121
4.2.1	Mesure de l'échelle d'énergie pour les photons de grande impulsion transverse	123
4.2.2	L'échelle d'énergie des photons de basse impulsion transverse	138
4.3	Mesure de la résolution en énergie du ECAL	142
4.3.1	Description de la méthode	145
4.3.2	Résultats	147
4.4	Étude d'un algorithme de clusterisation dynamique	151
4.4.1	Description de l'algorithme	152
4.4.2	Migration des événements	152
4.4.3	Impact sur la résolution en énergie	154
4.4.4	Impact sur l'échelle d'énergie des photons	156
4.5	Conclusions et perspectives	161
5	Recherches de bosons de Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$	163
5.1	Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$	164
5.1.1	Signal et bruits de fond	164
5.1.2	Échantillons utilisés	167
5.1.3	Chemins de déclenchement	167
5.2	Description de l'analyse Higgs en deux photons Modèle Standard	170
5.2.1	Reconstruction des photons et de leur l'énergie	170
5.2.2	Identification des photons	171

5.2.3	Vertex diphotons	174
5.2.4	Classification des événements	177
5.2.5	Modèle du signal	182
5.2.6	Modèle du bruit de fond	183
5.2.7	Incertitudes systématiques	184
5.2.8	Analyse statistique	186
5.3	L'analyse à basse masse	188
5.3.1	Modifications générales	188
5.3.2	Modélisation du bruit de fond et du signal	197
5.3.3	Résultats et perspectives	202
	Conclusion générale	212
A	Validation des simulations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$	223
B	Extraction de l'échelle d'énergie des photons à bas P_T^γ : résultats pour les catégories non inclusive en r_9	249
C	Résultats de l'étude de biais sur la modélisation du bruit de fond dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ à basse masse	251

Introduction

La physique des particules s'attache à décrire la structure de la matière en étudiant ses composants élémentaires et leurs interactions. On la connaît également sous le nom de physique des hautes énergies car un grand nombre de particules ayant existé dans les premiers instants après le Big Bang ne peuvent être aujourd'hui créées qu'à l'aide de collisions de particules à haute énergie. Le Modèle Standard de la physique des particules est le cadre théorique, mis en place lors de la seconde moitié du XX^{eme} siècle, permettant de classifier les particules et de comprendre leurs interactions. Ses paramètres ont été vérifiés expérimentalement avec une grande précision. A l'aide du mécanisme de Higgs, prédit dès 1964 par les physiciens Brout, Englert [1] et Higgs [2], ce modèle permet d'expliquer l'origine de la masse des bosons W et Z, tout en conservant une masse nulle au photon ; il brise ainsi la symétrie de jauge de l'interaction électrofaible. A ce mécanisme, est associé une particule reliquat, le boson de Higgs.

Malgré les succès incroyables de cette théorie, le Modèle Standard ne parvient pas à décrire complètement les interactions fondamentales. Afin d'affiner la précision sur les paramètres de cette théorie, d'essayer de mettre en évidence le boson de Higgs et de tester des modèles au-delà du Modèle Standard, les physiciens ont construit un accélérateur de particules géant, de 27 km de circonférence, enfoui 100 m sous terre : le Large Hadron Collider (LHC) au CERN (Laboratoire européen de la physique des particules). Ce dernier permet d'accélérer des ions lourds mais aussi et surtout des faisceaux de protons - en deux sens opposés - et les fait entrer en collision. Autour de ces points de collisions, on trouve sept expériences dont ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid), deux détecteurs généralistes. Durant les trois dernières années, j'ai travaillé au sein de la collaboration CMS. Ce détecteur a été spécialement conçu pour mettre en évidence le boson de Higgs. Pour cela, une attention particulière a été portée à la réalisation de son calorimètre électromagnétique (ECAL) qui possède une très bonne résolution en énergie (entre 1,5 et 5 % suivant les régions du détecteur pour des électrons de $Z \rightarrow e^+e^-$ [3]). Celle-ci est un élément primordial puisqu'un des canaux d'étude privilégié du boson de Higgs est sa désintégration en deux photons. Il est caractérisé par un état final clair et permet d'obtenir une résonance de faible largeur dans le spectre de masse invariante des événements diphotons. Les derniers résultats expérimentaux mettent en évidence l'existence d'un boson ayant une masse de 125 GeV et compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard.

Mon travail s'inscrit dans ce contexte de découverte. Ainsi, au fil de cinq chapitres, je

vais tenter de décrire les études que nous avons réalisées sur la calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ et sur les recherches de bosons de Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Je présenterai dans un premier temps le Modèle Standard et le mécanisme de Higgs, ainsi que le NMSSM (Non Minimal Standard Model) et les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM) prédisant l'existence de bosons de Higgs supplémentaires. Le second chapitre, traitera du dispositif expérimental, avec la description du LHC et sa chaîne d'accélération, mais aussi du détecteur CMS et du traitement des données enregistrées. Dans un troisième chapitre, je décrirai plus en détail le fonctionnement du calorimètre électromagnétique et montrerai comment, à partir de dépôts dans les cristaux, nous sommes capable de remonter jusqu'à l'énergie des particules. Dès lors, je pourrai présenter le travail que nous avons effectué sur la calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$. Ces derniers sont une des seules sources de photons de grande énergie (de 20 jusqu'à 150 GeV) du Modèle Standard sélectionnables au LHC avec une grande pureté. Ils nous ont notamment permis de développer des techniques d'extraction de l'échelle d'énergie et de la résolution des photons, et d'étudier des algorithmes de clusterisation. Enfin, dans une dernière partie, je présenterai notre travail sur la recherche de bosons de Higgs additionnels. Avec comme point de départ l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard, nous avons étendu les recherches aux masses invariantes diphotons entre 90 et 110 GeV et avons apporté plusieurs changements afin de faire face au bruit de fond Drell-Yan (où deux électrons sont mal-identifiés comme des photons), très important autour de la résonance du Z .

Chapitre 1

Modèle standard et boson de Higgs

Sommaire

1.1	Le cadre théorique	5
1.1.1	Les particules élémentaires	5
1.1.1.1	Les fermions	5
1.1.1.2	Les bosons de jauge	9
1.1.1.3	Boson de Higgs	10
1.1.2	Le formalisme mathématique	10
1.1.2.1	Le Lagrangien du Modèle Standard	11
1.2	Le boson de Higgs du Modèle Standard	14
1.2.1	Questions ouvertes de la théorie électrofaible	14
1.2.2	Brisure spontanée de la symétrie de l'interaction électrofaible	15
1.2.2.1	Mécanisme de Higgs	15
1.2.2.2	Masses des particules	16
1.2.3	Canaux de désintégration du boson de Higgs	18
1.2.4	Production du boson de Higgs au LHC	21
1.3	Découverte d'un boson compatible avec le Modèle Standard	24
1.3.1	Contraintes théoriques	25
1.3.2	Mesures indirectes :	27
1.3.3	Résultats expérimentaux	27
1.4	Au delà du Modèle Standard	33
1.4.1	Limitations du Modèle Standard	34
1.4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	36
1.4.2.1	Potentiel de Higgs	36
1.4.2.2	Brisure de la symétrie électrofaible	37
1.4.2.3	Secteur de Yukawa	38
1.4.2.4	Désintégrations en deux photons	38
1.4.3	La Supersymétrie dans le cadre du NMSSM	38
1.4.3.1	La Supersymétrie	38
1.4.3.2	Le NMSSM	40

La physique des particules ne prit vraiment son essor qu'à la fin du XIX^{eme} siècle avec la mise en évidence des rayons X par Wilhelm Röntgen mais aussi et surtout grâce à la découverte de l'électron par Thompson. Pendant la première moitié du XX^{eme} siècle, le développement de la mécanique quantique et de la relativité restreinte s'accompagna de nombreuses découvertes. La mise en évidence du proton succéda à celle du noyau atomique ; puis vinrent les découvertes du neutron, du positron (anti-électron) et des premiers mésons (particules composites à deux quarks).

Il faut cependant attendre les années 1960 pour commencer à voir les prémices du Modèle Standard. Ce développement théorique est soutenu et motivé par les innombrables particules prédites par la théorie (les hadrons) et créées grâce aux collisionneurs, toujours plus grands et puissants. Néanmoins, ce n'est que dans la décennie 1970 que le Modèle Standard prend vraiment sa forme actuelle, avec la description de l'interaction électrofaible par Glashow [4], Salam [5] et Weinberg [6]. Avec les prédictions puis les découvertes des bosons W et Z avec le SppS (Super proton-antiproton Synchrotron) du CERN [7] [8] en 1983, ce modèle s'impose dans la communauté des physiciens.

Les symétries jouent un rôle fondamental en physique, et plus particulièrement en physique des particules. Elles correspondent à certaines propriétés des lois ou de la matière qui sont vérifiées lorsqu'un système subit une transformation géométrique donnée. L'invariance par translation et par rotation rendent ainsi compte de l'homogénéité et de l'isotropie de l'espace et du temps. De même, l'invariance sous les transformations de Lorentz en relativité restreinte traduit la similitude des lois physique dans tous les référentiels galiléens. Mentionnons également trois symétries importantes en physique des particules : la Parité P (invariance par inversion de l'espace), la conjugaison de charge C (invariance par inversion de la charge) et la symétrie T (invariance par renversement du temps). A l'inverse de leur combinaison en une symétrie CPT, faisant l'objet d'un théorème, ces trois symétries sont toutes violées individuellement. Plus généralement, chacune des trois interactions électromagnétique, faible et forte est décrite par une symétrie ; leur formalisme mathématique s'appuie donc sur la théorie des groupes. Ainsi, tel que nous le connaissons aujourd'hui, le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs, basée sur les groupes de jauge $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$. Elle combine au sein d'un même formalisme les principes de la relativité restreinte et ceux de la mécanique quantique en employant une démarche perturbative, et permet de décrire avec une grande précision trois des quatre interactions fondamentales au sein d'un même formalisme : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Bien qu'ayant été un formidable succès, ce modèle a pourtant de nombreuses lacunes, telles que l'absence de candidats matière noire ou encore la non prédiction de l'asymétrie matière-antimatière. Nous reviendrons plus en détail sur ces limitations dans la section 1.4.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord le cadre théorique du Modèle Standard. Pour ce faire, nous verrons quelles sont les particules élémentaires et comment elles interagissent entre elles et introduiront le formalisme mathématique. Nous reviendrons ensuite

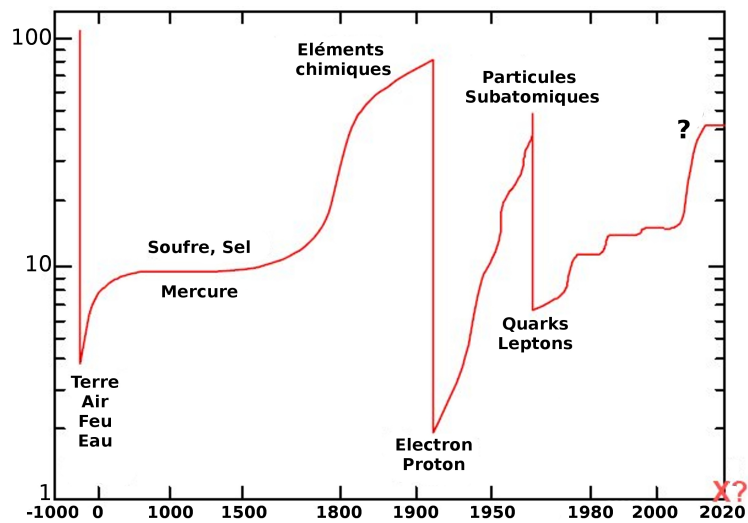


FIGURE 1.1 – Évolution du nombre supposé de constituants élémentaires de la matière au fil du temps.

plus en détail sur le mécanisme de Higgs permettant de briser la symétrie de l'interaction électrofaible, ainsi que sur son boson scalaire. Dans une troisième sous partie, nous décrirons l'état de la recherche sur le boson de Higgs après la découverte d'un boson officialisée en juillet 2012. La fin de ce chapitre quant à elle, sera consacrée à la présentation de modèles au delà du Modèle Standard, parmi lesquels le NMSSM et les 2HDM.

1.1 Le cadre théorique

1.1.1 Les particules élémentaires

Par constituants élémentaires, il faut entendre non composite à l'échelle des processus considérés. En effet, dans le Modèle Standard, les particules sont considérées comme ponctuelles et sans structure sous-jacente. Au fil des siècles, le nombre de ces constituants a beaucoup évolué, comme l'atteste la figure 1.1. Ces changements sont fortement corrélés au progrès technologique nous permettant d'atteindre des distances toujours plus petites (de l'ordre de 10^{-18} m avec le LHC). A chaque grande révolution en physique s'accompagne une forte réduction du nombre de particules élémentaires. Le Modèle Standard, auquel nous nous référons aujourd'hui, en compte trente-six. Ses constituants peuvent être séparés en deux grandes catégories en fonction de leur moment cinétique intrinsèque (spin). D'un côté nous avons les fermions, particules de matière, possédant un spin demi entier. De l'autre, avec leur spin entier, nous trouvons les bosons, dont les médiateurs des interactions fondamentales.

1.1.1.1 Les fermions

Le Modèle standard inclut douze particules de spin $1/2$. Elles obéissent à la statistique de Fermi - d'où provient leur nom - et respectent ainsi le principe d'exclusion de Pauli. Il existe

deux types de fermions : les leptons, insensibles à l'interaction forte et les quarks, participant à l'ensemble des interactions. A chacune de ces particules est associée une antiparticule possédant une masse et un spin identiques mais des nombres quantiques internes opposés (notamment la charge électrique).

Les leptons :

Le plus connu des leptons est sans conteste l'électron. Ce dernier est notamment responsable des propriétés chimiques des atomes et intervient dans l'essentiel des phénomènes électromagnétiques de notre quotidien. Nous pouvons classer les leptons en trois familles (ou trois saveurs leptoniques), possédant chacune une particule chargée électriquement (l'électron en fait partie) et une particule neutre (neutrino). Leurs caractéristiques principales sont résumées dans la table 1.1. Nous trouvons ainsi l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-) avec des charges électriques de $-1,6 \cdot 10^{-19}$ C, sensibles à l'interaction électromagnétique, et respectivement leurs trois neutrinos associés : le neutrino électronique (ν_e), le neutrino muonique (ν_μ) et le neutrino tau (ν_τ). Ils possèdent tous un nombre leptonique qui a été jusqu'à présent conservé dans toutes les interactions. Leur nom provient du grec *Leptos* signifiant petit, mince. Ce choix est une conséquence de la découverte tardive du tau par rapport au muon et à l'électron. En effet, ces deux particules possèdent des masses relativement faibles comparées aux autres particules du Modèle Standard : $0.511 \text{ MeV}/c^2$ pour l'électron et $105.7 \text{ MeV}/c^2$ pour le muon. Le tau quant à lui est environ 3500 fois plus lourd que l'électron. Contrairement à ce dernier, le muon et le tau sont instables et peuvent se désintégrer en particules des autres familles via l'interaction faible. Plus un objet est massif, plus son temps de vie est réduit ; ainsi la demi-vie du muon est de $2,19 \cdot 10^{-6}$ s et celle du tau de $290,6 \cdot 10^{-15}$ s.

Les neutrinos comme leur nom l'indique sont neutres électriquement. Il n'interagissent donc pas par interaction électromagnétique mais essentiellement par interaction faible (et gravitationnelle). De ce fait, les réactions avec le reste de la matière sont très rares. Chaque centimètre carré de notre corps est ainsi traversé chaque seconde par plusieurs milliards de neutrinos, provenant pour l'essentiel du Soleil, sans qu'il y ait la moindre interaction. La mesure précise de la largeur du boson Z au LEP a permis de contraindre à trois le nombre de neutrinos légers [9]. Ils ont longtemps été considérées comme dépourvus de masse, mais des expériences récentes (Super-Kamiokande [10], CHOOZ [11], Opera [12], T2K [13]) ont montré qu'ils pouvaient osciller ; c'est à dire se transformer en neutrinos d'autres familles. De ce fait, leur masse ne peut être nulle et beaucoup d'efforts sont entrepris pour les contraindre. Une autre caractéristique intéressante des neutrinos est qu'ils pourraient être des particules dites de "Majorana", c'est à dire être leur propre antiparticule (comme le photon).

Les quarks :

Face au nombre colossal de nouvelles particules découvertes via les collisionneurs, en 1964 Murray Gell-Mann [15] et George Zweig [16] émirent l'idée que la majorité de ces particules

1. Estimations du Particle Data Group [14].

Nom	Découverte	Masse (MeV/c^2)	Charge élec.	Spin	Antiparticule
<i>1^{ère} famille</i>					
électron (e)	1897 (1932 \bar{e})	0,511	-1	1/2	antiélectron (\bar{e})
neutrino élec. (ν_e)	1956	$< 2 \cdot 10^{-6}$ ¹	0	1/2	antineutrino élec. ($\bar{\nu}_e$)
<i>2^{ème} famille</i>					
muon (μ)	1937	105,66	-1	1/2	antimuon ($\bar{\mu}$)
neutrino mu. (ν_μ)	1962	$< 0,19$ ¹	0	1/2	antineutrino mu. ($\bar{\nu}_\mu$)
<i>3^{ème} famille</i>					
tau (τ)	1975	1776,82	-1	1/2	antitau ($\bar{\tau}$)
neutrino tau (ν_τ)	2000	$< 18,2$ ¹	0	1/2	antineutrino tau ($\bar{\nu}_\tau$)

TABLE 1.1 – Caractéristiques des trois familles de leptons du Modèle Standard.

devait être composites. Ils inventèrent donc le concept de quarks, constituants élémentaires des hadrons. Les premiers furent découverts dans des expériences de diffusion au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire de Stanford (SLAC) au milieu des années 1960. Des protons furent bombardés par des faisceaux d'électrons de haute énergie (donc de faible longueur d'onde), des quarks furent éjectés et s'hadronisèrent avant d'entrer dans les détecteurs. Les données montrèrent que les protons possèdent des constituants sans dimension à ces énergies, de spin demi entier et de charge électrique fractionnaire. Des mesures supplémentaires montrèrent aussi que seuls 50 % de l'impulsion était transportés par les quarks. Parmi les nombreux hadrons découverts, un en particulier a retenu l'attention des physiciens : le Δ^{++} . Il consiste en un assemblage de trois quarks up - chacun ayant une charge électrique de $+2/3$ - avec un spin total de $+3/2$, c'est à dire avec des quarks possédant des spins alignés dans la même direction. Cette découverte sembla remettre en cause le principe d'exclusion de Pauli, puisque les trois quarks devaient avoir le même état quantique. Pour pallier ce problème, les théoriciens développèrent une théorie : la chromodynamique quantique (QCD) décrivant une nouvelle interaction : l'interaction forte. Un nouveau nombre quantique fut alors introduit : la couleur. Cette couleur est la charge de l'interaction forte et peut prendre trois valeurs : rouge, bleu et vert (antirouge, antibleu et antivert pour les antiparticules). Pour exister à l'état libre, une particule composite doit être sans couleur (blanche). Les quarks s'organisent ainsi par groupe de trois, en baryons, ou forment des mésons par l'intermédiaire d'une paire quark-antiquark. Des états à quatre quarks (tétraquarks) sont aussi théoriquement possibles, mais n'ont jamais encore été observés. Finalement, des pentaquarks (états formés de cinq quarks) auraient été découverts, mais leur existence réelle est très controversée.

L'augmentation de l'énergie lors des collisions e^+e^- permet de mettre en évidence les différentes saveurs des quarks. Le Modèle Standard compte aujourd'hui six quarks. Le dernier à avoir été découvert est le quark top, en 1995 au Tevatron [17] [18]. Les différents paliers dans la figure 1.2, représentant le rapport des sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ et $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, montrent que comme les leptons, les quarks s'organisent en trois familles. Les masses des quarks comme nous pouvons le voir dans la table 1.2 croissent avec la famille et possèdent des ordres de grandeurs très différents ; les quarks

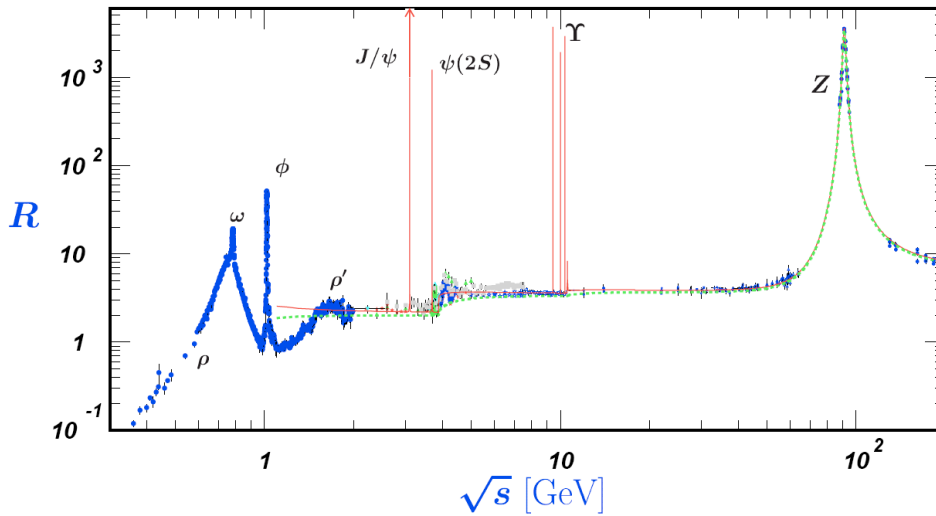


FIGURE 1.2 – Rapport (R) des sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ et $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} [19].

Nom	Découverte	Masse (MeV/c^2)	Charge élec.	Spin	Antiparticule
<i>1^{ere} famille</i>					
up (u)	1969	2,3	+2/3	1/2	antiup (\bar{u})
down (d)	1969	4,8	-1/3	1/2	antidown (\bar{d})
<i>2^{eme} famille</i>					
charm (c)	1969	$1,275 \cdot 10^3$	+2/3	1/2	anticharm (\bar{c})
strange (s)	1974	95	-1/3	1/2	antistrange (\bar{s})
<i>3^{eme} famille</i>					
top (t)	1977	$173,07 \cdot 10^3$	+2/3	1/2	antitop (\bar{t})
bottom (b)	1995	$4,18 \cdot 10^3$	-1/3	1/2	antibottom (\bar{b})

TABLE 1.2 – Caractéristiques des quarks du Modèle Standard.

up, le plus léger, est environ 75000 fois moins lourd que le quark top. Cependant, la masse des hadrons provient essentiellement de l'interaction forte et non de celle des quarks. A l'intérieur de ces particules composites, nous trouvons les quarks dits de valence qui déterminent les nombres quantiques des hadrons. De plus, chaque hadron peut contenir un nombre indéfini de quarks virtuels (quarks de la mer), d'antiquarks et de gluons (médiateurs de l'interaction forte) qui n'ont pas d'influence sur leurs nombres quantiques. Enfin, les quarks sont les seuls particules sensibles aux trois interactions fondamentales et possèdent un nombre quantique dit nombre baryonique conservé de façon additive par toutes les interactions.

Nous avons vu qu'en comptant leurs antiparticules, les fermions comptent 24 éléments. Cependant, tous les objets de notre quotidien sont essentiellement constitués des particules de la première famille, à savoir : l'électron et les quarks u et d , composant les protons et les neutrons. Les autres particules, plus massives, sont créées grâce aux accélérateurs ainsi que dans les collisions de particules très énergétiques (provenant des rayons cosmiques) dans

l'atmosphère terrestre. Les particules ainsi produites se désintègrent ensuite en particules plus légères, de la première famille.

1.1.1.2 Les bosons de jauge

Dans le Modèle Standard, on associe aux particules des champs quantifiés afin de servir de support à la description des trois interactions fondamentales. Ces dernières décrivent la manière dont les particules s'influencent mutuellement. Ces forces sont créées par l'échange de bosons de jauge, le plus généralement sous forme de particules virtuelles (particules dont les effets ne sont pas mesurables mais qui existent pendant un temps limité). Comme ces médiateurs sont des bosons (spin entier), ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein et peuvent ainsi se regrouper dans un même état quantique. Les caractéristiques de ses bosons sont résumées dans la table 1.3. Avant d'aller plus loin, détaillons brièvement ces trois interactions.

L'interaction électromagnétique, décrite au sein du Modèle Standard par l'électrodynamique quantique (QED) (après brisure), est médiée par le photon (γ). Ce boson, sans masse, possède un spin 1 et ne se couple qu'aux particules chargées électriquement tout en conservant les saveurs hadroniques et les trois nombres quantiques leptoniques. Il se propage dans le vide, comme chacun le sait, à la célérité c (299792458 m/s), qu'aucune particule (à notre connaissance) n'a jamais dépassée. Les phénomènes coulombiens sont le résultat d'échanges de photons virtuels. Le rayonnement quant à lui correspond à l'émission de photons réels. L'interaction électromagnétique est de portée infinie et est associée à la constante de structure fine $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) = 1/137$ qui permet d'exprimer son intensité. En réalité, cette constante ne l'est pas vraiment puisqu'elle varie avec l'énergie. Son évolution, ainsi que celle des constantes de couplage de l'interaction faible et forte, est représentée sur la figure 1.3. Si l'on se place à courte distance (centième de femtomètre), l'électromagnétisme possède une intensité cent fois supérieure à celle de l'interaction faible, mais est deux ordres de grandeur inférieure à l'intensité de l'interaction forte.

L'interaction faible est responsable des désintégrations radioactives. Elle agit notamment lors des désintégrations β par l'échange des bosons W^+ , W^- , auxquels vient s'ajouter le boson Z^0 . Même s'ils ne sont pas obligatoirement générés, les neutrinos sont les marqueurs de cette interaction. Toutes les particules, à l'exception des gluons, sont sensibles à cette interaction. Elle est à l'origine du changement de saveur des particules - par l'échange des bosons W^+ ou W^- - qui permet par exemple de transformer un proton en neutron. Contrairement aux photons, les bosons médiateurs de l'interaction faible sont très massifs et limitent donc sa portée. Ces masses ont été mesurées avec une grande précision au LEP et au Tevatron : 80,385 GeV pour le W [20] et 91,1876 GeV pour le Z^0 [21]. Comme je l'évoquais précédemment, l'interaction faible possède également une constante de couplage $g^2/4\pi = \alpha/\sin^2(\theta_W)$ (où θ_W est l'angle de Weinberg et $\sin^2(\theta_W) = 0,231$).

L'interaction forte permet de maintenir la liaison entre les quarks à l'intérieur des hadrons. Son effet résiduel est également à l'origine de la cohésion des noyaux. Les médiateurs

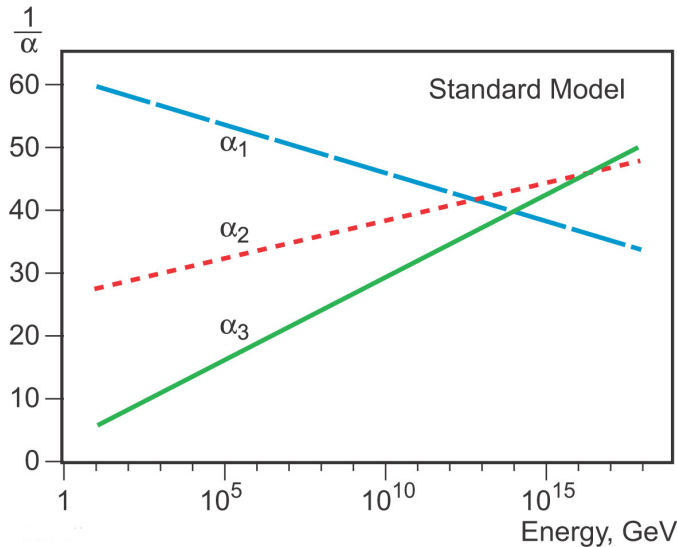


FIGURE 1.3 – Évolution de l'inverse des constantes de couplages des interactions électromagnétique (α_3), faible (α_2) et forte (α_1) du Modèle Standard en fonction de l'énergie.

de cette interaction sont les gluons, au nombre de 8, pour la première fois mis en évidence en 1979 à DESY [22]. Ils sont, comme le photon, sans masse et de spin 1. De même que les quarks, les gluons sont des objets colorés (ils portent deux couleurs), jouant un rôle analogue à la charge électrique. Cette attraction de couleur croît avec la distance et contraint les quarks au confinement à l'intérieur des hadrons. La constante de couplage de l'interaction forte est notée α_S et dépend des impulsions mises en jeu dans les réactions.

1.1.1.3 Boson de Higgs

Le boson de Higgs est la dernière pièce du Modèle Standard. Ce boson est associé au champ de Higgs, responsable de la brisure spontanée de symétrie de l'interaction électrofaible qui permet notamment d'expliquer pourquoi les bosons W^+ , W^- et Z^0 sont massifs et le photon non. Il s'agit de la seule particule scalaire (spin 0) du Modèle Standard et fait donc partie des bosons. Ce boson est lui même massif et peut se coupler avec d'autres bosons de Higgs. Comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit, un boson ayant des caractéristiques très proches de ce dernier a été découvert par les collaborations ATLAS et CMS. Si l'on considère que cette particule est bien le boson de Higgs du Modèle Standard, alors sa masse serait d'environ 125,6 GeV [14].

1.1.2 Le formalisme mathématique

Dans le Modèle Standard, les particules sont associées à des champs $\Phi(x)$ dépendant des coordonnées spatio-temporelles. Ces champs contiennent toute l'information sur les particules qu'ils représentent et peuvent être vus comme des ondes de probabilité. Comme nous l'avons vu précédemment, on ne considère que des champs avec des spins 0, 1/2 ou 1 (pas de spin 2

1. Valeur théorique. Il n'est pas exclu que les gluons aient une masse de quelques MeV.

Nom	Découverte	Masse (GeV/c^2)	Charge élec.	Spin	Temps de vie (s)
Bosons de jauge					
Photon (γ)	1923	$< 1 \cdot 10^{-27}$	0	1	stable
Boson W^+	1983	80,385	+1	1	$3 \cdot 10^{-25}$
Boson W^-	1983	80,385	-1	1	$3 \cdot 10^{-25}$
Boson Z^0	1983	91,1876	0	1	$3 \cdot 10^{-25}$
8 gluons (g)	1979	0^1	0	1	stable
Bosons scalaires					
Higgs (H)	2012	125,9	0	0	indéterminé

TABLE 1.3 – Caractéristiques des bosons du Modèle Standard [23].

pour la gravité), les seuls avec lesquels nous sommes capables d'écrire une théorie quantique des champs cohérente. Leur dynamique est déterminée par une action S décrite à partir d'un lagrangien à quatre dimensions :

$$S(\Phi) = \int d^4 \times \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \quad (1.1)$$

1.1.2.1 Le Lagrangien du Modèle Standard

Le lagrangien va nous permettre de décrire comment les particules évoluent et interagissent. Il peut être écrit comme une somme de monômes dépendants des champs et de leurs dérivées. Il se décompose en deux termes principaux :

- un lagrangien libre \mathcal{L}_{libre} , contenant des termes linéaires et bilinéaires des champs, qui décrit la libre propagation des champs et définit leur dimension en énergie.
- un lagrangien d'interaction \mathcal{L}_{int} , où l'on trouve des termes avec au moins trois champs, qui tient compte des interactions entre les champs.

La force d'une interaction est caractérisée par sa constante de couplage α . En régime perturbatif, l'amplitude des processus physiques peut s'exprimer comme une expansion de \mathcal{L}_{int} avec des termes d'ordre croissant en α qui sont représentés par un ensemble de diagrammes de Feynman. Si α est suffisamment petite, on peut ne garder que les diagrammes les plus simples et négliger les autres. Afin d'augmenter la précision, il faut ajouter au calcul des diagrammes plus compliqués. Finalement, le lagrangien peut s'écrire comme une somme de monômes ($c_k \mathcal{O}_k(x)$), dépendant des champs et de leurs dérivées en un point d'espace particulier :

$$\mathcal{L} = \sum_k c_k \mathcal{O}_k(x) = \mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{int} \quad (1.2)$$

Néanmoins, le calcul de diagramme d'ordre supérieur peut générer des divergences. Pour pallier ce problème, un ensemble de techniques connu sous le nom de renormalisation a été mis en place. Ainsi, pour chaque divergence on ajoute un contre terme dans le lagrangien initial. La dimension des coefficients c_k dans l'équation 1.2 détermine les propriétés de l'interaction correspondante. Si l'on pose $c = 1/\Lambda^D$, où Λ est une échelle d'énergie, on s'aperçoit que les

termes de dimension négative (avec $D > 0$) sont non renormalisables. Ils le sont seulement à basse énergie, où leur rôle est supprimé par un facteur $(E/\Lambda)^D$, mais deviennent importants à haute énergie et rendent la théorie non perturbative. Il est donc impératif d'écrire le lagrangien à l'aide d'interactions renormalisables.

Pour écrire le lagrangien d'une théorie, nous devons également choisir les symétries qui le laissent invariant. Les symétries globales, qui ne dépendent pas du point d'espace, contraignent les interactions possibles. Les symétries locales quant à elles conduisent à de nouvelles interactions avec les champs de jauge. Les observations expérimentales ont permis de contraindre le choix du groupe de symétrie du Modèle Standard au groupe suivant :

$$U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C \quad (1.3)$$

$U(1)_Y \times SU(2)_L$ décrit l'interaction électrofaible. Des combinaisons linéaires de ses générateurs permettent de créer les photons ainsi que les bosons W^\pm et Z . Les champs associés aux particules peuvent être écrits en une somme de composantes droites (Φ_R) et gauches (Φ_L). L'interaction électrofaible est connue pour violer la parité et n'agit que sur les champs gauches, d'où la présence du L dans $SU(2)_L$. Le Y correspond quant à lui à l'hypercharge faible¹, un nombre quantique conservé, reliant la charge électrique et la troisième composante de l'isospin faible.

Nous allons maintenant faire une description plus détaillée du lagrangien du Modèle Standard, en ne considérant qu'une seule famille afin de simplifier les équations.

$$q_L \equiv \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, \ell_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, e_R, (\nu_R) \quad (1.4)$$

avec $\Phi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Phi$ et $\Phi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Phi$

On peut décomposer le lagrangien en quatre parties :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{Cinématique fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Bosons de jauge}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \quad (1.5)$$

Cinématique des fermions

Ce secteur est connu sous le nom de lagrangien de Dirac. Il traduit la libre propagation des fermions, mais aussi leurs interactions avec les bosons de jauge. Il s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Cinématique fermions}} &= i\bar{\ell}_L \gamma^\mu D_\mu \ell_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu D'_\mu e_R + i\bar{\nu}_R \gamma^\mu \partial_\mu \nu_R \\ &+ i\bar{q}_L \gamma^\mu D_\mu q_L + i\bar{d}_R \gamma^\mu D''_\mu d_R + i\bar{u}_R \gamma^\mu \partial_\mu u_R \end{aligned} \quad (1.6)$$

1. L'hypercharge faible (Y_W) est le générateur de la composante $U(1)$ du groupe de jauge électrofaible $U(1) \times SU(2)$. Le groupe $SU(3)_C$ est pour sa part celui de l'interaction forte (C pour couleur), ses huit bosons de jauge correspondant aux gluons. Elle satisfait l'équation suivant : $Q = T_3 + \frac{Y_W}{2}$, où Q est la charge électrique et T_3 la troisième composante de l'isospin faible.

où les dérivées covariantes s'expriment de cette manière :

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig'Y(\ell_L/q_L)B_\mu && \text{pour } \ell_L / q_L \\ D'_\mu &= \partial_\mu + ig'Y(e_R)B_\mu && \text{pour } e_R \\ D''_\mu &= \partial_\mu + ig_s T_s^a G_\mu^a + ig'Y(d_R)B_\mu && \text{pour } d_R \end{aligned} \quad (1.7)$$

où g' correspond au couplage de $U(1)$ et B_μ au boson de jauge associé. $T^a = \sigma^a/2$, avec σ^a matrices de Pauli, et $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ sont respectivement les trois générateurs et bosons de jauge de $SU(2)$, avec g son couplage. g_s est le couplage fort, T_s^a les générateurs de $SU(3)$ et G_μ^a les champs correspondant aux gluons. $Y(f)$ est l'hypercharge du fermion f .

Les champs W_μ^a et B_μ ne sont pas physiques, mais leurs combinaisons permettent de former les bosons de jauge :

$$\begin{aligned} W^\pm &= (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) / \sqrt{2} \\ Z_\mu &= \cos(\theta_W) W_\mu^3 - \sin(\theta_W) B_\mu \\ A_\mu &= \cos(\theta_W) B_\mu + \sin(\theta_W) W_\mu^3 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Bosons de jauge

Le terme cinématique des bosons de jauge, où terme de Yang Mills, s'exprime de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Bosons de jauge}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{fix. jauge}} + \mathcal{L}_{\text{FP ghosts}} \quad (1.9)$$

avec

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \end{aligned} \quad (1.10)$$

$B_{\mu\nu}$ est le tenseur de Yang Mills, $F_{\mu\nu}^a$ ($a = 1,2,3$) le tenseur de l'interaction faible, associé aux bosons de jauge de $SU(2)$, et $F_{\mu\nu}^A$ ($A = 1, \dots, 8$) le tenseur de l'interaction forte. Afin de pouvoir faire un calcul perturbatif, des termes additionnels de fixation de jauge et des fantômes de Faddeev–Popov¹ doivent être ajoutés.

Terme de Yukawa

Ce terme dans le lagrangien permet de donner une masse aux quarks et aux leptons chargés. Nous verrons dans la section 1.2.2 comment cette dernière peut être générée par le biais d'une interaction de Yukawa.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -Y_e \bar{\ell}_L^i \phi_i e_R - Y_d \bar{q}_L^i \phi_i d_R - Y_u \epsilon_{ij} \bar{q}_L^i \phi^{*j} u_R + \text{h.c.} \dots \quad (1.11)$$

ϕ est un doublet de $SU(2)$ composé de deux champs scalaires complexes (voir section 1.2.2.1) et les Y_f sont les constantes de couplage de Yukawa.

1. Les fantômes de Faddeev–Popov sont des champs additionnels, introduits en théorie quantique des champs afin de maintenir la cohérence de la formulation de l'intégrale de chemin. Chaque champ de jauge possède un champ "ghost" avec une masse identique.

Terme de Higgs

Le lagrangien de Higgs contient un potentiel qui brise spontanément la symétrie de l'interaction électrofaible en générant des masses pour les bosons de jauge W^\pm et Z . Une description plus détaillée de ce mécanisme sera faite dans la partie 1.2.2.

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |D_\mu \phi|^2 - \mu^2 (\phi^\dagger \phi) - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.12)$$

où μ^2 et λ sont deux paramètres libres, réels et constants.

1.2 Le boson de Higgs du Modèle Standard

1.2.1 Questions ouvertes de la théorie électrofaible

Bien que très séduisante, la théorie électrofaible possède plusieurs lacunes. La première vient du fait que l'invariance de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ interdit d'avoir des bosons de jauge massifs. En QED par exemple, l'invariance du lagrangien sous la transformation $\phi' \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi$ joue un rôle très important. Cette invariance est respectée en remplaçant la dérivée partielle par une dérivée covariante, $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, où A_μ est un champ qui se transforme de cette manière : $A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$. Le lagrangien de QED d'une particule libre devient alors :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{int.}} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

Cette invariance permet d'expliquer l'apparition du photon et son interaction avec les autres champs. Néanmoins, il n'est pas possible d'ajouter un terme de masse pour le photon $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ car il briserait l'invariance de jauge. Nous savons que le photon est sans masse, mais un raisonnement similaire peut s'appliquer aux bosons W^\pm et Z de l'interaction électrofaible, qui eux sont massifs.

Un autre problème de la théorie est que l'invariance de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ interdit d'avoir des fermions massifs. Pour satisfaire l'invariance de jauge du modèle électrofaible, il faut introduire une dérivée covariante, un courant faible, mais aussi des transformations différentes pour les singulets et doublets d'isospin. Les termes de masse dans le lagrangien, de la forme $-m_f \bar{\Phi}\Phi$, ne sont pas permis car ils ne sont pas des invariants de jauge. Effectivement, Φ peut se décomposer en chiralité gauche et droite, Φ_L (membre d'un doublet d'isospin) et Φ_R (singulet d'isospin). Les termes de masse deviennent alors : $-m_f [\bar{\Phi}_R \Phi_L + \bar{\Phi}_L \Phi_R]$. Les comportements différents de Φ_L et Φ_R sous une rotation rendent ces termes non invariants de jauge.

Le troisième problème du modèle électrofaible concerne la violation de l'unitarité. En effet, plusieurs sections efficaces, comme celle de la diffusion WW ($\sigma(WW \rightarrow ZZ)$), violent l'unitarité à haute énergie car elles sont proportionnelles à E^2 . Cette dépendance rend la théorie non renormalisable.

Afin de combler ces lacunes et de conserver une théorie renormalisable, il est possible d'introduire un champ avec un potentiel spécifique qui conserve l'invariance du lagrangien

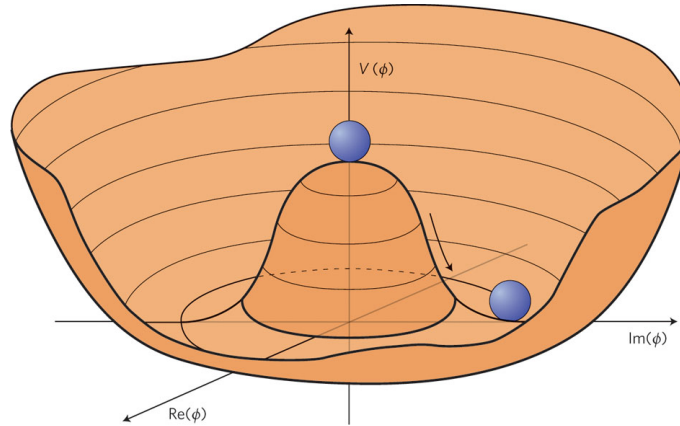


FIGURE 1.4 – Potentiel $V(\phi)$, avec $\mu^2 < 0$. Il conduit à une brisure spontanée de la symétrie

sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cependant, l'état d'énergie minimum, ou état du vide, ne sera pas invariant sous cette symétrie. Ce mécanisme est connu sous le nom de brisure spontanée de symétrie, ou mécanisme de Higgs [1] [2] [24].

1.2.2 Brisure spontanée de la symétrie de l'interaction électrofaible

1.2.2.1 Mécanisme de Higgs

Pour briser la symétrie de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, nous introduisons un doublet d'isospin ϕ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Il correspond à un doublet gauche, avec un isospin faible de $1/2$. Les charges électriques de ces deux composantes sont choisies pour avoir une hypercharge $Y=+1$.

Nous allons également construire un potentiel $V(\phi)$ qui va nous permettre de briser spontanément la symétrie :

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.15)$$

Nous obtenons ainsi le terme de Higgs du lagrangien décrit précédemment :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.16)$$

où la dérivé covariante est donnée par l'équation 1.6.

Nous allons considérer le cas $\mu^2 < 0$. La forme du potentiel est donnée par la figure 1.4. Dans cette situation, nous avons une infinité d'états d'énergie minimum identique. Pour voir quelles particules sont présentes dans le modèle, nous pouvons étudier le lagrangien sous de petites oscillations autour du minimum, obtenu pour $\phi^\dagger\phi = -\frac{1}{2}\mu^2/\lambda = v^2$. Afin de briser la symétrie, nous allons choisir cet état du vide avec $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ et $\phi_3 = v$. En appliquant une transformation de jauge ($\phi(x) \rightarrow e^{-i\vec{\sigma}\vec{\alpha}(x)}\phi(x)$) et prenant le choix de jauge unitaire, nous

pouvons écrire l'état d'énergie minimum de la manière suivante :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

où h est un champ réel.

Afin de regarder si les symétries associées aux bosons de jauge sont brisées, nous pouvons appliquer des rotations infinitésimales à cet état du vide et voir s'il est invariant : $e^{i\alpha Z}\phi_0 = \phi_0 \rightarrow (1 + i\alpha Z)\phi_0 = \phi_0 \rightarrow Z\phi_0 = 0$. En prenant comme opérateurs Z les générateurs des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, on obtiens $Z\phi_0 \neq 0$. Pour chaque générateur brisé, un boson de Goldstone (équivalent à un degré de liberté) va disparaître et être "utilisé" pour donner une masse aux bosons de jauge. Cela implique que les quatre bosons de jauge, W_1 , W_2 , W_3 et B , acquièrent une masse grâce à ce processus. Néanmoins, le photon est sans masse car la symétrie $U(1)_{EM}$ laisse l'état du vide invariant (choix charge électrique du vide nulle et $Y = +1$). Il va donc subsister un degré de liberté qui va donner naissance à une particule scalaire massive : le boson de Higgs.

1.2.2.2 Masses des particules

Masse des bosons :

Afin d'obtenir la masse des bosons de jauge nous devons développer la partie cinématique du lagrangien de Higgs. Après simplification et en ne tenant pas compte des termes d'interactions entre les bosons de jauge et le boson de Higgs ($\propto vh$ et $\propto h^2$), nous arrivons à la forme suivante :

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} v^2 [g^2 (W_1^2 + W_2^2) - (-gW_3 + g'Y_{\phi_0} B_\mu)^2] \quad (1.18)$$

En réexprimant cette dernière équation en termes de bosons de jauge physiques, nous obtenons l'équation 1.20 :

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} v^2 [g^2 (W^+)^2 + g^2 (W^-)^2 + (g^2 + g'^2) Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2] \quad (1.19)$$

La forme générale d'un terme de masse pour un boson de jauge est $\frac{1}{2} M_V^2 V_\mu^2$. A partir de l'équation 1.20, il vient alors naturellement :

$$\begin{aligned} M_{W^+} &= M_{W^-} = \frac{1}{2} v g \\ M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{(g^2 + g'^2)} \\ M_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.20)$$

Comme g et g' sont des paramètres libres, le Modèle Standard ne fait pas de prédiction absolue sur les masses M_W et M_Z . Cependant, comme le photon se couple aux particules chargées

électriquement, nous pouvons relier e , g et g' :

$$e = g \sin(\theta_W) = g' \cos(\theta_W) \quad (1.21)$$

et nous obtenons alors une prédiction sur le rapport des masses M_W et M_Z (confirmée par l'expérience) :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \frac{g}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} = \cos(\theta_W) \quad (1.22)$$

En regardant maintenant la partie potentielle du lagrangien de Higgs, nous voyons que la masse du boson scalaire est donnée par :

$$M_h = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (1.23)$$

Nous avons accès à v par le biais des désintégration faibles des muons ($v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV, avec G_F la constante de Fermi), mais λ reste un paramètre libre. La masse du boson de Higgs n'est ainsi pas prédite par le Modèle Standard.

Masse des fermions :

Nous ne pouvons pas avoir un terme de masse explicite pour les quarks et les leptons puisque les termes de masse mélangent les fermions gauches et droits, qui sont associés à des multiplets de $SU(2)$ différents. Néanmoins, en introduisant le doublet de Higgs, nous pouvons construire un terme invariant de jauge qui s'identifie à une masse lorsque le boson de Higgs choisit une valeur d'énergie minimum. Cette interaction est appelée interaction de Yukawa et correspond à l'équation 1.11.

Si nous considérons les leptons de la première famille, il vient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= \frac{Y_e}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \ \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.} \dots \\ &- \frac{Y_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) = \frac{Y_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e \end{aligned} \quad (1.24)$$

Nous voyons ainsi que l'électron acquière une masse proportionnelle à v :

$$m_e = \frac{Y_e}{\sqrt{2}} v = \sqrt{2} \frac{Y_e M_W}{g} \quad (1.25)$$

De la même manière, nous pouvons obtenir une masse pour le quark down :

$$m_d = \frac{Y_d}{\sqrt{2}} v = \sqrt{2} \frac{Y_d M_W}{g} \quad (1.26)$$

La masse du quark up s'obtient avec l'ajout d'un terme légèrement différent :

$$- Y_u \epsilon_{ij} \bar{q}_L^i \phi^{*j} u_R + \text{h.c.} \dots \quad (i, j = 1, 2) \quad (1.27)$$

où ϵ_{ij} est un tenseur antisymétrique à deux dimensions. Nous obtenons ainsi la masse du

quark up :

$$m_u = \frac{Y_u}{\sqrt{2}} v = \sqrt{2} \frac{Y_u M_W}{g} \quad (1.28)$$

Nous pourrions aussi inclure un terme de masse pour les neutrinos dans le lagrangien de Yukawa :

$$-Y_\nu \epsilon_{ij} \bar{l}_L^i \Phi^{*j} \nu_R + \text{h.c.} \dots \quad (1.29)$$

Cependant, les facteurs de Yukawa étant des paramètres libres du Modèle Standard, la masse des neutrinos ne provient pas nécessairement de ce type d'interaction. Le mécanisme "See-Saw" [23] par exemple, permet de comprendre pourquoi les masses observées des neutrinos sont si faibles comparées à celles des quarks et des leptons chargés. Pour ce faire, il postule l'existence de deux neutrinos droits additionnels ne participant pas aux interactions électro-faibles, et d'une très grande échelle de masse (identifiable avec l'échelle de grande unification).

1.2.3 Canaux de désintégration du boson de Higgs

Le couplage du boson de Higgs Standard avec les fermions est directement proportionnel aux masses fermioniques et son couplage avec les bosons vecteurs va comme le carré des masses des bosons. Des termes d'autocouplage étant présents dans le potentiel, des vertex d'interaction à trois ou quatre bosons de Higgs sont possibles. Les équations 1.30 donnent les constantes de couplage associées à ces différents processus :

$$\begin{aligned} g_{Hf\bar{f}} &= \frac{m_f}{v}, & g_{HVV} &= \frac{2m_V^2}{v}, & g_{HHVV} &= \frac{2m_V^2}{v^2}, \\ g_{HHH} &= \frac{3m_H^2}{v}, & g_{HHHH} &= \frac{3m_H^2}{v^2} \end{aligned} \quad (1.30)$$

où $V = W^\pm, Z$. Grâce à ces couplages, les rapports d'embranchement (taux de désintégration) des différents canaux de désintégration peuvent être obtenus en fonction de la masse du boson de Higgs. C'est ce qui est représenté sur la figure 1.5. Les mécanismes dominants impliquent les bosons W^\pm, Z ainsi que la troisième génération de quarks et leptons. Pour des masses du boson de Higgs inférieures à deux fois la masse du W ou du Z , les autres familles (plus légères) possèdent des rapports d'embranchement significatifs. Sur ce graphique, nous voyons qu'il est aussi possible d'avoir deux gluons ou photons dans l'état final. Bien qu'étant sans masse, ces bosons couplent au boson de Higgs par le biais de boucles $t\bar{t}$ ou W^+W^- . Il est également possible pour le boson de Higgs de se désintégrer en un boson Z et un photon, grâce là aussi aux boucles de particules massives. Cependant, l'existence de ces boucles fait que les processus associés sont fortement supprimés par rapport aux autres. Ainsi, pour une masse du boson de Higgs autour de 125 GeV, le rapport d'embranchement de $H \rightarrow \gamma\gamma$ n'est plus que de un pour mille. Voyons maintenant plus en détail qu'elles sont les particularités de ces différents canaux de désintégration.

Désintégration en deux fermions :

Ces processus donnent des informations directes sur le couplage entre le boson de Higgs

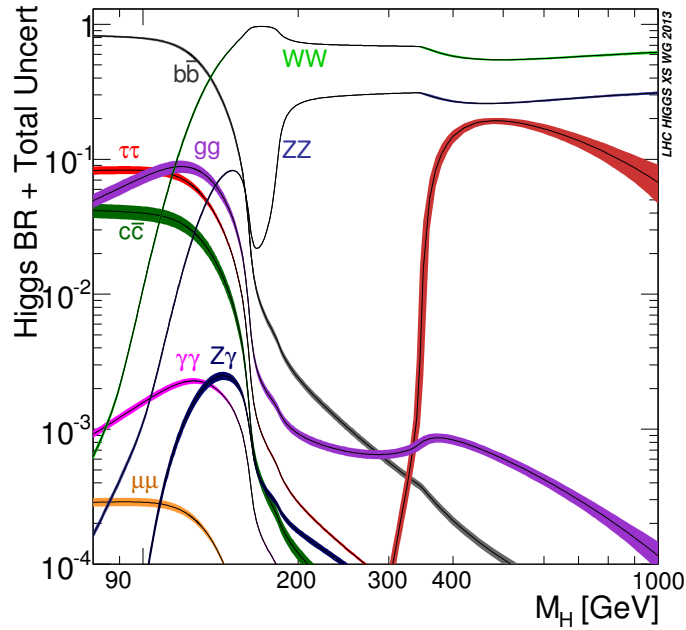


FIGURE 1.5 – Rapports d’embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs Standard en fonction de sa masse [25].

et les fermions. En effet, comme l’illustre la figure 1.6, le boson de Higgs donne une paire fermion/antifermion sans passer par des boucles de particules virtuelles. En collisionneur hadronique, un nombre très important de jets (gerbes hadroniques) est créé par des processus de QCD. Il est ainsi extrêmement difficile d’étudier la désintégration du boson de Higgs en quarks, c’est pourquoi les groupes de recherche privilégient le plus souvent des états finaux leptoniques. Toutefois, plusieurs canaux hadroniques restent intéressants en raison notamment de leur fort rapport d’embranchement. A basses masses (< 150 GeV), c’est le cas des événements $H \rightarrow b\bar{b}$ qui représentent 60% des désintégrations pour une masse de 125 GeV. Ils peuvent être identifiés grâce au temps de vie relativement long des b , produisant ainsi des vertex déplacés, mais aussi et surtout à l’aide des leptons additionnels produits par le mécanisme de production VH (voir section 1.2.4). Citons également le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, qui bien que très difficile à étudier en raison du fort bruit de fond (principalement $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$), permet de sonder le couplage leptonique. Les autres canaux, en raison de leur trop faible rapport d’embranchement ne seront réellement exploitables qu’avec un collisionneur e^+e^- .

Désintégration en deux bosons massifs :

Comme les fermions, ces bosons massifs couplent directement au boson de Higgs (figure 1.6). Un des intérêts majeurs de ces canaux vient de leur très grande plage de masses analysable : $\sim [100,1000]$ GeV. Au delà de 150 GeV, ce sont les seuls canaux exploitables au LHC avec le canal $t\bar{t}$, leurs rapports d’embranchement devenant ultra-majoritaires.

Même si son rapport d’embranchement n’est pas le plus élevé ($\sim 30\%$ après 200 GeV), le canal $H \rightarrow ZZ$ est idéal pour la recherche au LHC. En effet, Nous pouvons avoir quatre

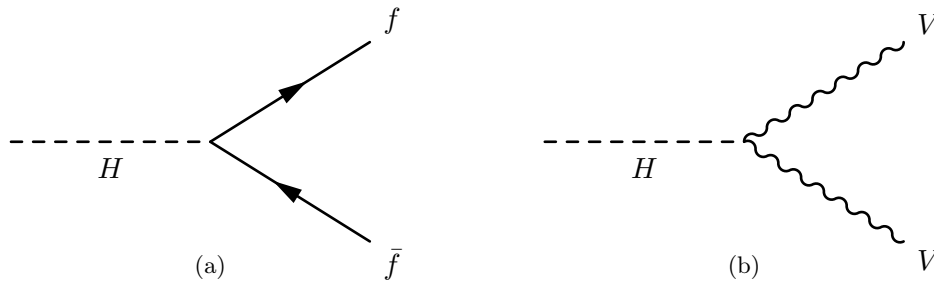


FIGURE 1.6 – Diagrammes de Feynman des désintégrations $H \rightarrow f\bar{f}$ (a) et $H \rightarrow VV$ (b), ou $V = W, Z$.

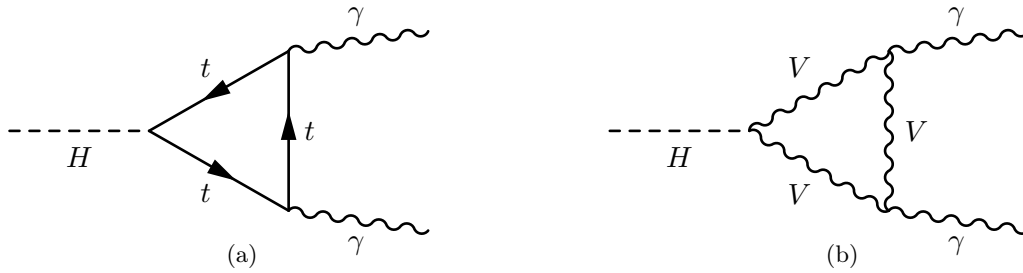


FIGURE 1.7 – Diagrammes de Feynman de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ par le biais d'une boucle de quarks top (a) et d'une boucle de bosons vecteurs (b).

leptons chargés dans l'état final (BR $\sim 3\%$ à 125 GeV), ce qui est un signal très clair en milieu hadronique avec peu de bruit de fond ($ZZ, Z\gamma^*$). Il est alors possible de reconstruire un résonance étroite dans le spectre de masse invariante à quatre leptons. D'autres canaux avec deux deux leptons chargés et deux quarks ou de l'énergie transverse manquante font aussi l'objet d'étude, mais ont une sensibilité moindre.

Le canal $H \rightarrow W^+W^-$ jouit d'un très fort rapport d'embranchement ($\sim 70\%$ après 200 GeV). L'état final le plus intéressant est bien évidemment celui où nous trouvons deux leptons chargés. Cependant, l'énergie transverse manquante induite par les neutrinos empêche de reconstruire précisément une masse invariante et donc de voir l'apparition d'un pic. De plus, ce canal est accompagné d'un fort bruit de fond, dont l'essentiel provient des désintégrations WW .

Canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$:

Le boson de Higgs peut se désintégrer en deux photons via un boucle de bosons vecteur (figure 1.7b) ou de quarks top (figure 1.7a). Avec le canal en quatre leptons, $H \rightarrow \gamma\gamma$ est un des canaux les plus sensibles pour les faibles masses ($m_H < 120$ GeV). Bien que son rapport d'embranchement soit très faible, son intérêt vient de son état final très clair avec deux photons isolés de haute énergie. Cette désintégration possède néanmoins un bruit de fond relativement important : $\gamma\gamma$ prompts de QCD, mauvaise identification d'un ou plusieurs méson neutre et comme nous le verrons par la suite des électrons de Drell Yan mal-identifiés autour de 90 GeV. De plus, comme nous le voyons sur la figure 1.8, le boson de Higgs possède une largeur de désintégration très faible pour cette plage de masses (~ 5 MeV à 125 GeV).

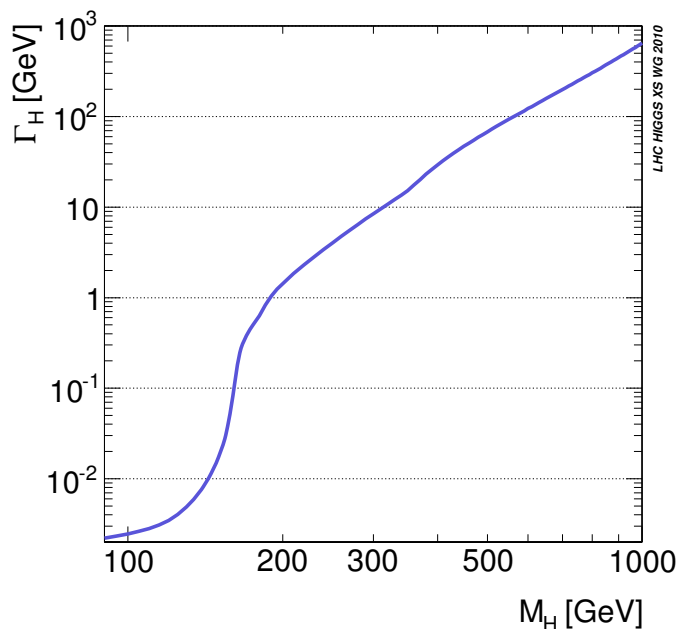


FIGURE 1.8 – Évolution de la largeur intrinsèque du boson de Higgs (Γ_H) en fonction de sa masse [25].

Afin d'arriver à observer un pic dans la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$, il est primordial d'avoir d'avoir la meilleure résolution en énergie possible. Le calorimètre électromagnétique de CMS a ainsi été spécialement conçu pour que ce canal soit exploitable. Son suivi et sa calibration, avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ notamment, jouent un rôle essentiel pour l'étude des photons de $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Canal de désintégration $H \rightarrow Z\gamma$:

Ce processus est très proche de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$, puisque seul un des deux photons de l'état final est remplacé par un boson Z. Toutefois, la probabilité pour une boucle de W ou de quarks top d'émettre un Z est moins élevée. Le rapport d'embranchement est ainsi très faible ($\sim 10^{-3}$ à 125 GeV) et le devient encore plus si nous ne considérons que le canal où le Z se désintègre en deux leptons. Même si des études sur les données à 8 TeV sont en cours (avec une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$, voir section 2.1.1.2), une sensibilité importante ne pourra être obtenue qu'avec une grande luminosité et une énergie dans le centre de masse plus élevée.

1.2.4 Production du boson de Higgs au LHC

Contrairement aux processus de désintégration du boson Higgs, ses modes de production dépendent à la fois du type de particules entrant en collision et de leur énergie. Au LHC, on trouve quatre canaux principaux : la fusion de gluons, la fusion de bosons vecteurs, le Higgsstrahlung ou production associée et le canal $t\bar{t}H$ (voir figures ?? et ??). En regardant la figure 1.9, qui représente les sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction

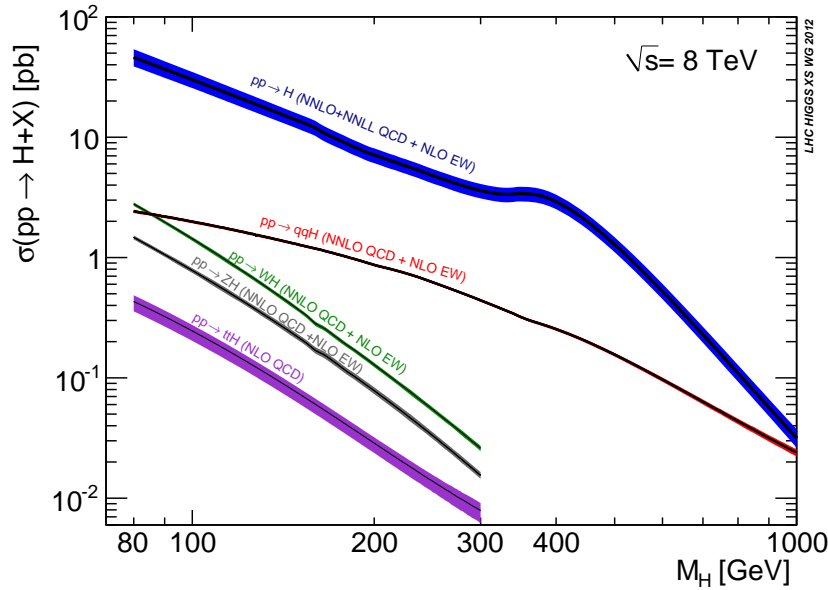


FIGURE 1.9 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC, pour une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, en fonction de la masse du boson de Higgs [25].

de sa masse pour une énergie de 8 TeV dans le centre de masse, on s’aperçoit que le processus dominant est la fusion de gluons. A 125 GeV par exemple, la section efficace de production totale est d’environ 22 pb et est composée à plus de 87 % par la fusion de gluons.

L’analyse de la figure 1.10 permet de comprendre d’où vient la prédominance de ce mécanisme au LHC. Sur ce graphique est représenté le rapport des luminosités partoniques pour différentes énergies dans le centre de masse, en fonction de la masse du boson de Higgs. Ce que nous voyons immédiatement c’est que plus l’énergie est élevée, plus la contribution des gluons à l’intérieur des protons devient importante par rapport à celle des quarks.

Si nous revenons maintenant sur la figure 1.9, nous remarquons que les sections efficaces de production du boson de Higgs décroissent avec la masse de ce dernier. En combinant cette information avec celle de la figure 1.8 où nous observons une augmentation très rapide de la largeur du boson de Higgs avec sa masse, nous comprenons qu’un boson Higgs très massif serait très difficile à mettre en évidence (en plus d’une section efficace très faible, un pic dans les distributions $M_{\gamma\gamma}$ et M_{4l} correspondant au boson de Higgs serait très difficile à observer). Un autre point important vient de l’énergie dans le centre de masse qui permet d’augmenter grandement la section efficace de production du boson de Higgs. Ainsi, la figure 1.11 nous montre que pour un boson de Higgs à 125 GeV, pour une luminosité identique, avoir une énergie dans le centre de masse de 14 TeV permet de produire environ dix fois plus de bosons de Higgs qu’à une énergie de 7 TeV.

Bien que les modes de productions puissent être étudiés séparément, l’extraction des couplages du boson de Higgs avec les différentes particules est particulièrement délicat (convolutions de plusieurs mécanismes). Dans certains de ces processus, des particules sont produites en association avec le boson de Higgs et rendent sa détection plus aisée.

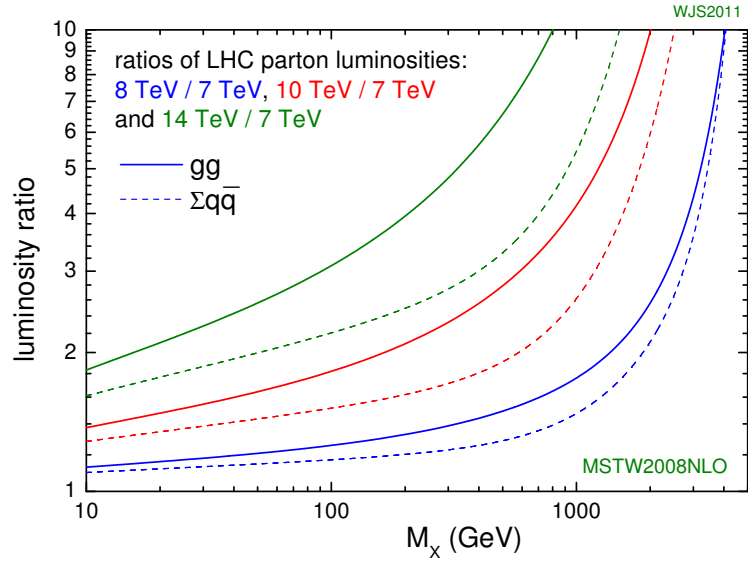


FIGURE 1.10 – Rapports des luminosités partoniques à différentes énergies dans le centre de masse au LHC, en fonction de la masse M_X (celle du boson de Higgs par exemple) [26].

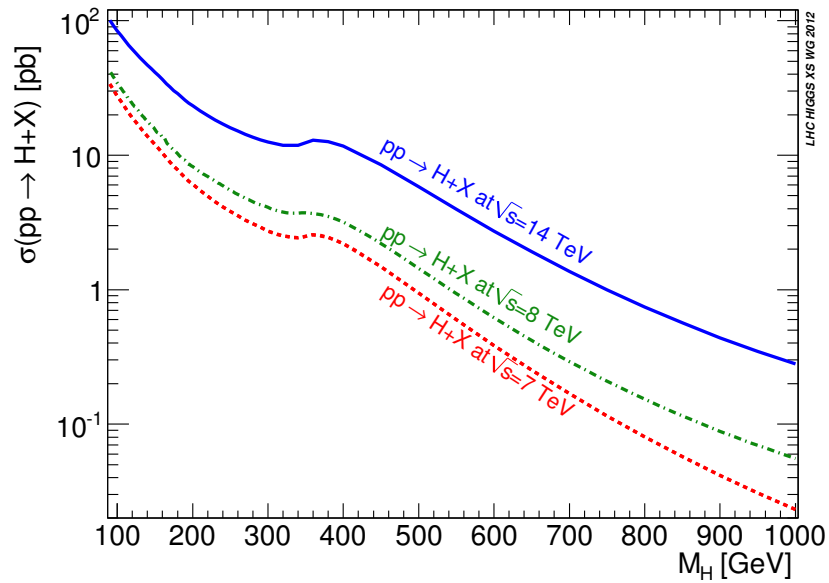


FIGURE 1.11 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse, pour des énergies de 7, 8 et 14 TeV dans le centre de masse [25].

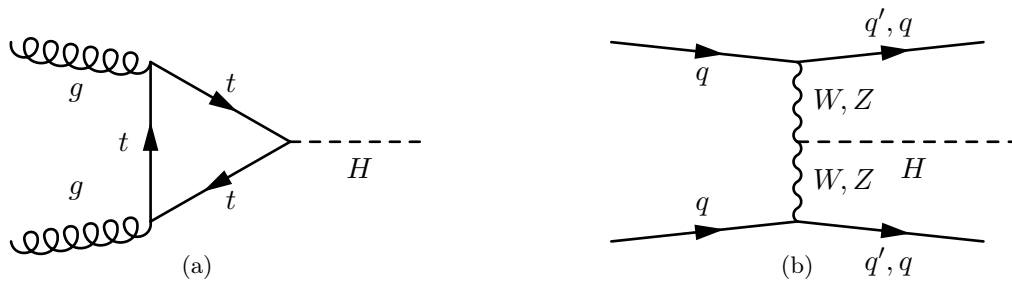


FIGURE 1.12 – Diagrammes de Feynman de la production du boson de Higgs par fusion de gluons (a) et par fusion de bosons vecteurs (b).

La fusion de gluons produit un boson de Higgs par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top (figure 1.12a). Nous obtenons donc des informations sur le couplage avec le top, dont la masse très élevée par rapport à celle des autres quarks est une énigme. De plus, il se pourrait que d'autres particules massives, non encore découvertes, interviennent dans ces boucles. Une mesure fine de la section efficace de ce processus donne ainsi des indications sur la possibilité d'une nouvelle physique.

La fusion de bosons vecteurs (VBF) est un mode de production particulièrement intéressant puisque comme nous le voyons à l'aide du diagramme de droite de la figure 1.12, le boson de Higgs est produit conjointement avec deux quarks. Dans l'état final, nous aurons donc en plus des produits de désintégration du boson de Higgs, deux jets produits vers l'avant (avec un petit angle par rapport à l'axe des faisceaux). Ainsi, bien que sa section efficace soit dix fois plus faible que la fusion de gluons, les événements avec ce mode de production ont un bruit de fond très réduit.

Le Higgsstrahlung possède une section efficace du même ordre que le canal VBF, mais cette fois le boson de Higgs est émis par un boson W ou Z, à la manière d'un photon de bremsstrahlung (figure ??). Outre la mesure directe du couplage avec les bosons de l'interaction faible, la désintégration des W et Z en leptons donne un état final qu'il est facile d'identifier. Néanmoins, ce canal leptonique possède une section efficace trop faible pour espérer seul mettre en évidence un boson de Higgs avec les données actuelles.

Le canal $t\bar{t} \rightarrow H$, représenté sur le diagramme de droite de la figure 1.13, s'apparente au canal VBF. Un couple top antitop s'annihile pour donner un boson Higgs pendant que deux autres quarks top sont produits vers l'avant. Par conséquent, une recherche d'un boson de Higgs produit en association avec six jets (ou quatre jets + $l\nu$) est possible, mais sa sensibilité est trop réduite (avec la statistique actuelle) compte tenue de sa très faible section efficace à 8 TeV ($\sigma_{t\bar{t}H} \approx 0,1$ pb pour $M_H = 125$ GeV).

1.3 Découverte d'un boson compatible avec le Modèle Standard

Le 4 juillet 2012 les collaborations ATLAS et CMS ont conjointement annoncé la découverte d'un boson se désintégrant en deux photons ainsi qu'en deux bosons Z et ayant une masse

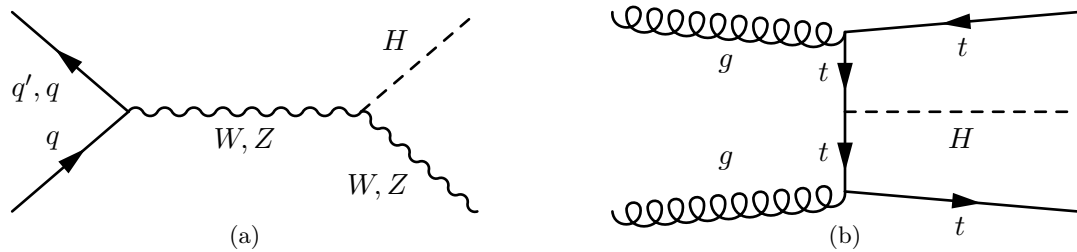


FIGURE 1.13 – Diagrammes de Feynman de la production du boson de Higgs par higgsstrahlung (a) et par fusion de quarks top (b).

proche de 126 GeV. Comme nous allons le voir, depuis cette date, l'accroissement de la luminosité intégrée utilisable et l'amélioration des différentes analyses ont permis de contraindre la masse, le spin et les canaux de désintégration de cette nouvelle particule. Cette découverte n'est pas le seul fruit d'analyses perfectionnées mais aussi de plusieurs contraintes théoriques ayant permis de restreindre le champ des paramètres.

1.3.1 Contraintes théoriques

Bien que la masse du boson de Higgs ne soit pas prédite par le Modèle Standard, il existe des limites supérieures et inférieures sur sa masse si nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas de nouvelle physique entre l'échelle électrofaible et une échelle d'énergie plus élevée appelée Λ .

Unitarité :

Comme nous l'avons mentionné précédemment, sans champ scalaire l'amplitude des diffusions élastiques des bosons W, polarisés longitudinalement, divergent comme le carré de l'énergie dans le centre de masse. Calculés avec notre modèle perturbatif pour une énergie de 1,2 TeV, ces processus violent l'unitarité. Lorsque les diagrammes impliquant une particule scalaire sont introduits dans ces processus de diffusion, les divergences ne sont plus présentes et la théorie reste unitaire et renormalisable. Le fait de résoudre ces divergences contraint la plupart des propriétés du boson de Higgs. Ainsi, ce mécanisme de suppressions des divergences ne fonctionne que si le boson de Higgs n'est pas trop lourd. En requérant que notre théorie perturbative demeure valable jusqu'à Λ , une limite haute sur la masse du boson de Higgs peut être extraite. La non violation de l'unitarité et l'utilisation de tous les processus de diffusion des bosons vecteurs donne :

$$M_H < \sqrt{\frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F}} \sim 700 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.31)$$

où G_F est la constante de Fermi, avec $G_F/(\hbar c)^3 = 1,16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Trivialité et stabilité du vide :

La constante d'auto interaction λ permet de prédire des limites hautes et basses pour la masse du boson de Higgs en fonction d'une échelle d'énergie Λ . L'évolution de cette constante avec l'énergie, en ne considérant que les couplages à une boucle, est donnée par l'équation 1.32 [27] :

$$\frac{d\lambda}{dt} \equiv \beta_\lambda = \frac{3}{4\pi^2} \left[\lambda^2 + \frac{1}{2}\lambda Y_t^2 - \frac{1}{4}\lambda Y_t^4 + \mathcal{B}(g, g') \right] \quad (1.32)$$

où $t = \ln(Q^2)$ le transfert d'impulsion, Y_t le couplage de Yukawa Higgs-top et $\mathcal{B}(g, g')$ un terme de moindre importance incluant les contributions des bosons de jauge. Avec cette expression, nous pouvons évaluer la valeur de $\lambda(\Lambda)$ par rapport à une échelle de référence $\lambda(v)$. Pour obtenir des limites sur la masse du boson de Higgs, il est possible d'étudier ces fonctions β dans deux régimes spéciaux : $\lambda \gg g, g', Y_t$ ou $\lambda \ll g, g', Y_t$.

Trivialité : $\lambda \gg g, g', Y_t$

Pour de grandes valeurs de λ , nous pouvons négliger les effets provenant des bosons de jauge et du quark top. L'équation 1.32 devient alors :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2 \quad \Rightarrow \quad \lambda(\Lambda) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3\lambda(v)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \quad (1.33)$$

Pour une valeur de $\Lambda = v e^{(2\pi^2/3\lambda(v))}$, une singularité, connue sous le nom de pôle de Landau, apparaît et $\lambda(\Lambda)$ devient infini. Si l'on souhaite que le modèle Standard reste valide jusqu'à une échelle Λ , c'est à dire $\lambda(Q) < \infty$ pour tout $Q < \Lambda$, alors la masse du boson de Higgs est contrainte par une limite haute. En prenant $\lambda(\Lambda) = \infty$, il vient :

$$\lambda^{max}(v) = \frac{4\pi^2}{3\ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \quad \Rightarrow \quad M_H < \sqrt{\frac{8\pi^2 v^2}{3\ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)}} \quad (1.34)$$

Si nous prenons par exemple une valeur de $\Lambda = 10^{19}$ GeV, nous obtenons $M_H < 160$ GeV/ c^2 .

Stabilité du vide : $\lambda \ll g, g', Y_t$

Pour une petite valeur de λ , nous sommes en mesure de mettre une limite basse sur la masse du boson de Higgs en requérant que le minimum du potentiel de Higgs soit plus bas que celui d'une théorie non brisée (état du vide stable). Il vient pour β_λ :

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{16\pi^2} \left[-3Y_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \\ &= \frac{3}{16\pi^2 v^4} [2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4] < 0 \end{aligned} \quad (1.35)$$

Comme ce terme est < 0 , il doit exister une échelle Λ pour laquelle $\lambda(\Lambda)$ devient négatif. Pour une telle valeur, le potentiel n'a plus de minimum est la théorie n'est plus consistante. En demandant que λ reste positive jusqu'à une valeur d'énergie Λ , nous obtenons une contrainte

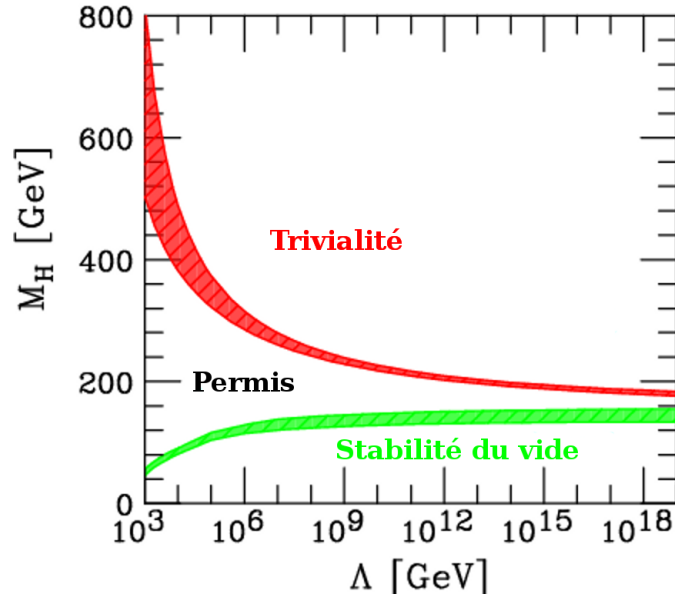


FIGURE 1.14 – Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs données en fonction d'une échelle d'énergie Λ [28].

basse sur la masse du boson de Higgs :

$$M_H^2 > \frac{3}{8\pi^2 v^4} [2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4] = -493 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right) \quad (1.36)$$

Les contraintes que nous venons d'exposer sont résumées par la figure 1.14.

1.3.2 Mesures indirectes :

Il est possible de réaliser un ajustement global des paramètres électrofaibles, où seule la masse du boson de Higgs est un paramètre libre. La figure 1.15, représentant le $\Delta\chi^2$ de cet ajustement global en fonction de la masse du boson de Higgs, indique que le boson de Higgs doit être léger. En effet, pour deux valeurs différentes de la masse du W, la valeur minimale du $\Delta\chi^2$ est obtenue pour une masse du boson de Higgs proche de 95 GeV. L'incertitude sur la masse du W est la contribution prépondérante dans cet ajustement. Ainsi, une possibilité d'estimer la masse du boson de Higgs peut se faire en calculant les corrections radiatives d'ordres supérieurs à la masse du W. Ces corrections font intervenir des diagrammes à boucles contenant notamment le boson de Higgs. En mesurant expérimentalement la masse du W, nous pouvons ainsi obtenir une prédiction sur la masse du boson de Higgs. Avec la découverte d'un boson de Higgs à 125 GeV, la masse du W a pu être fortement contrainte comme le montre la figure 1.16.

1.3.3 Résultats expérimentaux

Les contraintes théoriques et mesures de précision électrofaible que nous venons de décrire ont permis d'aiguiller les expériences dans leur recherche du boson de Higgs. Dans cette

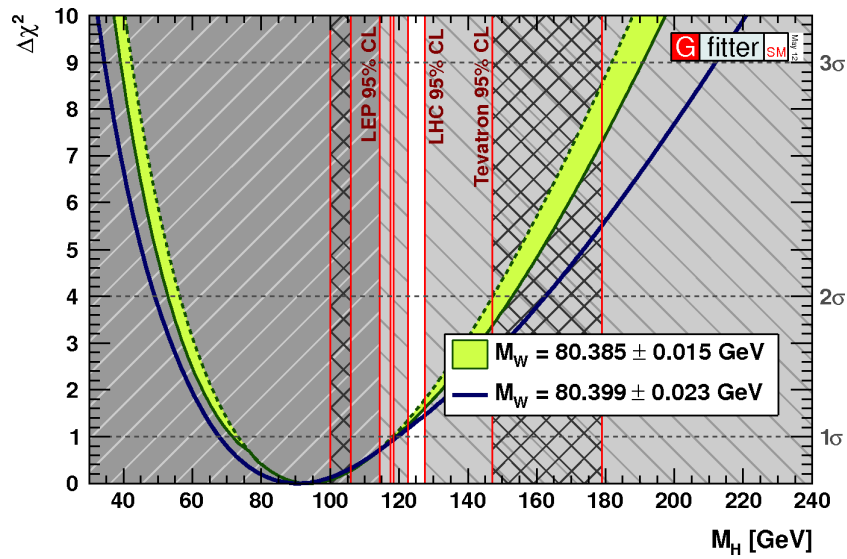


FIGURE 1.15 – Distribution du $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du boson de Higgs, issue d'un ajustement global des paramètres du Modèle Standard, où seule la masse du boson de Higgs est un paramètre libre [29].

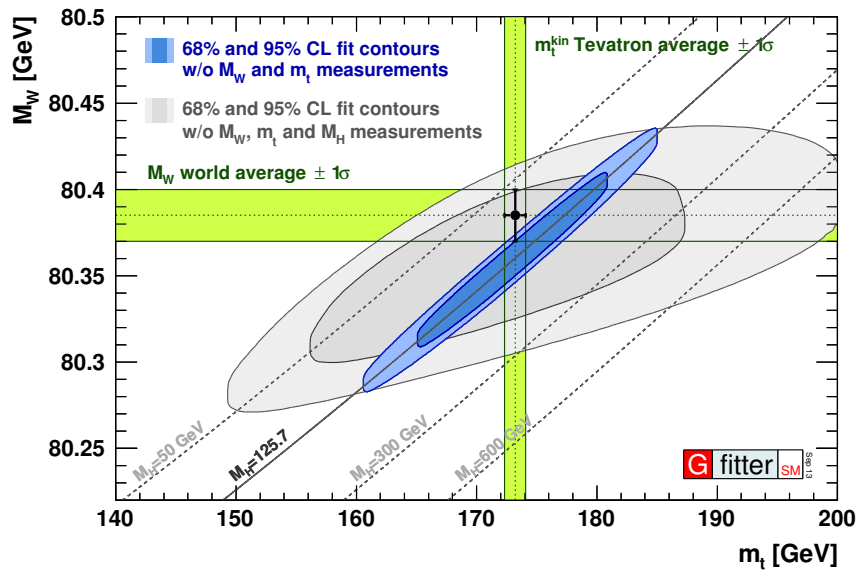


FIGURE 1.16 – Contours à 68 % et 95 % de niveau de confiance dans le plan M_W - m_{top} obtenus en incluant ou en excluant la valeur mesurée de la masse du boson de Higgs [29].

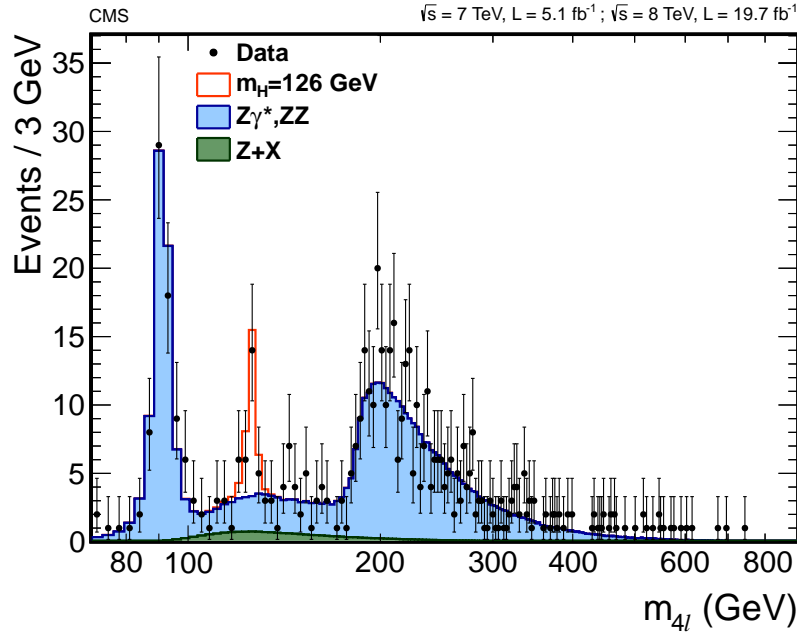


FIGURE 1.17 – Distribution de la masse invariante reconstruite quatre leptons, combinaison des canaux 4μ , $2e2\mu$ ou $4e$ [30].

section, nous allons décrire leurs résultats et ce qu'ils impliquent pour cette nouvelle particule. Nous en ferons une liste non exhaustive, en présentant les principales caractéristiques de ce nouveau boson et en privilégiant les résultats de la collaboration CMS. Les graphiques qui vont suivre correspondent aux résultats combinés des prises données à 7 TeV et 8 TeV, soit une luminosité intégrée de $5,1 + 19,6 \text{ fb}^{-1}$ pour CMS (une définition de la luminosité est donnée dans la partie 2.1.1.1).

Observation d'un excès dans des canaux multiples :

De part leur rapport d'embranchement élevé et/ou leur état final clair, les premières analyses de physique se sont focalisées sur cinq modes de désintégration du boson de Higgs : $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau\tau$, $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Le canal le plus sensible à 125 GeV ("Golden channel") est $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. Son état final comprenant quatre leptons chargés (4μ , $2e2\mu$ ou $4e$), limpide en collisionneur hadronique, permet de reconstruire la masse invariante M_{4l} et de dégager le pic du boson de Higgs. C'est ce que l'on peut observer sur la figure 1.17 où l'on voit nettement un excès par rapport au bruit de fond autour de 126 GeV. En se plaçant dans un régime à bas bruit et signal, cette étude obtient un excellent rapport signal sur bruit. Afin d'accroître la sensibilité de l'analyse, une technique de sélection multivariée prenant la cinématique du boson de Higgs en entrée a été utilisée. Si l'on calcule le rapport des section efficaces observées et prédites par le Modèle Standard (μ), nous trouvons pour 125,6 GeV $\mu = 0,93_{-0,23}^{+0,26}(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,13}(\text{syst.})$ [30], valeur compatible avec un boson de Higgs Standard.

L'autre canal de désintégration privilégié est $H \rightarrow \gamma\gamma$. Là aussi, la masse invariante diphotons $M_{\gamma\gamma}$ peut être obtenue, mais le bruit de fond étant très important, un pic est plus

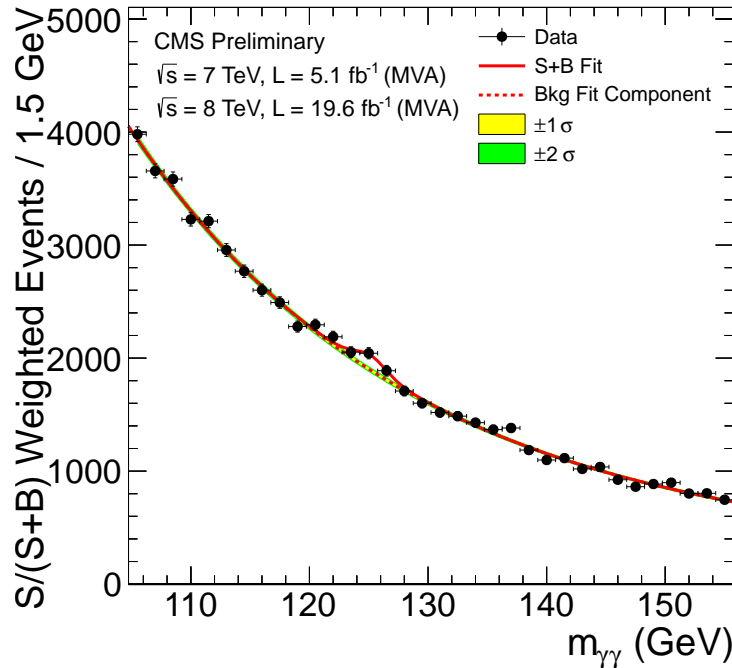


FIGURE 1.18 – Distribution de la masse invariante reconstruite diphoton, où chaque événement a été pondéré par une valeur dépendant de sa catégorie [31].

difficile à mettre en évidence. En effet, contrairement au canal $H \rightarrow 4l$, nous nous plaçons ici dans régime à fort signal et bruit de fond. Il a donc fallu mettre en place plusieurs arbres de décision boostés (BDT), afin notamment de sélectionner les bons vertex, les photons et les paires de diphotons (l’analyse sera expliquée plus en détail au chapitre 5). Comme nous le verrons, pour obtenir une meilleure sensibilité les événements ont été séparés en neuf sous catégories. En attribuant un poids à chaque événement suivant sa catégorie, il est possible d’obtenir une distribution $M_{\gamma\gamma}$ (figure 1.18) avec là encore un excès par rapport au bruit de fond autour de 126 GeV. La force du signal extraite grâce à cette analyse donne un résultat compatible avec un boson de Higgs Standard puisque $\mu = 0,78 \pm 0,27$ [31].

En raison de l’énergie transverse manquante due au neutrinos, la reconstruction d’une masse invariante dans les trois autres analyses n’apporte que peu d’informations. Cependant, bien que nous ne puissions pas voir de pic clair, les distributions des masses dileptons ou encore de certaines variables angulaires permettent de visualiser un excès. Dans ces trois canaux, les excès observés sont là encore compatibles avec un boson de Higgs décrit par le Modèle Standard. Pour ces cinq modes de désintégration, les valeurs de μ , de même que les significances (probabilité qu’un excès soit dû à une fluctuation du bruit de fond), sont résumées dans le tableau 1.4.

Les valeurs de μ obtenues dans les différents canaux de désintégration peuvent être combinées afin de réaliser un ajustement global, comme nous pouvons le voir sur le graphique de gauche de la figure 1.19. De même, il est possible d’extraire et de combiner différents μ

Canaux	Sig. attendues à 125 GeV	Sig. observées	$\mu = \sigma/\sigma_{SM}$
$H \rightarrow b\bar{b}$ (ν_H)	2,1	2,1	$1,0^{+0,5}_{-0,5}$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	4,2	3,1	$0,78^{+0,27}_{-0,27}$
$H \rightarrow W^+W^-$	5,8	4,3	$0,72^{+0,20}_{-0,18}$
$H \rightarrow ZZ$	6,7	6,8	$0,93^{+0,26}_{-0,23}$ (stat.) $^{+0,13}_{-0,09}$ (syst.)
$H \rightarrow \gamma\gamma$	4,2	3,2	$0,78^{+0,27}_{-0,27}$

TABLE 1.4 – Significances et rapport des sections efficaces observées divisées par celles du Modèle Standard pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs, dans l'expérience CMS.

correspondant aux canaux principaux de production du boson de Higgs (voir figure 1.19b). Ces ajustements donnent une valeur $\hat{\mu} = 0.80 \pm 0.14$, compatible à moins de deux σ (déviations standard) avec la prédiction du Modèle Standard.

Masse :

La masse de ce nouvel état peut être mesurée à l'aide des canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ car ils possèdent une très bonne résolution (entre 1 et 2 %). La figure 1.20 montre les intervalles de confiance à 68 % pour les deux paramètres qui nous intéressent, à savoir la force du signal μ et la masse du nouveau boson m_X . Le contour noir, symbolisant l'intervalle de confiance à 68 % pour la combinaison des deux canaux $\gamma\gamma$ et $4l$, est obtenu en supposant que la nouvelle particule correspond au boson de Higgs du Modèle Standard et en laissant fluctuer la force du signal. D'autres méthodes, moins liées aux différents modèles, ont été réalisées pour extraire la masse de ce nouvel état, en supposant l'indépendance des forces du signal dans les différents canaux. Le résultat de ces analyses donne une masse $m_X = 125.7 \pm 0,3$ (stat.) $\pm 0,3$ (syst.) GeV [32].

Couplages avec les fermions et les bosons :

Afin de tester de possibles déviations entre les données et les prédictions du Modèle Standard, pour les différents canaux de production et de désintégration du boson de Higgs, il est possible de regarder les couplages κ_i (normalisés aux couplage du Modèle Standard) (où i représente un fermion f ou un boson vecteur V) avec la nouvelle particule et de réaliser un ajustement sur les données avec ces paramètres (les couplages κ_i sont le résultat d'une paramétrisation particulière [33]). Si l'on considère qu'il n'y a pas d'autres modes de désintégrations du boson de Higgs que ceux décrits par le Modèle Standard, alors il est possible d'explorer l'espace des phases κ_f, κ_V . La figure 1.21 montre le résultats de ces ajustements pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs et pour leur combinaison. Les données sont compatibles avec un boson de Higgs Standard puisque le point $(\kappa_f, \kappa_V) = (1,1)$ est à l'intérieur l'intervalle de confiance à 68 % défini par les données.

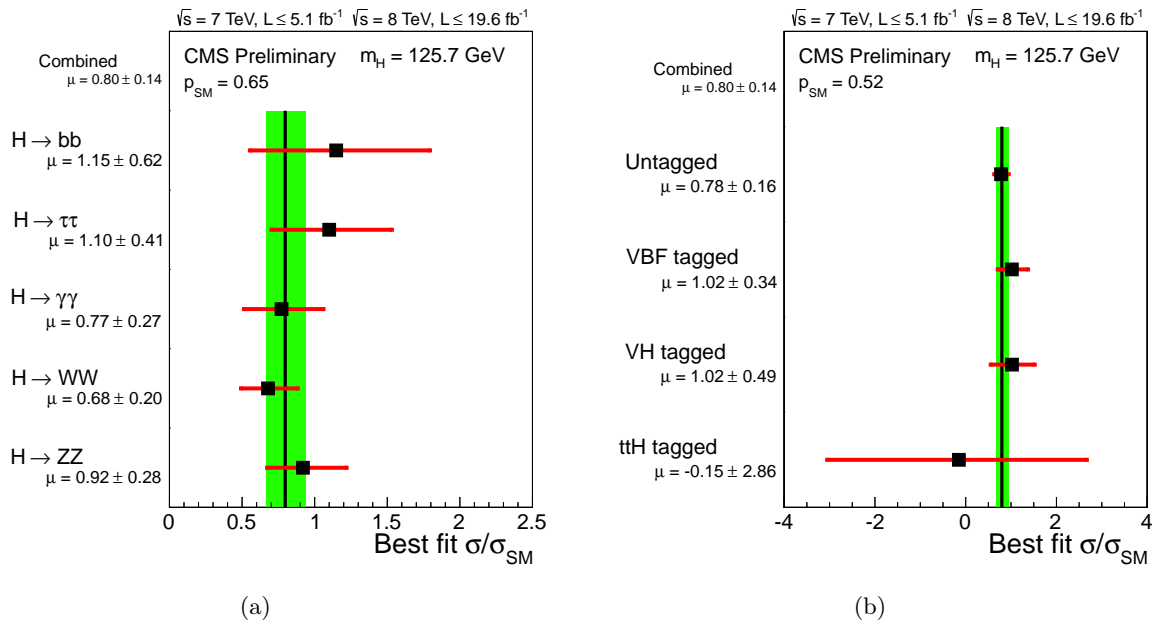


FIGURE 1.19 – Valeurs de $\hat{\mu} = \sigma/\sigma_{SM}$ pour la combinaison (ligne verticale) et pour les différents canaux de désintégrations (a) ou les différents modes de production (b) du boson de Higgs [32].

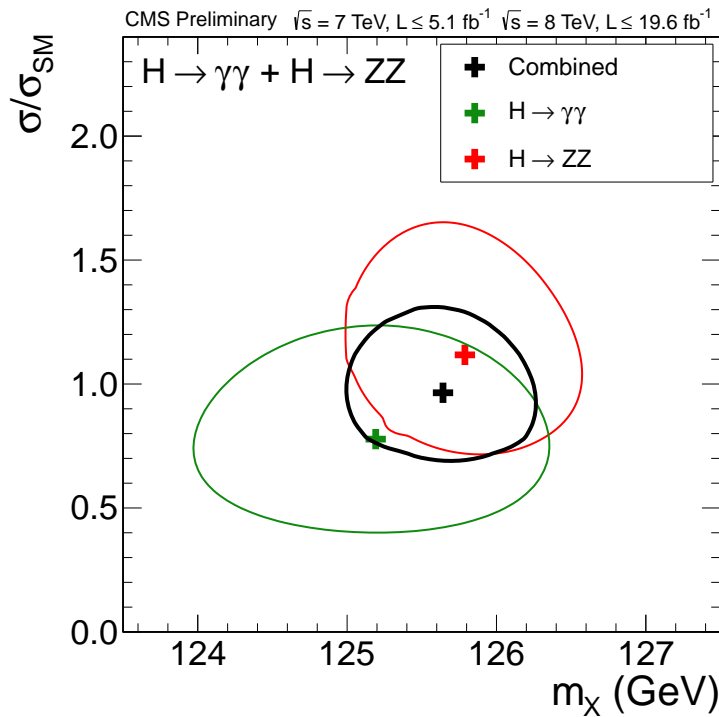


FIGURE 1.20 – Contours représentant l'intervalle de confiance de 68 % pour la force du signal μ en fonction de la masse du nouveau boson m_X , pour les états finaux $\gamma\gamma$ et $4l$, et pour leur combinaison [32].

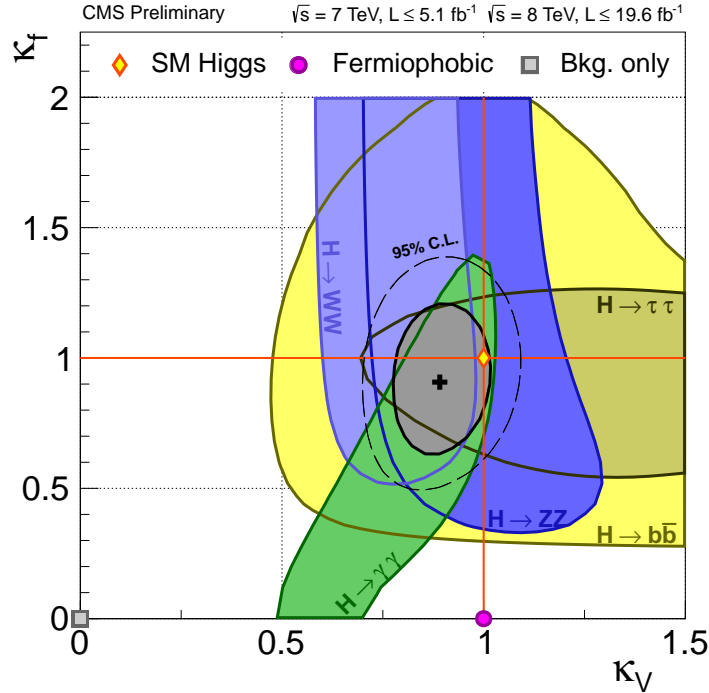


FIGURE 1.21 – Intervalles de confiance à 68 % pour les différents canaux de désintégration du boson de Higgs (zones colorées) et leur combinaison (ligne noire), pour les paramètres κ_f et κ_V [32].

Spin et parité :

Si nous voulons avoir une idée plus précise de l'identité de la nouvelle particule, il est essentiel de mesurer ses nombres quantiques. Dans CMS, plusieurs hypothèses comparant un boson 0^+ (similaire à celui du Modèle Standard) avec des bosons 0^- (pseudoscalaire), $2_m^+(gg)$, $2_m^+(q\bar{q})$ ("graviton like" avec des couplages minimums), 1^- (vecteur exotique) et 1^+ (pseudovecteur exotique) ont été testées à l'aide des canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Dans tous les cas, c'est l'hypothèse d'un boson 0^+ qui a été favorisée. A titre d'exemple, nous pouvons regarder la figure 1.22 qui compare les hypothèses 0^+ et $2_m^+(gg)$ à l'aide des informations combinées de $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$. Sur ce graphique, la flèche rouge indique la valeur du test statistique du meilleur ajustement obtenu dans les données. Nous voyons que l'hypothèse 0^+ semble mieux représenter notre échantillon ; l'hypothèse $2_m^+(gg)$ est quant à elle rejetée à $2,84\sigma$ ($2,5\sigma$ attendu).

1.4 Au delà du Modèle Standard

Bien que le Modèle Standard soit l'une des théories scientifiques ayant connu le plus grand nombre de succès à ce jour, il n'est pas parfait pour autant. L'incapacité de ce modèle à décrire certains phénomènes ou le choix ad hoc de plusieurs de ces paramètres semble suggérer qu'il n'est qu'une approximation d'une théorie plus générale. Dans cette partie, après avoir rappelé

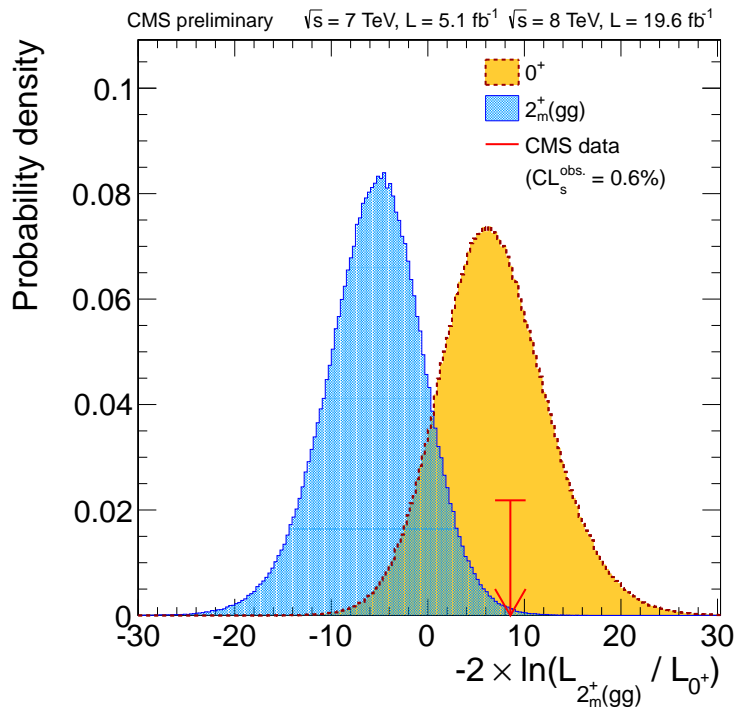


FIGURE 1.22 – Distributions du test statistique comparant les hypothèses de spin-parité 0^+ et $2_m^+(gg)$ pour le nouveau boson. La valeur observée dans les données est symbolisée par la flèche [32].

ses limitations, nous présenterons deux extensions du Modèle Standard : les 2HDM et le NMSSM, prédisant l'existence de bosons de Higgs supplémentaires, éventuellement à basse masse.

1.4.1 Limitations du Modèle Standard

Comme nous venons de l'énoncer, le Modèle Standard est une théorie incomplète. Plusieurs de ses caractéristiques sont ainsi dictées par l'expérience :

- Vingt-deux paramètres non prédits : les masses des six quarks et des trois leptons chargés, trois constantes de couplage, quatre paramètres de mélange pour les quarks et quatre pour les neutrinos, la masse d'un boson vecteur et la masse du boson de Higgs.
- Bien que les observations (notamment la mesure de la largeur du boson Z) aient montré qu'il est très improbable d'avoir plus de trois familles de particules à l'échelle électro-faible, le Modèle Standard ne fait aucune prédiction à ce sujet.

En plus de ces zones d'ombre, nous savons que le Modèle Standard ne permet pas d'expliquer l'ensemble des phénomènes que nous connaissons :

- Il ne possède pas de description de la gravité bien que nous sachions que des effets de gravitation quantique doivent jouer un rôle à l'échelle de Planck (10^{19} GeV). En ajoutant simplement une nouvelle particule, le graviton (sans masse et de spin 2), au Modèle Standard pour prendre en compte la gravitation, on s'aperçoit que la théorie ne peut pas décrire la gravité sans déconstruire ses autres prédictions. A ce jour, il

n'existe pas de théorie quantique des champs capable d'intégrer de manière consistante la relativité générale (les modèles intégrant la gravitation ne donnent aucune prédiction testable).

- Dans le Modèle Standard, la masse des neutrinos n'est pas générée naturellement. Cependant, les expériences d'oscillations de neutrinos ont montré qu'ils devaient être massifs. Il est possible d'ajouter des masses aux neutrinos de la même manière que pour les autres fermions. Néanmoins, ces nouveaux termes dans le lagrangien devraient être particulièrement faibles ; à tel point que l'on peut se demander si la génération de la masse des neutrinos n'est pas décrite par un autre processus (Seesaw par exemple).
- Les observations combinées de la lumière émise par les galaxies spirales, les amas de galaxies et le bruit de fond cosmologique, nous indiquent que l'univers doit être composé à environ 24 % par de la matière noire, à 70 % par de l'énergie noire et à seulement 4 % par de la matière baryonique ordinaire. Le Modèle Standard se contente de décrire ces 4 %, mais ne possède aucune particule candidate pour la matière noire. De même, les tentatives pour décrire l'énergie noire en termes d'énergie du vide au sein de ce modèle ont toutes échoué.
- Dans le Modèle Standard, la matière et l'antimatière sont produites en quantités égales. Ainsi, peu après le Big Bang, lorsque l'univers s'est refroidi, les particules et les antiparticules auraient dû toutes s'annihiler en photons. Cependant, nous vivons aujourd'hui dans un monde de matière. Il existe donc une asymétrie matière-antimatière (environ 10^9) qu'aucun mécanisme au sein du Modèle Standard ne permet d'expliquer.

Enfin, il est important de citer les problèmes plus spécifiquement liés au boson de Higgs. En effet, malgré le fait que le Mécanisme de Higgs permette de résoudre de nombreuses tensions au sein du Modèle Standard, d'autres lui sont associées :

- Puisque le champ de Higgs est présent dans tout l'espace, sa valeur non nulle dans le vide doit contribuer à l'énergie du vide. Pour un boson de Higgs avec une masse de 126 GeV, la contribution du champ de Higgs à la densité d'énergie du vide devrait ainsi être supérieure à 10^8 GeV^4 [27]. Toutefois, les mesures cosmologiques montrent que la densité d'énergie du vide est d'environ 10^{-46} GeV^4 , soit une différence de cinquante-quatre ordres de grandeur !
- Dans le Modèle Standard, la masse du boson de Higgs doit recevoir des corrections radiatives. Cependant, les corrections provenant des fermions (principalement du quark top) sont si importantes ($\sim \Lambda$, échelle d'énergie à laquelle la théorie cesse d'être valable) qu'elles dépassent largement la masse actuelle du boson de Higgs. Il ne semble ainsi pas naturel que la masse du boson de Higgs soit de l'ordre de M_{EW} plutôt que de Λ . C'est ce que l'on appelle le problème de hiérarchie qui conduit dans le Modèle Standard à un ajustement fin des paramètres afin d'annuler les contributions des boucles de quarks.

Pour pallier tout ou partie de ces problèmes, un grand nombre de modèles au delà du Modèle Standard ont été développées. Outre les modèles 2HDM et la Supersymétrie, avec comme cas particulier le NMSSM, dont nous allons parler plus longuement dans la suite, il est intéressant de mentionner l'existence des théories suivantes :

- **Modèles à dimensions supplémentaires** [34] : En plus des quatre dimensions usuelles, ces modèles postulent l'existence de dimensions supplémentaires qui sont le plus souvent enroulées sur elles-mêmes et de très petites tailles. Dans le cas de dimensions compactifiées, de nouvelles particules apparaissent sous la forme de modes de Kaluza-Klein. La théorie des supercordes qui tente d'unifier les quatre interactions fondamentales au sein d'un même formalisme en est un exemple. Néanmoins, elle est difficilement testable car la taille des dimensions supplémentaires est proche de la longueur de Planck ($\sim 10^{-33}$ cm). D'autres modèles avec des dimensions supplémentaires plus grandes, pouvant aller jusqu'au millimètre, ont été développées afin de résoudre le problème de Hiérarchie. Grâce à leur échelle d'énergie de l'ordre du TeV, ces développements théoriques font l'objet de recherches aux LHC.
- **Modèles de "Little Higgs"** [35] : Ils offrent une solution au problème de hiérarchie avec un boson de Higgs naturellement léger. Afin de stabiliser la masse du boson de Higgs, ce dernier est considéré comme un pseudo-boson de Goldstone résultant d'une brisure spontanée d'une symétrie globale à l'échelle du TeV. La symétrie $SU(2) \times U(1)$ n'est ainsi plus une symétrie fondamentale mais résulte de la brisure d'une symétrie supérieure. Ces modèles prédisent l'existence de nouvelles particules reliées au quark top, aux boson de Higgs et aux boson vecteurs. Comme pour la Supersymétrie, les diagrammes avec des boucles impliquant ces nouveaux états vont annuler les divergences quadratiques.

1.4.2 Modèles à deux doublets de Higgs

Par de nombreux aspects, les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM) peuvent être vus comme l'extension la plus simple du Modèle Standard en ce qui concerne le secteur de Higgs. Malgré leur simplicité, les 2HDM sont intéressants car ils peuvent prédire de nouveaux phénomènes tels que la violation CP spontanée ou encore la violation du nombre leptonique. Dans ces modèles, le secteur de Higgs est composé de deux doublets $SU(2)_L$, au lieu d'un seul. Ces doublets interagissent à travers un potentiel qui rompt spontanément la symétrie de l'interaction électrofaible et génèrent trois bosons de Goldstone ainsi que cinq bosons physiques (deux chargés et trois neutres).

1.4.2.1 Potentiel de Higgs

Dans sa forme la plus générale, le 2HDM contient deux doublets de $SU(2)_L$: ϕ_1 et ϕ_2 , avec $\phi(x) = (\phi^+(x), \phi^0(x))^T$. En utilisant ces deux champs, le potentiel invariant de jauge et

renormalisable peut s'écrire de la manière suivante [36] :

$$\begin{aligned}
V_{2HDM} = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - \left[m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.} \right] \\
& + \frac{1}{2} \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\
& + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \left[\lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2) \right] (\phi_1^\dagger \phi_2) + \text{h.c.} \right\}
\end{aligned} \tag{1.37}$$

où les paramètres m_{11}^2 , m_{22}^2 et λ_{1-4} sont des nombres réels alors que les paramètres m_{12}^2 et λ_{5-7} peuvent être complexes.

Le potentiel étant invariant sous une transformation de $U(2)$, les paramètres m_{ij}^2 et λ_i ont un sens physique lorsque nous choisissons une base particulière. Nous pouvons ainsi réécrire ces champs dans une base générique respectant la symétrie de jauge $U(1)_{EM}$:

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \cos\beta \end{pmatrix} \quad \phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\xi} \sin\beta \end{pmatrix} \tag{1.38}$$

où $\beta \in [0, \pi/2]$. Si nous choisissons une valeur non nulle pour ξ , la symétrie CP est brisée spontanément dans le vide. Dans ce qui va suivre, nous prendrons $\xi = 0$.

1.4.2.2 Brisure de la symétrie électrofaible

La symétrie électrofaible est brisée spontanément par la valeur propre négative de la matrice des masses scalaires m_{ij}^2 . Une fois la symétrie brisée, les doublets ϕ_1 et ϕ_2 peuvent se réexprimer en fonction d'états physiques. Nous obtenons alors : les trois bosons de Goldstone G^\pm et G^0 qui sont absorbés pour donner la masse aux bosons de jauge W^\pm et Z et cinq bosons Higgs. Parmi ces derniers, nous trouvons trois bosons neutres : deux CP-pair (h et H , avec $m_h \leq m_H$) et un CP-impair (A), ainsi que deux boson chargés (H^\pm). Les masses de ces particules sont données par les équations 1.39 à 1.42 [37].

$$\begin{aligned}
m_A^2 &= \frac{m_{12}^2}{\sin\beta \cos\beta} - \frac{v^2}{2} (2\lambda_5 + \lambda_6 \cot\beta + \lambda_7 \tan\beta) \\
m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + \frac{v^2}{2} (\lambda_5 - \lambda_4) \\
m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right]
\end{aligned} \tag{1.39}$$

avec

$$\mathcal{M}^2 = m_A^2 \begin{pmatrix} s_\beta^2 & -s_\beta c_\beta \\ -s_\beta c_\beta & c_\beta^2 \end{pmatrix} + v^2 \mathcal{B}^2 \tag{1.40}$$

où $s_\beta \equiv \sin\beta$, $c_\beta \equiv \cos\beta$ et :

$$\mathcal{B} = \begin{pmatrix} \lambda_1 c_\beta^2 + 2\lambda_6 s_\beta c_\beta + \lambda_5 s_\beta^2 & (\lambda_3 + \lambda_4) s_\beta c_\beta + \lambda_6 c_\beta^2 + \lambda_7 s_\beta^2 \\ (\lambda_3 + \lambda_4) s_\beta c_\beta + \lambda_6 c_\beta^2 + \lambda_7 s_\beta^2 & \lambda_2 s_\beta^2 + 2\lambda_7 s_\beta c_\beta + \lambda_5 c_\beta^2 \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

1.4.2.3 Secteur de Yukawa

Chaque fermions possède une constante de couplage avec les différents bosons de Higgs. Si l'on imagine que chacune est différente, le nombre de degrés de liberté devient très important. Cependant, tous les degrés de liberté ne sont pas nécessaires, et il parait sensé de se concentrer uniquement sur des scénarios motivés physiquement. Ainsi, cette partie du Lagrangien va déterminer les différents types de 2HDM [38]. Nous trouvons les modèles dits de type-I où h couple aux quarks haut et bas. Le second boson de Higgs H participe bien à la brisure de symétrie, mais ne couple pas aux fermions, ce qui a pour avantage de ne pas introduire de nouvelles sources de violation de la saveur ou de trop grandes interactions avec les fermions du Modèle Standard. Lorsque h couple aux quarks haut et H aux quarks bas, le modèle est de type-II. Ces derniers sont particulièrement intéressants car les désintégrations en $b\bar{b}$ peuvent être supprimées au profit du canal de $\gamma\gamma$. Nous pouvons également imaginer des cas où h et H couplent à tous les fermions ; nous aurons alors un modèle de type-III.

1.4.2.4 Désintégrations en deux photons

Les bosons neutres peuvent comme dans le Modèle Standard se désintégrer en deux photons via des boucles de fermions et de bosons W, mais aussi de bosons de Higgs chargés. Suivant les valeurs des différents paramètres du modèle et des masses des différents bosons, les rapports d'embranchement et les sections efficaces de production et de désintégration vont changer. Afin de pouvoir tester les modèles, nous sommes donc obligés de réaliser des balayages des variables d'intérêt en faisant varier les différents paramètres. En revanche, il est possible d'obtenir une expression condensée pour la largeur de désintégration des bosons neutres [39] :

$$\Gamma(H_i \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 M_{H_i}^3}{256\pi^3 v^2} (|S^\gamma(M_{H_i})|^2 + |P^\gamma(M_{H_i})|^2) \quad (1.42)$$

où $S^\gamma(M_{H_i})$ et $P^\gamma(M_{H_i})$ sont des facteurs de forme dépendant notamment du nombre de fermions, de leurs masses et de la charge électrique.

1.4.3 La Supersymétrie dans le cadre du NMSSM

1.4.3.1 La Supersymétrie

La Supersymétrie (SUSY) est une extension de l'algèbre de Poincaré qui étend les concepts du Modèle Standard en postulant l'existence d'une symétrie entre fermions et bosons. Chaque fermion possède ainsi un partenaire bosonique et vice versa, et leurs interactions sont contraintes par la symétrie. Dès lors, si l'on souhaite "supersymétriser" le Modèle Standard, il faudra

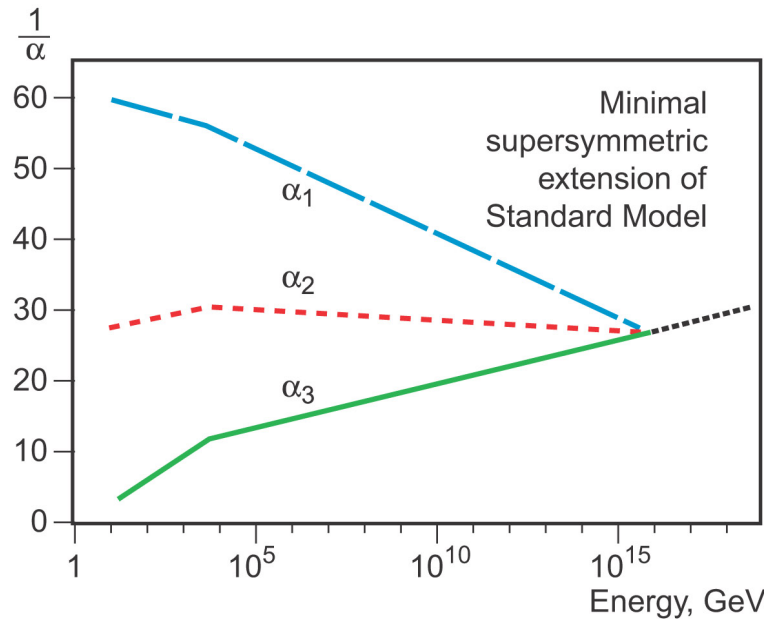


FIGURE 1.23 – Évolution de l’inverse des constantes de couplages des interactions électromagnétique (α_3), faible (α_2) et forte (α_1) dans le cadre du MSSM [40].

doubler le nombre de particules (car la SUSY est brisée), mais le nombre de constantes de couplages reste environ le même.

Cette théorie est particulièrement appréciée car elle permet de résoudre plusieurs des problèmes du Modèle Standard cités précédemment. Premièrement, elle offre une solution au problème de hiérarchie. En effet, les nouvelles particules vont participer aux corrections radiatives de la masse du boson de Higgs et annuler parfaitement les contributions de leurs partenaires du Modèle Standard. Deuxièmement, lorsque l’on extrapole les constantes de couplage à très haute énergie, les interactions forte, faible et électromagnétique peuvent se combiner en une seule force, avec une unique force de couplage. Dans le Modèle Standard, comme nous l’avons vu avec la figure 1.3, cette unification ne fonctionne pas très bien, mais grâce aux nouvelles particules de Supersymétrie qui vont contribuer à l’évolution de ces constantes de couplage, il est possible d’y parvenir (1.23). Troisièmement, même si le Modèle Standard donne des prédictions très précises pour les observables du secteur électrofaible, il est mis en difficulté avec le moment magnétique du muon (différence $3,4 \sigma$ [41]). Ce problème pourrait être résolu par la Supersymétrie. Enfin, les modèles supersymétriques sont d’un grand intérêt car ils possèdent un candidat de matière noire avec le neutralino, la particule neutre et stable la plus légère de la théorie.

Lagrangien et superpotentiel :

En algèbre supersymétrique, les particules sont représentées par des superchamps [42]. Chaque superchamp contient à la fois les états fermioniques et bosoniques, s’appariant au sein d’un multiplet. On trouve ainsi les superchamps chiraux, construits à partir des fermions du Modèle Standard et de leurs superpartenaires, et les superchamps vectoriels associant

les bosons de jauge à leurs partenaires supersymétriques. Un lagrangien supersymétrique se construit à l'aide de ces superchamps. Comme pour le Modèle Standard, il sera composé d'une partie libre \mathcal{L}_{libre} et d'un terme d'interaction $\mathcal{L}_{int.}$ renormalisable et invariant sous les transformations supersymétriques. Ce lagrangien d'interaction est construit à l'aide d'un superpotentiel (W), fonction chirale des superchamps. Les interactions et masses de toutes les particules sont déterminées uniquement par leurs propriétés de transformations de jauge et par le superpotentiel.

Le MSSM :

Une extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM) existe et consiste en l'ajout au Modèle Standard de partenaires supersymétriques et d'un doublet de Higgs additionnel, nécessaire pour donner la masse aux fermions haut et bas (2HDM de type II). Un grand nombre de nouvelles particules sont prédites par rapport au Modèle Standard :

- **squarks** (\tilde{q} , spin 0) : partenaires supersymétriques des quarks. Il en existe un pour chaque quark (antiquark) du Modèle Standard.
- **sleptons** (\tilde{l} , spin 0) : partenaires scalaires des leptons standards.
- **gluinos** (\tilde{g} , spin 1/2) : particules de Majorana, partenaires fermioniques des gluons.
- **charginos** ($\tilde{\chi}^\pm$, spin 1/2) : ils résultent du mélange de winos et higgsinos chargés, des états propres d'interaction. Les winos et les higgsinos sont respectivement les partenaires supersymétriques des bosons W^\pm et des bosons de Higgs. Le MSSM compte 2 charginos.
- **neutralinos** ($\tilde{\chi}^0$, spin 1/2) : au nombre de 4 dans le MSSM, ils sont les états propres de masse du bino et des higgsinos neutres. Le bino est quant à lui le superpartenaire du W^0 , champ de jauge U(1) correspondant à l'hypercharge faible.

Même si elle est à même de résoudre certaines limitations du Modèle Standard, cette extension minimale n'est pas exempte de problèmes :

- Dans le superpotentiel du MSSM, un terme μ doit être ajusté à la main jusqu'à une valeur de l'échelle d'énergie électrofaible afin que la brisure de symétrie spontanée ait lieu [43].
- Dans le MSSM, le secteur de Higgs est très contraint. Des corrections importantes sont nécessaires pour s'accorder avec les résultats expérimentaux sur la masse du boson de Higgs obtenues au LEP ($m_h < M_Z$ à l'arbre).
- Un autre problème du secteur de Higgs est qu'il conserve la symétrie CP.

1.4.3.2 Le NMSSM

L'extension supersymétrique "next-to-minimal" du Modèle Standard (NMSSM) est en capacité de résoudre les limitations du MSSM. Ainsi, dans le NMSSM, le terme μ est généré dynamiquement par l'introduction d'un singulet de jauge additionnel, rendant l'ajustement manuel non nécessaire. Par rapport au MSSM, le spectre des particules se trouve augmenté de deux bosons de Higgs et d'un neutralino : le *singlino*. Au final, nous nous retrouvons avec sept bosons de Higgs : trois CP-pairs, deux CP-impairs et deux chargés. De plus, le secteur

de Higgs du NMSSM ne conserve plus la symétrie CP. Enfin, la phénoménologie du boson de Higgs peut être très différente de celle du MSSM. Il est par exemple possible pour un boson de Higgs CP-pair de se désintégrer en deux CP-impairs très légers et d'avoir ainsi échappé aux études ayant été menées au LEP.

Le superpotentiel :

Dans le NMSSM, le superpotentiel est défini comme suit [44] :

$$W = \hat{u}y_u(\hat{Q}^T \epsilon \hat{H}_u) - \hat{d}y_d(\hat{Q}^T \epsilon \hat{H}_d) - \hat{e}y_e(\hat{L}^T \epsilon \hat{H}_d) + \lambda \hat{S}(\hat{H}_u^T \epsilon \hat{H}_d) + \frac{1}{3}\kappa \hat{S}^3 \quad (1.43)$$

où y_u , y_d , y_e , λ et κ sont des constantes de couplages sans dimensions, et \hat{Q} , \hat{L} , $\hat{H}_{u/d}$ et \hat{S} sont respectivement les supermultiplets chiraux correspondant aux quarks (squarks), leptons (sleptons) et Higgs (Higgsinos). ϵ est une matrice à deux dimensions, de trace nulle. Par rapport au MSSM, le superpotentiel du NMSSM contient un terme supplémentaire avec le supermultiplet \hat{S} , composé d'un singulet complexe S de spin 0 et du *singlino* \tilde{S} de spin 1/2. Le facteur μ du MSSM est ici remplacé par $\lambda \hat{S}$ qui provient d'une brisure spontanée de symétrie et permet de donner naturellement une masse aux fermions haut et bas.

Le secteur de Higgs :

En remplaçant chaque supermultiplet par sa composante scalaire, nous pouvons écrire le potentiel scalaire de Higgs du NMSSM de la manière suivante [44] :

$$\begin{aligned} V &= V_F + V_D + V_{soft} \\ &= |\lambda|^2 |S|^2 \left(H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d \right) + |\lambda(H_u^T \epsilon H_d) + \kappa S^2|^2 \\ &+ \frac{1}{2}g_2^2 |H_u^\dagger H_d|^2 + \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2) \left(H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d \right) \\ &+ m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 |S|^2 + \left(\lambda A_\lambda (H_u^T \epsilon H_d) S + \frac{1}{3}\kappa A_\kappa S^3 + c.c. \right) \end{aligned} \quad (1.44)$$

avec g_1 et g_2 les constantes de couplage de U(1) et SU(2). Comme nous le voyons, ce potentiel est composé de trois termes : V_F qui contient l'information des supermultiplets chiraux, V_D qui traduit les contributions des multiplets de jauge, et du terme brisant de manière "douce" la supersymétrie V_{soft} .

Grâce à la dérivée seconde du potentiel de Higgs par rapport aux champs dans le vide, il est possible d'obtenir les matrices des masses des bosons de Higgs neutres et scalaires. Les états propres de masses des trois bosons scalaires sont notés H_1 , H_2 et H_3 et des deux bosons pseudoscalaires A_1 et A_2 . Sans lui faire perdre son caractère général, le NMSSM permet de classer les bosons de Higgs suivant leurs masses : $m_{H_1} \leq m_{H_2} \leq m_{H_3}$ et $m_{A_1} \leq m_{A_2}$. Si l'on considère que H_2 est le nouveau boson avec une masse de 126 GeV, il fait sens de chercher un deuxième état avec une masse plus faible. Qui plus est, une étude phénoménologique réalisée par notre groupe [45] montre qu'une large gamme de masses est possible pour H_1 . La figure 1.24 donne une vision de ces possibilités en présentant la masse du H_1 en fonction de la masse

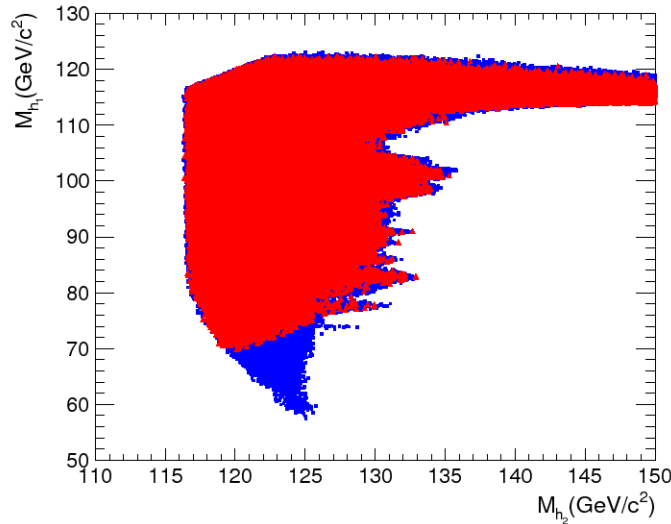


FIGURE 1.24 – Masse du boson H_1 du NMSSM en fonction de la masse du H_2 pour deux contraintes différentes sur la densité relique : $\Omega < 0,1118$ (bleu) et $0,1118 < \Omega < 0,128$ (rouge) [45].

du H_2 , pour deux contraintes différentes sur la densité relique. Comme nous pouvons le voir, pour $m_{H_2} = 125$ GeV, H_1 peut prendre toutes les valeurs entre 55 GeV et 120 GeV.

Dans ce chapitre, nous avons décrit comment était articulé le Modèle Standard. Nous avons vu que grâce aux contraintes théoriques et expérimentales, les collaborations CMS et ATLAS avaient pu mettre en évidence une nouvelle particule. Ce nouvel état est compatible avec le boson de Higgs prédit par le Modèle Standard : couplages, spin, parité. Cependant, même avec ce dernier succès, le Modèle Standard n'est pas une théorie parfaite, et des extensions doivent lui être imposées. Parmi celles-ci, les modèles 2HDM et le NMSSM sont particulièrement intéressants puisqu'ils prédisent des bosons de Higgs supplémentaires, à basse masse ($m_{H_1} < 120$ GeV).

Le chapitre suivant sera dédié à l'étude du dispositif expérimental, à savoir : le LHC et CMS. Nous verrons ainsi quelles technologies ont été mises en place afin de pouvoir tester les paramètres du Modèle Standard, de poser des limites sur les autres modèles et de découvrir de nouvelles particules éventuelles.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Le Large Hadron Collider	44
2.1.1	Caractéristiques générales du LHC	45
2.1.1.1	Présentation générale	45
2.1.1.2	Performances et limites	47
2.1.2	La machine	51
2.1.2.1	La chaîne d'accélération	51
2.1.2.2	L'accélération des faisceaux de protons	52
2.1.2.3	Les aimants supraconducteurs	53
2.1.3	Les expériences présentes au LHC	55
2.1.3.1	ATLAS	55
2.1.3.2	ALICE	56
2.1.3.3	LHCb	56
2.1.3.4	TOTEM	57
2.1.3.5	LHCf	57
2.1.3.6	MoEDAL	57
2.2	Le détecteur Compact Muon Solenoid	58
2.2.1	Vue d'ensemble du détecteur	59
2.2.1.1	Système de coordonnées	59
2.2.1.2	L'identification des particules	61
2.2.1.3	L'empilement	62
2.2.2	La trajectographie	63
2.2.2.1	Le détecteur à pixel	64
2.2.2.2	Le trajectographe à pistes de silicium	64
2.2.3	Le calorimètre électromagnétique	66
2.2.4	Le calorimètre hadronique	67
2.2.5	L'aimant solénoïde	69
2.2.6	Les chambres à muons	70
2.2.7	Des collisions aux objets physiques	72

2.2.7.1	Le système de déclenchement et acquisition des données . . .	73
2.2.7.2	Traitement hors ligne des données	74
2.2.7.3	L'algorithme du flux de particules	77

Le Large Hadron Collider (Grand Collisionneur de Hadrons en français) et les expériences qui lui sont associées sont le fruit d'un travail de plusieurs décennies. Le LHC consiste en un anneau d'aimants supraconducteurs, avec des cavités radiofréquences accélérant deux faisceaux de protons ou d'ions plomb en des sens opposés. Il a pris la place du LEP (Large Electron Positron collider), à 100 m sous terre, dans un tunnel de 26,7 km se trouvant à la frontière franco-suisse, sur le site du CERN (Laboratoire européen de la physique des particules). Les détecteurs se situent quant à eux dans des cavernes, situées aux points d'impact des faisceaux, et permettent d'enregistrer les collisions.

Même si le projet fut approuvé par le conseil du CERN en décembre 1994, il a fallu attendre l'année 2000 avec l'arrêt du LEP pour que la construction débute vraiment. Les premiers faisceaux de particules circulèrent pour la première fois en septembre 2008, mais suite à un incident causé par une connexion électrique défectueuse entre deux aimants ayant entraîné une fuite d'hélium dans le tunnel, il fallu patienter un an supplémentaire (novembre 2009) pour que les premières collisions soient détectées au cœur des expériences. En l'espace de seulement quelques mois, les expériences ont redécouvert l'ensemble des résonances de haute énergie connues. Cette confirmation a permis de conforter les physiciens dans leur compréhension de la physique des particules et dans le bon fonctionnement de l'appareil. Cependant, même si ce dispositif s'avère capable de réaliser des tests d'une grande précision des paramètres du Modèle Standard, il s'agit avant tout d'une machine de découverte. En effet, aucun accélérateur n'a effectué de collisions avec une énergie dans le centre de masse aussi élevée que le LHC (8 TeV en 2012). De ce fait, tout cette gamme d'énergie du TeV reste à explorer. Grâce à ce dispositif expérimental, des découvertes ont déjà pu avoir lieu. Parmi les plus marquantes, nous pouvons citer : la mise en évidence de la désintégration $B_s \rightarrow \mu\mu$ par LHCb [46], l'étude du plasma de quarks et gluons avec une température de 10^{18} K par ALICE, l'observation par la collaboration ATLAS du méson χ_b [47], un état du bottomonium, la mise en évidence par CMS d'un nouveau baryon excité de type b : le Ξ_b^0 [48], et bien sûr la découverte d'un nouveau boson avec une masse proche de 126 GeV [49].

Depuis mars 2013, le LHC est arrêté et des améliorations sont apportées à l'accélérateur de même qu'aux expériences afin de pouvoir étudier des collisions avec une énergie de 13 TeV dans le centre de masse. Si tout se passe comme prévu, les premières données devraient être enregistrées en 2015. Il n'est ainsi pas impossible qu'avec cette énergie, jamais atteinte en laboratoire, des signes d'une nouvelle physique soient découverts.

2.1 Le Large Hadron Collider

Dans cette partie, nous verrons dans un premier temps les caractéristiques générales du LHC, ses performances et ses limitations. Ensuite, nous reviendrons plus en détail sur la

machine en temps que telle, en nous attardant sur la chaîne d'accélération, la structure des faisceaux et les aimants supraconducteurs. Enfin, nous tâcherons de décrire les principales spécificités des différents détecteurs.

2.1.1 Caractéristiques générales du LHC

2.1.1.1 Présentation générale

Avant d'entrer dans les détails, il est important de nous attarder sur le nom donné à cet accélérateur : Grand Collisionneur de Hadrons. Comme nous le mentionnions en introduction de ce chapitre, le LHC est un instrument circulaire gigantesque de 26,7 km de circonférence. Cette taille est justifiée par le fait que l'énergie maximale que peut acquérir une particule au sein d'un accélérateur est directement proportionnelle au rayon (R) de ce dernier, ainsi qu'au champ magnétique (B) maintenant les particules sur leurs orbites : $E_{CM} = eBRc$. Le LHC ne se contente pas d'accélérer des particules, mais joue aussi le rôle de collisionneur. Deux faisceaux circulent en des sens opposés et se croisent en plusieurs points de la machine. Cette configuration est très avantageuse, car l'énergie mobilisable lors des collisions est la somme des énergies des deux particules incidentes. A la différence, celle générée dans le cas d'accélérateurs à cibles fixes n'est proportionnelle qu'à la racine carrée de l'énergie du faisceau incident. Enfin, les particules accélérées sont des hadrons : des protons ou des ions plombs. Le choix de protons à la place d'électrons a été dicté par le rayonnement synchrotron. En effet, les particules électromagnétiques soumises à une accélération centrale perdent de l'énergie sous forme de rayonnement, et ce d'autant plus intensément que leur vitesse est élevée et que leur masse est faible. La perte d'énergie par révolution est donnée par la formule suivante [50] :

$$P = \left[\frac{e^4}{6 \pi \epsilon_0 m_0^2 c} \right] \gamma^2 B_{\perp}^2 \quad (2.1)$$

avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, m_0 la masse au repos de la particule, γ le facteur relativiste et B_{\perp} le champ magnétique perpendiculaire à la trajectoire de la particule. Comme $\gamma = E / m_0 c^2$, il apparaît que les électrons perdent de l'énergie 10^{13} fois plus rapidement que les protons. Ainsi, pour obtenir des collisions avec des énergies élevées, il est nécessaire d'utiliser des particules lourdes. Afin d'acquérir suffisamment de statistique et d'être capable de trancher sur la question du boson de Higgs, le LHC a fonctionné la plus grande partie du temps en mode proton-proton. Seulement un mois (novembre 2011) a été alloué à la prise de données des collisions Plomb-Plomb. Au début de l'année 2013, afin de mieux comprendre la physique du plasma de quarks et gluons, des collisions proton-Plomb ont été réalisées.

Présentons maintenant la situation géographique du LHC. Pour ce faire, nous pouvons observer la figure 2.1, représentant une vue d'ensemble de l'accélérateur et des détecteurs. Comme nous pouvons le voir, le LHC se situe dans un tunnel, ayant une profondeur moyenne de 100 m. Le plan formé par l'anneau circulaire du LHC est incliné de 1,4 % par rapport à l'horizontale. Sa profondeur varie ainsi de -50 m près du lac Léman jusqu'à -173 m sous le Jura. Outre les motivations économiques ayant justifiées la construction d'un tunnel (l'achat des

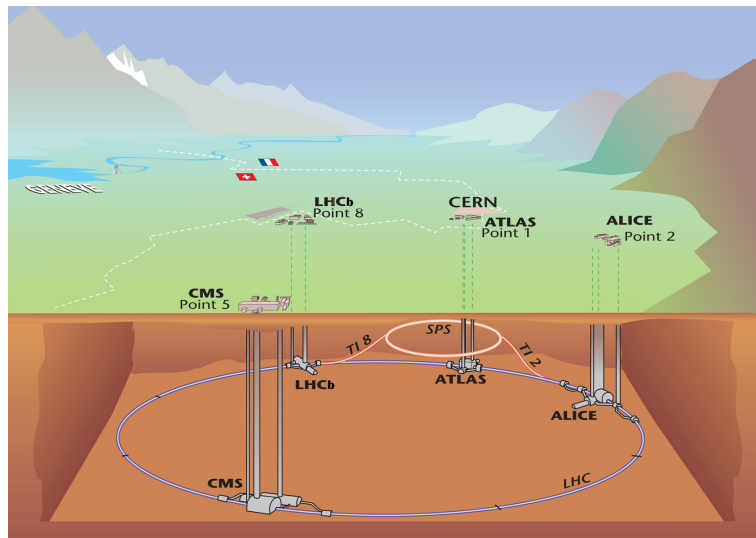


FIGURE 2.1 – Vue d'ensemble du LHC et des détecteurs associés.

terrains en surface aurait été beaucoup trop coûteux), les roches entourant le LHC apportent une protection efficace contre les rayonnements cosmiques. Ces derniers peuvent cependant se révéler utiles, notamment pour l'alignement des détecteurs. En plus de l'anneau principal, deux tunnels (TI 2 et TI 8) permettent d'injecter les hadrons, préalablement accélérés, du Super Proton Synchrotron (SPS) au LHC. Les quatre principaux détecteurs (ATLAS, CMS, ALICE et LHCb) sont quant à eux situés au fond de puits, aux points de croisement des faisceaux.

Le LHC se compose en réalité de huit arcs de cercle de 2,45 km et de huit sections droites ("insertions") d'environ 528 m de long. Chaque arc contient vingt-trois sections de 106,9 m de long, elles-mêmes constituées de 154 aimants, parmi lesquels nous trouvons des aimants dipolaires, quadropolaires et d'autres aimants multipolaires utilisés pour courber et mettre en forme les faisceaux. Les zones d'insertions jouent plusieurs rôles : accélérer les particules grâce aux systèmes radiofréquences, collimer les faisceaux et éjecter ces derniers. Entre les sections droites et les arcs, des supresseurs de dispersion sont installés, afin principalement d'annuler la dispersion horizontale due aux arcs. Avec la figure 2.2, nous voyons ainsi que le LHC est organisé en huit secteurs, ou huit octants. Chaque secteur est indépendant et possède son propre système de refroidissement et d'alimentation. Ils sont définis comme étant des parties de la machine entre deux insertions, et vont ainsi du milieu d'un arc au milieu de l'arc suivant. Les octants 1 et 5 du LHC, à l'opposé l'un de l'autre, sont les lieux des croisement de faisceaux à haute luminosité, où nous trouvons les deux détecteurs ATLAS et CMS. Les deux autres expériences ALICE et LHCb sont respectivement positionnées aux points 2 et 8, près des zones d'injection. A chaque croisement de faisceau, les protons initialement dans le cercle intérieur se retrouvent dans le cercle extérieur et vice versa, afin que chaque faisceau parcourt la même distance. Les octants 3 et 7 sont pour leur part utilisés pour la mise en forme des faisceaux, l'octant 4 contient les cavités accélératrices et le dernier octant est quant à lui dévolu à l'éjection des faisceaux. Une fois les faisceaux éjectés du LHC, ils parcourent

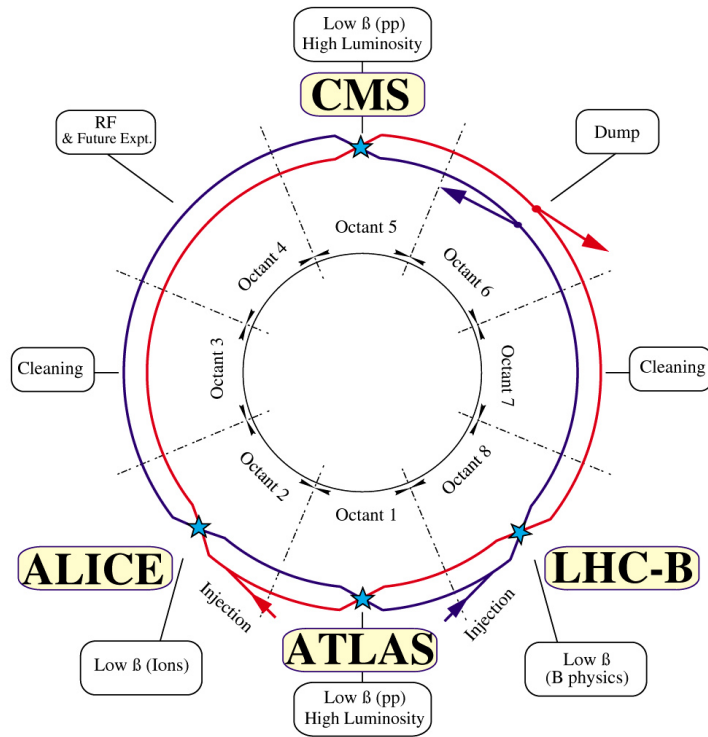


FIGURE 2.2 – Représentation schématique du LHC [51].

encore une distance de 700 m, sont décollés puis absorbés par un cylindre de graphite de 8 m de long pour un mètre de diamètre

2.1.1.2 Performances et limites

Le but du LHC est de découvrir de la nouvelle physique au delà du Modèle Standard. Pour ce faire, une nouvelle gamme d'énergie est en train d'être explorée grâce à des collisions effectuées à 7 TeV dans le centre de masse en 2011, à 8 TeV en 2012 et grâce aux futures collisions à 13 TeV prévues en 2015. Bien sûr, les sections efficaces des différents processus de nouvelle physique sont en général très faibles. Pour pallier ce problème, un nombre très important de collisions doit être réalisé. Ainsi, chaque faisceau contient un grand nombre de paquets de protons (2808 en conditions nominales), séparés en 2012 par 50 ns (probablement 25 ns en 2015), soit près de 13 m. Chaque paquet contient environ 10^{11} protons et est comprimé jusqu'à une section transversale de $16 \times 16 \mu\text{m}$ au point d'interaction. Le volume alloué à chaque proton est alors de l'ordre de $10^{-4} \mu\text{m}^3$, ce qui est très grand devant sa dimension (~ 1 fm), les interactions dures sont donc rares. En 2012 par exemple, la probabilité d'interaction d'un proton avec un autre proton au point d'interaction était d'environ $2 \cdot 10^{-21}$. Heureusement, en combinant les probabilités de tous les protons d'un paquet, nous avons pu obtenir une vingtaine d'interactions par croisement de faisceau, soit environ quatre cents millions de collisions par seconde. Afin de pouvoir correctement apprécier ce nombre, il est important d'expliquer le concept de luminosité.

Luminosité :

La luminosité est une caractéristique importante d'un accélérateur. Elle correspond au nombre de collisions pouvant être produites dans un détecteur par seconde et par centimètre carré (luminosité instantanée $L(t)$). Le nombre d'événements par seconde, directement proportionnel à la luminosité instantanée, peut être obtenu en considérant également la section efficace du processus d'intérêt (σ) :

$$N_{\text{événements}} / s = L(t) \sigma_{\text{événements}} \quad (2.2)$$

La luminosité dépend des paramètres de la machine. Au LHC, elle est donnée par la formule suivante [51] :

$$L(t) = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4 \pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.3)$$

où N_b est le nombre de particules par paquet, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution et γ_r le facteur relativiste γ . ϵ_n est l'émittance transverse normalisée qui peut être définie comme étant l'ouverture minimale par laquelle il est possible de faire passer le faisceau. Un faisceau de particules avec une faible émittance (transverse et longitudinale) est un faisceau où les particules sont confinées à petite distance avec une impulsion très proche. β^* est la fonction d'amplitude des oscillations bêatron au point de collision et correspond à la largeur du faisceau divisé par son émittance. On peut également la voir comme la distance à partir du point de focalisation où la largeur du faisceau est deux fois plus grande. Elle est déterminée par la configuration magnétique de l'accélérateur et doit être la plus petite possible. Enfin, F est un facteur géométrique dû à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction [51] :

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2 \sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2.4)$$

avec θ_c l'angle de croisement au point d'interaction, σ_z l'extension longitudinale d'un paquet et σ^* la largeur transverse du faisceau au point d'interaction. La valeur nominale de $L(t)$ pour les expériences de haute luminosité au LHC est de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui équivaut à environ cent fois la luminosité instantanée du LEP ou du Tevatron.

En faisant l'intégrale de la luminosité instantanée délivrée en fonction du temps, il est possible d'obtenir la luminosité intégrée (\mathcal{L}) :

$$\mathcal{L} = \int L(t) dt \quad (2.5)$$

Elle permet de caractériser la performance d'un accélérateur en estimant la quantité de données collectées, et s'exprime comme l'inverse d'une section efficace. La luminosité intégrée délivrée par le LHC à CMS au cours des années 2010, 2011 et 2012 est donnée par la figure 2.3. La luminosité enregistrée par CMS est en réalité un peu plus faible que la luminosité délivrée et atteint respectivement $40,76 \text{ pb}^{-1}$, $6,13 \text{ fb}^{-1}$ et $21,79 \text{ fb}^{-1}$ pour 2010, 2011 et 2012. La somme de ces luminosités correspond à environ deux millions de milliards collisions proton-

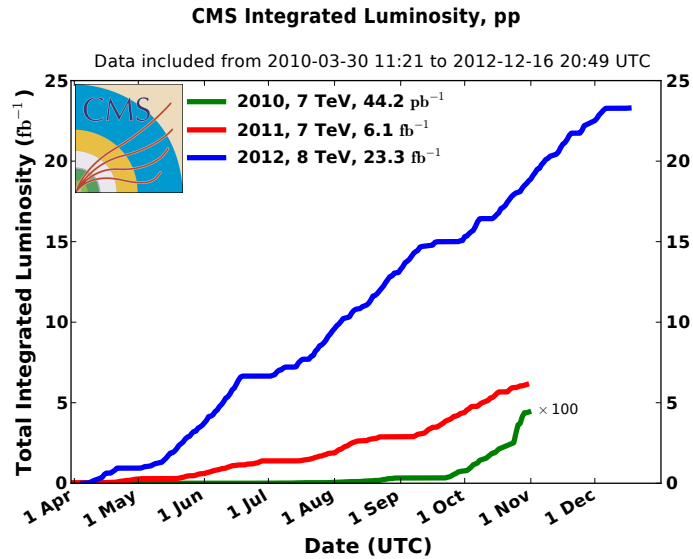


FIGURE 2.3 – Luminosité intégrée délivrée en fonction du temps pour 2010, 2011 et 2012, en collisions proton-proton ©CMS.

proton. Cependant, pour tester bon nombre de modèles, ce n'est pas suffisant. Ainsi, après quelques années d'opération avec ces paramètres nominaux, le LHC devra être amélioré pour augmenter significativement sa luminosité instantanée (High Luminosity Large Hadron Collider). Les instruments de focalisation de la machine seront par exemple remplacés pour réduire la valeur de β^* et le nombre de paquets, de même que le nombre de protons les constituant pourra être augmenté.

Limitations :

Il existe de nombreuses contraintes sur les paramètres du LHC. Nous allons ainsi exposer dans ce qui suit les principaux facteurs limitant ses performances.

- Le nombre de particules par paquet est limité par les interactions non linéaires entre les faisceaux. Le décalage de hauteur linéaire (ξ) est un estimateur de l'interaction faisceau-faisceau [51] :

$$\xi = \frac{N_b r_p}{4 \pi \epsilon_n} \quad (2.6)$$

où r_p est le rayon du proton. Au LHC, ξ ne peut excéder une valeur de 0,005 par point d'interaction (valeur de conception). L'ouverture géométrique des arcs du LHC limite les valeurs de β^* , de l'angle d'impact des faisceaux (θ_c) et de ϵ_n . En prenant $\epsilon_n = 3.75 \mu\text{m}$, nous obtenons une valeur maximale de $1,15 \cdot 10^{11}$ protons par paquet.

- Bien que les protons soient environ deux mille fois plus massifs que les électrons, ils génèrent tout de même du rayonnement synchrotron. Ce dernier ainsi que les pertes d'énergie induites par la luminosité, l'impédance et le nuage d'électrons doivent pouvoir être absorbés par le système cryogénique. De plus, les interactions entre les particules chargées du faisceau peuvent générer des instabilités, d'autant plus grandes que l'intensité est forte. Ainsi, l'énergie totale stockée dans le LHC est limitée par ces facteurs et

Paramètres	Conditions nominales	Collisions 2012	Collisions 2011
Énergie (TeV)	7	4	3,5
Énergie du faisceau (MJ)	360	142	115
β^* (m)	0,55	0,6	1
ϵ_n (μm)	3,75	2,5	2,6
protons/paquet	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	$1,49 \cdot 10^{11}$
Nombre de paquets	2808	1374	1380
Espacement des paquets (ns)	25	50	50
Luminosité ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$1 \cdot 10^{34}$	$7,67 \cdot 10^{33}$	$3,6 \cdot 10^{33}$

TABLE 2.1 – Paramètres des faisceaux du LHC au cours des différentes périodes de prise de données [51], [52].

est de l'ordre de 1 GJ en conditions nominales.

- En prise de données, la luminosité diminue au cours du temps principalement à cause des collisions (élastiques et inélastiques), mais aussi à cause des pertes de particules dues à l'augmentation de l'émittance et aux diffusions coulombiennes. Si l'on se limite à l'effet provenant des collisions, nous pouvons exprimer le temps de décroissance de l'intensité du faisceau comme suit :

$$\tau = \frac{N_{tot,0}}{L_0 \sigma_{tot} k} \quad (2.7)$$

où $N_{tot,0}$ est l'intensité initiale des faisceaux, L_0 la luminosité au démarrage, σ_{tot} la section efficace totale ($\sigma_{tot} = 10^{25} \text{ cm}^2$ à 14 TeV) et k le nombre de points d'interactions. L'évolution de la luminosité est alors donnée par l'équation suivante :

$$L(t) = \frac{L_0}{(1 + t/\tau)^2} \quad (2.8)$$

En conditions nominales, le temps de vie des faisceaux est d'environ 15 h. Toutefois, comme nous cherchons à maximiser la luminosité intégrée, il est plus avantageux d'arrêter la prise de donnée à 12 h afin de réinjecter des protons dans LHC. Si l'on estime à deux cents le nombre de jours d'activité du LHC, il est possible de recueillir chaque année entre 80 et 120 fb^{-1} de données avec une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Afin d'avoir une vision d'ensemble des performances du LHC, nous pouvons nous reporter au tableau 2.1.

2.1.2 La machine

Nous allons nous intéresser dans cette section à la création des faisceaux de protons utilisés par le LHC. Nous verrons ensuite plus en détails le fonctionnement des aimants supraconducteurs et des cavités radiofréquences. Nous ne présenterons ici le LHC que dans son mode d'utilisation proton-proton.

2.1.2.1 La chaîne d'accélération

Le LHC n'est en réalité que le dernier élément d'une longue chaîne d'accélération et de mise en forme des faisceaux de particules. Mais avant même de parler de faisceaux, il faut dans un premier temps générer les particules en question. Dans le cas de protons, tout commence avec une bouteille de dihydrogène (H_2). Ce gaz est injecté dans un instrument appelé le **Duoplasmatron**, un cylindre de métal qui à l'aide un champ électrique va séparer les protons des électrons. Les quantités de H_2 permettant le fonctionnement du LHC (2808 paquets de $1,15 \cdot 10^{11}$ protons) sont infimes : $\sim 2,4 \cdot 10^{19}$ molécules. Une simple bouteille de dihydrogène de 5 kg pourrait ainsi subvenir aux besoins du LHC pendant près de quatre milliards d'années. Séparés des électrons, les protons sont ensuite accélérés à la sortie du Duoplasmatron par une tension de 90 kV à 1,4 % de la vitesse de la lumière. Un quadripôle radiofréquence va alors collimater le faisceau de proton et accélérer ces derniers jusqu'à une énergie de 750 keV tout en espaçant les paquets de particules.

Les protons passent ensuite successivement dans le **Linac2**, l'injecteur du Synchrotron à proton (**PS Booster** - PSB), le **Synchrotron à protons** (PS) et le **Supersynchrotron à protons** (SPS) avant d'être injectés dans le LHC. La figure 2.4 donne une vision d'ensemble de cette chaîne d'accélération, ainsi que des autres accélérateurs utilisés au CERN.

Mais revenons à la sortie du Duoplasmatron où le Linac2 prend le relais. Cet accélérateur linéaire va porter l'énergie des protons jusqu'à 50 MeV grâce à des cavités radiofréquence et resserrer les faisceaux. Le Linac2 génère des faisceaux pulsés avec une fréquence de 1 Hz jusqu'à ce que le maillon suivant de la chaîne : le Booster ait emmagasiné suffisamment de protons.

Les particules atteignent ainsi le Booster du Synchrotron à protons, un système d'accélération formé de quatre accélérateurs circulaires superposés de 157 m de circonférence. Les paquets sont séparés entre les quatre anneaux et vont circuler pendant 530 ms, jusqu'à ce que l'énergie des protons atteigne 1,4 GeV.

Les protons sont ensuite injectés dans le Synchrotron à protons, un autre accélérateur circulaire de 628 m de circonférence. En l'espace d'environ une seconde, les deux cent soixante-dix-sept cavités radiofréquences du PS accélèrent les protons jusqu'à une énergie de 25 GeV (99,9 % de c). La plus grande partie de cette énergie est convertie en masse par les protons qui ne peuvent augmenter leur vitesse que très faiblement. Le PS permet de produire quatre-vingt-un paquets espacés de 25 ns.

Le Supersynchrotron à protons, situé à 40 m sous terre, va capter trois séries de quatre-vingt-un paquets de protons venus du PS. Les mille trois cent dix-sept électroaimants de cette

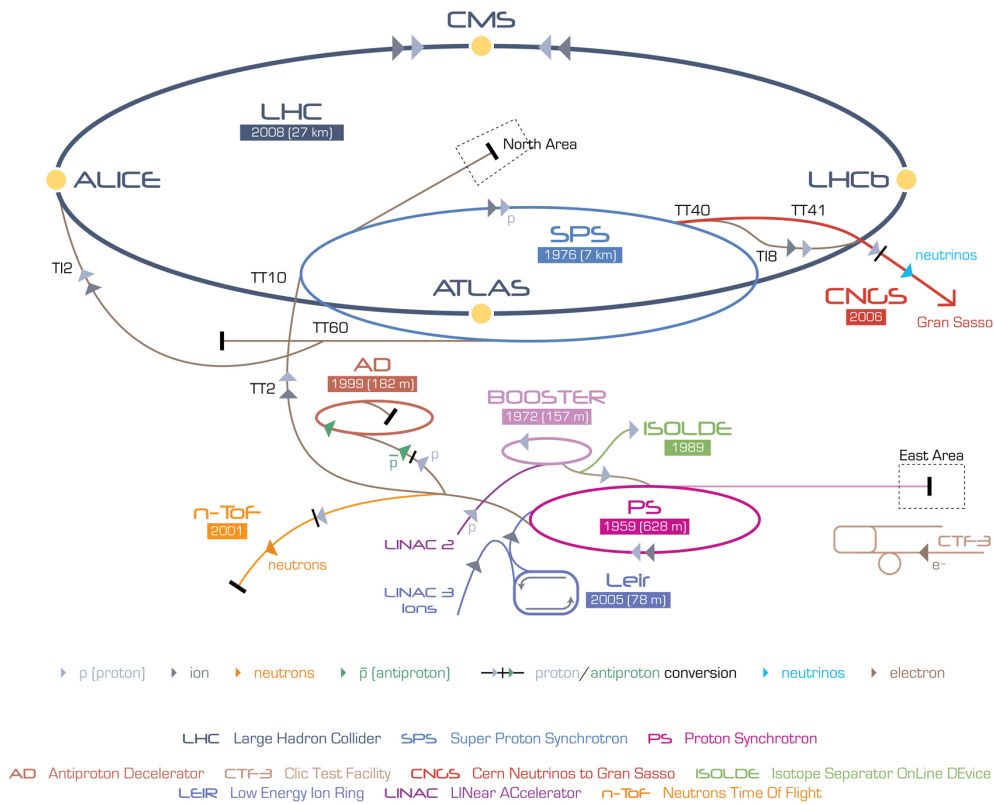


FIGURE 2.4 – Complexe d'accélérateurs du CERN.

accélérateur circulaire de 7 km de circonférence vont alors porter les protons à une énergie de 450 GeV en 4,3 s.

En bout de chaîne, nous trouvons évidemment le LHC qui reçoit douze séries de deux cent quarante-trois paquets provenant du SPS. En 45 mn, les faisceaux sont mis en forme et les protons atteignent leur énergie nominale. Si tout se passe comme prévu, les protons vont alors circuler pendant une dizaine d'heures dans le LHC et effectuer des centaines de millions de révolutions.

2.1.2.2 L'accélération des faisceaux de protons

Une tension oscillante de 400 MHz, parallèle au sens de propagation des faisceaux, est appliquée grâce à des cavités radiofréquence supraconductrices en niobium, refroidies à 4,5 K 2.5. Afin, d'avoir une grande luminosité, ces cavités ont également pour rôle de garder les protons très comprimés au sein des paquets. En phase d'accélération, chaque faisceau reçoit de l'énergie par le biais de huit cavités, délivrant chacune une tension de 2 MV (5,5 MV/m). Ainsi, à chaque passage les protons acquièrent 16 MeV d'énergie supplémentaire, soit 0,18 TeV/s. Pour atteindre une énergie nominale de 7 TeV par proton, il faudrait donc un peu plus de 36 s. Cependant, dans la réalité cette phase prend environ 20 mn car les protons ne sont pas totalement affectés par le champ électrique des cavités et parce que les paquets doivent être resserrés pour augmenter les chances de collisions.

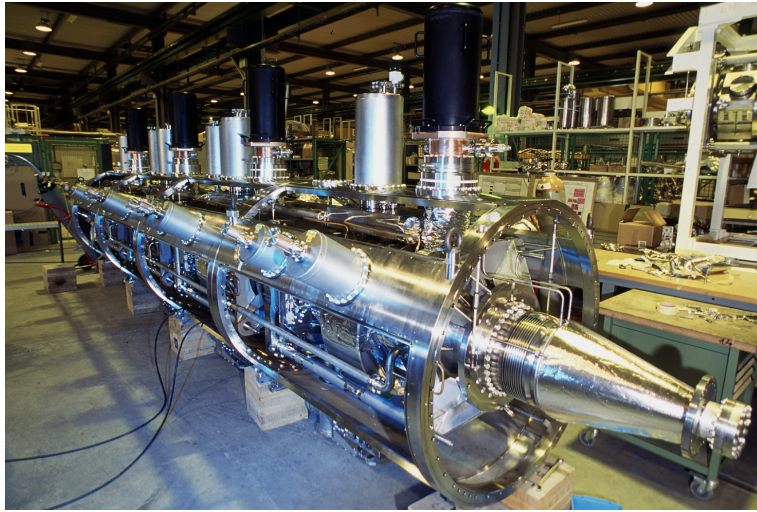


FIGURE 2.5 – Module de quatre cavités radiofréquences, utilisé au LHC.

La fréquence des cavités doit être un multiple de la fréquence de révolution de protons :

$$\nu_C = h \cdot \nu_{rev} \quad (2.9)$$

où $h = 35640$ au LHC et est appelé nombre harmonique. La circonférence du LHC peut ainsi se découper en 35640 portions virtuelles que l'on nomme "buckets". Les paquets de protons sont contenus à l'intérieur des différents buckets. Au sein d'un de ces paquets, une particule peut être parfaitement synchronisée avec le champ radiofréquence pendant que d'autres oscillent longitudinalement autour de cette dernière. Ces oscillations sont connues sous le nom d'oscillations synchrotron. En condition nominale, seuls 2808 buckets sont remplis par des paquets de protons. Leurs configurations dans les deux faisceaux vont déterminer où les protons se croiseront. Par ailleurs, une longue série de buckets est gardée vide afin d'avoir le temps d'allumer les aimants responsables de l'éjection des faisceaux.

2.1.2.3 Les aimants supraconducteurs

La collision de deux faisceaux de protons circulant en sens opposés nécessite la production de deux champs magnétiques de sens opposés, un pour chaque faisceau. Les protons sont ainsi séparés dans deux tubes à vide dans les arcs et réunis à l'intérieur d'une section commune dans les régions d'insertion et de collision. Pour des raisons à la fois économiques et de manque de place dans le tunnel du LHC, il n'a pas été possible de mettre deux anneaux d'aimants séparés. De ce fait, nous trouvons à l'intérieur d'une même structure mécanique les deux séries d'aimants jumeaux et de tubes à vide. En conditions nominales, un aimant dipolaire doit être capable de générer un champ de 8,33 T. Il a donc été décidé d'utiliser des aimants supraconducteurs composés de filaments de niobium-titane. Cependant, pour garder leur supraconductivité, ces aimants doivent être refroidis à très faible température. Pour cette raison, l'accélérateur est relié à un système de réfrigération utilisant de l'hélium liquide à

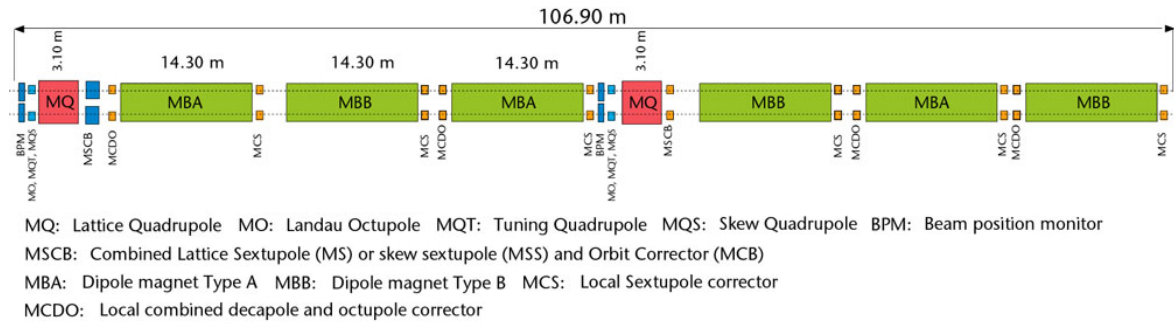


FIGURE 2.6 – Schéma d'une section d'arc du LHC.

1,9 K. Ce choix vient du fait qu'en dessous de 2,17 K, l'hélium devient superfluide et offre donc une très grande conductivité thermique. Près de 5000 tonnes d'hélium sont nécessaires pour refroidir l'ensemble des huit sections du LHC, possédant chacune son propre système de cryostat. Pour acheminer l'hélium jusqu'aux aimants, un anneau cryogénique est installé dans le tunnel et récupère la chaleur. Le refroidissement présente un inconvénient majeur qui est la contraction des matériaux. Comme cette dernière est de près de 80 m sur la totalité de la circonférence du LHC, des dispositifs spéciaux, notamment aux interconnexions des aimants, ont été installés pour compenser cet effet. En plus des systèmes de refroidissement, le LHC possède des systèmes de pompage qui sont notamment utiles pour réaliser le vide dans les tubes où circulent les faisceaux. La pression à l'intérieur de ces tubes est de 10^{-7} Pa et descend à 10^{-9} Pa près des points de collisions ; nous parlons alors d'ultravide.

Comme nous l'évoquions plus tôt dans ce chapitre, les arcs du LHC sont composés de sections de 106,9 m de long. La figure 2.6 en présente une version schématique. Nous voyons que la plus grande partie est occupée par les aimants dipolaires (en vert). L'anneau du LHC en compte 1232 : 1104 dans les arcs et 128 dans les régions de suppression de la dispersion, chacun mesurant une quinzaine de mètres. La figure 2.7 en montre une coupe transverse. En jaune, nous trouvons la partie principale des dipôles, contenant tous les éléments refroidis par l'hélium liquide. A l'intérieur, les courants supraconducteurs circulent de chaque côté des tubes à vide, dans les 6500 filaments supraconducteurs de niobium-titane répartis en deux couches. La force créée par ces courants a tendance à ouvrir les aimants. Pour pallier ce problème, les câbles sont contenus dans un matériau non magnétique en acier (en vert sur la figure 2.7). Autour, du fer permet le retour des champs (jaune).

Les protons se repoussent à cause de leurs charges électriques et ont tendance à faire diverger les faisceaux. Ainsi, en plus de courber ces derniers, certains aimants sont utilisés pour les focaliser et les maintenir à l'intérieur des tubes à vide. 858 aimants quadrupolaires (en rouge sur la figure 2.6) remplissent cette fonction. Ils fonctionnent par paires : un premier aimant focalise horizontalement les faisceaux pendant qu'un second contrôle le plan vertical. Dans le LHC, il y a ainsi alternance de ces deux type d'aimants pour garder les protons sous forme de paquets très compacts. Chaque arc, contient ainsi 23 cellules régulières, possédant chacune une structure FODO (aimant dipolaire principal + aimant quadrupolaire + autres

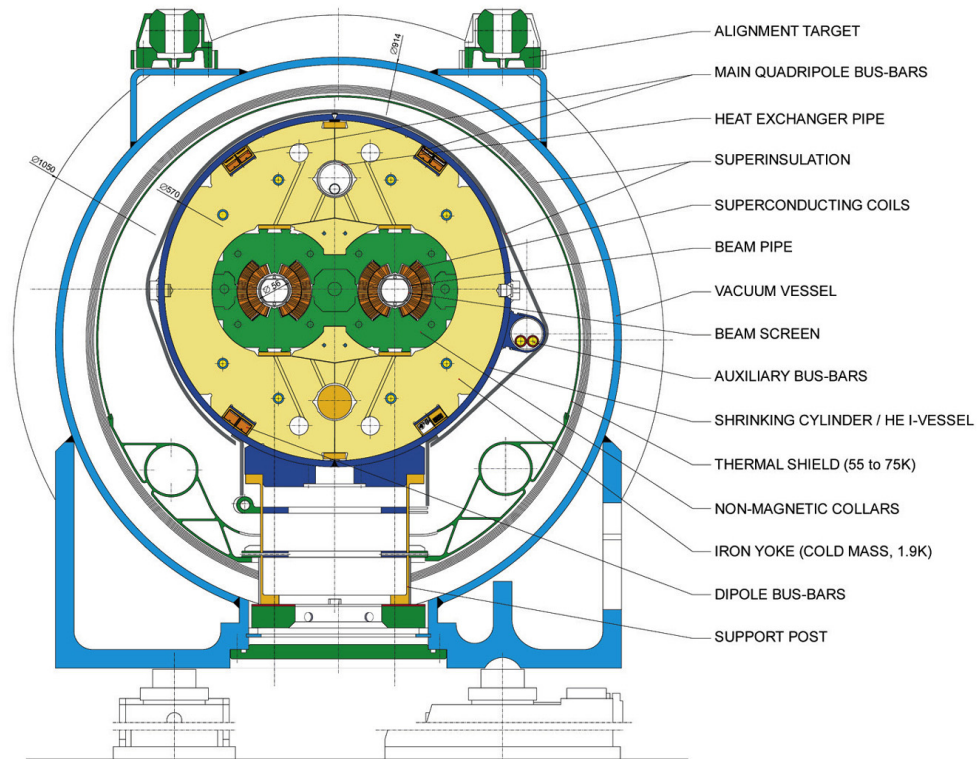


FIGURE 2.7 – Coupe transverse d'un aimant dipolaire [51].

multipôles magnétiques).

Comme les faisceaux sont sensibles à d'autres effets - les forces électromagnétiques générées par le nuage d'électrons par exemple - des aimants sextupolaires, octupolaires et décupolaires (en orange et bleu sur la figure 2.6) sont installés entre les aimants dipolaires et quadrupolaires. Par ailleurs, un dernier type d'aimants (les triplets intérieurs) est utilisé pour focaliser les faisceaux avant qu'ils n'entrent en collision. Leur dimension latérale passe alors de 200 à 16 μm .

2.1.3 Les expériences présentes au LHC

CMS n'est pas le seul détecteur présent sur l'accélérateur. Avec lui, six autres expériences profitent des faisceaux du LHC pour réaliser des analyses de physique. Dans ce qui suit, nous allons décrire brièvement leurs principales caractéristiques et leurs objets d'étude.

2.1.3.1 ATLAS

Avec CMS, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [53] est l'autre expérience généraliste au LHC. Parmi les thèmes étudiés par la collaboration, nous pouvons citer la recherche de bosons de Higgs, l'analyse de l'asymétrie matière-antimatière, l'étude des propriétés du quark top ou encore la recherche directe de nouvelle physique prédite par la Supersymétrie ou par les modèles à dimensions supplémentaires. ATLAS est organisé en couches concentriques autour du point d'interaction, ce qui permet d'avoir une grande acceptance en pseudo-rapacité.

Ce détecteur possède une très bon calorimètre électromagnétique à échantillonnage à argon liquide, autorisant la détection des électrons et des photons. Son calorimètre hadronique à échantillonnage en tuiles scintillantes est lui aussi très efficace et apporte des informations sur les jets et sur l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}). De plus, ATLAS permet un très bon suivi et identification des particules à hautes impulsions transverses (P_T) grâce à son système de trajectographie contenu à l'intérieur d'un aimant solénoïde et formé d'un détecteur à pixel, d'un trajectographe en semi-conducteur et d'un trajectographe à rayonnement de transition. De même, la détection des muons est faite avec une grande précision à l'aide d'un spectromètre à muons de plus de 1200 chambres, plongé dans un champ magnétique toroïdal. Enfin, le système de déclenchement a été optimisé afin de garder des seuils en P_T relativement bas sur les photons, les électrons, les muons et les τ qui sont utiles pour de nombreuses analyses.

2.1.3.2 ALICE

L'expérience ALICE ("A Large Ion Collider Experiment")[54] est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds et donc de l'interaction forte. Elle a été construite dans le but d'étudier le plasma de quarks et gluons, un état de la matière avec une très grande densité et température, qui a dû exister quelques microsecondes après le Big Bang. Outre les collisions plomb-plomb, ALICE a pris des données proton-proton et proton-plomb afin de faire varier la densité d'énergie et le volume d'interaction. Cette expérience repose sur un détecteur de 26 m de long et de 16 m de diamètre pour une masse d'environ 10 000 t, dont la structure a été fortement contrainte par la très grande multiplicité de particules produites en collisions plomb-plomb. Il est composé d'un tonneau central (placé à l'intérieur d'un aimant solénoïde) mesurant l'énergie, la position et le temps de vol des photons, des électrons et des hadrons, ainsi que d'un spectromètre à muon placé vers l'avant. ALICE possède un grand nombre de sous détecteurs parmi lesquels nous pouvons mentionner son système de trajectographie, fait de plans de pixels de en silicium de haute résolution, permettant de mesurer des impulsions sur trois ordres de grandeur (de la dizaine de MeV/c jusqu'à ~ 100 GeV/c). Cette expérience dispose également d'un bon système d'identification des particules, reposant notamment sur des détecteurs à radiations Cherenkov, à temps de vol ou à perte d'énergie par ionisation ainsi que sur un calorimètre électromagnétique et des filtres à muons.

2.1.3.3 LHCb

La collaboration LHCb [55] s'intéresse à la physique des saveurs lourdes afin d'étudier l'origine de la violation de CP. En effet, les interactions faibles du Modèles Standard ne peuvent pas à elles-seules expliquer la proportion de matière présente dans l'univers. Grâce aux désintégrations de hadrons contenant des quarks b et c , LHCb est en mesure d'analyser de nouveaux mécanismes au delà du Modèle Standard. Le LHC est le lieu idéal pour LHCb car la production attendue de $b\bar{b}$ à 14 TeV y est très importante : $\sim 500 \mu b$. Contrairement aux autres grandes expériences, le spectromètre de LHCb n'est formé que d'un système complexe de détection vers l'avant. Sa couverture angulaire limitée s'explique par le fait qu'à haute

énergie les b et \bar{b} sont le plus souvent produits au sein d'un même cône, vers l'avant ou vers l'arrière. Pour découvrir de nouvelles sources de violations de CP, LHCb peut notamment s'appuyer sur son très bon détecteur de vertex, son trajectographe à microbandes de silicium et son aimant dipolaire générant un champ de 3,8 T. Ces derniers offrent une excellente résolution en temps et en masse invariante, nécessaires pour identifier les protons, les kaons et les pions provenant des désintégrations des mésons B.

2.1.3.4 TOTEM

TOTEM ("TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement") [56] est une expérience aux dimensions plus modestes que les précédentes. Son but est de mesurer la section efficace d'interaction proton-proton sur l'avant et d'affiner notre connaissance sur la structure de cette particule, en étudiant les collisions produites à très petits angles par rapport au faisceau. Elle est située de part et d'autre du point d'interaction 5, où se trouve également CMS, et couvre une grande plage de pseudo-rapacité ($3,1 \leq |\eta| \leq 6,5$, voir 2.2.1 pour la définition) grâce notamment à deux télescopes capables de détecter les particules chargées provenant de collisions inélastiques. Pour maximiser l'acceptance, des "pots romains" (détecteurs en silicium) sont placés à environ 147 m et 220 m du point d'interaction, très près du tube du faisceau et permettent de détecter des protons avec un angle de quelques microradians seulement.

2.1.3.5 LHCf

Le détecteur "Large Hadron Collider forward" (LHCf) [57], utilise les particules produites très en avant afin de simuler les rayons cosmiques de très haute énergie ($\sim 10^{17}$ eV). Elle est formée de deux parties qui sont installées à 140 m de distance de chaque côté du point d'interaction 1 afin de pouvoir étudier les particules avec une très grande rapidité ($|\eta| \geq 8,4$). Ces deux modules sont composés de calorimètres à échantillonnage très compacts, munis de plaques de tungstène, de scintillateurs en plastique, de fibres scintillantes et de détecteurs à bandes de silicium, permettant de mesurer l'énergie et la position des particules incidentes avec une résolution attendue de l'ordre de 5 %.

2.1.3.6 MoEDAL

L'acronyme MoEDAL signifie "Monopole and Exotics Detector at the LHC" [58]. Ce détecteur partage la caverne de LHCb, et comme son nom l'indique a été mis en place pour détecter des monopoles magnétiques. Il est utilisé également dans l'espoir de détecter des dyons, des particules prédites dans de nombreuses théories de grande unification, ainsi que des particules stables, massives et très ionisantes (SMPs), dont la charge est supérieure à 206 e . Afin de mettre en évidence ces particules, MoEDAL a été construit à l'aide de détecteurs de traces nucléaires (NTDs) répartis autour du point de collision de LHCb. Ces NTDs sont composés de dix feuilles de plastique imbriquées dans deux feuilles d'aluminium. Comme les SMPs perdent de l'énergie de manière constante, les impacts dans les couches de NTDs seront

de dimensions égales et colinéaires, contrairement aux impacts des autres particules du bruit de fond.

2.2 Le détecteur Compact Muon Solenoid

Le Compact Muon Solenoid est avec ATLAS l'un des deux détecteurs généralistes au LHC. Les objectifs de la collaboration sont ainsi multiples. Parmi les axes de recherche les plus importants, nous pouvons citer : l'analyse des paramètres du Modèle Standard, la compréhension de la physique à l'échelle du TeV, l'étude du nouveau boson à 126 GeV, mais aussi l'analyse des collisions d'ions lourds et bien sûr les recherches de signes de nouvelle physique. Le détecteur CMS est installé depuis 2008 dans une caverne à 100 m sous terre, au point 5 de l'accélérateur, sur la commune de Cessy, entre le Jura et le lac Léman. Après avoir été complètement assemblé en surface en attendant la fin de la confection de la caverne, les quatorze tranches de CMS ont été descendues au fond du puits et réassemblées. Entre le début de la construction des bâtiments en surface (1998) et les premières collisions (2009), il aura fallu près de 11 ans, et trois années supplémentaires auront été nécessaires pour mettre en évidence une particule de type boson de Higgs. Pour maintenir en état un tel détecteur, le faire fonctionner, calibrer ses différentes parties et mener à bien les analyses de physique, une collaboration internationale de très grande ampleur est requise. Cette dernière est aujourd'hui composée d'environ 3 800 physiciens, provenant de 182 instituts, répartis en 42 pays.

Aux énergies atteintes au LHC, de nombreux modèles prédisent l'existence de nouveaux phénomènes. De plus, à 14 TeV, la section efficace d'interaction proton-proton attendue est d'environ 100 mb, ce qui correspond à près d'un milliard de collisions inélastiques par seconde en prenant les paramètres nominaux du LHC (voir tableau 2.1). Le dessin de CMS a ainsi été développé avec une grande précaution afin de pouvoir tester le plus grand nombre de théories possibles et de pouvoir traiter correctement cet environnement de haute luminosité. Beaucoup d'attention a notamment été apporté à son système de déclenchement, capable de réduire le flux de données à quelques centaines d'événements par seconde seulement. Par ailleurs, à chaque croisement de faisceau, plusieurs collisions ont lieu simultanément (une vingtaine en 2012) et viennent se superposer à l'événement d'intérêt. Au sein du détecteur, cela se traduit par l'apparition de plus de mille particules chargées provenant du point d'interaction. Il devient alors assez facile de confondre les produits de désintégrations d'une interaction donnée avec ceux d'une autre interaction. Qui plus est, le temps de réponse de l'expérience et de son électronique étant d'environ 25 ns, il est impératif d'avoir un détecteur possédant une grande granularité et une bonne résolution en temps. De surcroît, comme le flux très intense de particules entraîne des taux très élevés de radiation, il faut que les différents modules du détecteur y soient particulièrement résistants.

Pour mener à bien les analyses de physique, il a ainsi été décidé de privilégier les points suivants [59] :

- une détection couvrant un grand angle solide (presque 4π) pour mesurer correctement l'énergie transverse manquante.

- une très bonne résolution en énergie pour le calorimètre électromagnétique afin d’avoir une résolution en masse invariante diphoton et diélectron la meilleure possible (1 % à 100 GeV), une acceptance importante, un bon rejet des π^0 et une isolation des photons et des électrons efficace.
- une excellente identification des muons et de leur charge électrique, en combinaison avec une très bonne résolution en impulsion et en masse invariante dimuon.
- une efficacité de reconstruction et une mesure de l’impulsion des particules chargées très précise en complément avec un système de déclenchement permettant d’étiqueter les leptons τ et quarks b .
- une bonne résolution sur la masse des jets et sur l’énergie transverse manquante, avec un calorimètre hadronique possédant une grande acceptance et une segmentation fine.

2.2.1 Vue d’ensemble du détecteur

CMS peut être considéré comme un détecteur de référence en physique des particules. Sa structure et sa géométrie sont ainsi très classiques puisque CMS est un cylindre possédant une partie centrale (le tonneau) fermée par deux bouchons, où les sous détecteurs s’organisent en couches concentriques. Cependant, comme nous allons le voir, son classicisme n’est que de façade. En effet, de par ses dimensions gigantesques : 21 m de long, 15 m de diamètre et sa masse : 14 000 t, il est après ATLAS le plus grand détecteur de physique des particules au monde. Outre sa taille, CMS repose sur plusieurs concepts originaux dont les plus importants lui ont donné son nom. Il est ainsi compact car l’ensemble des calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont situés à l’intérieur de l’aimant solénoïdal. Cette architecture permet de minimiser le budget matériel en amont des calorimètres afin d’avoir une meilleure résolution. De plus, le champ solénoïdal généré par l’aimant supraconducteur est très intense ($\sim 3,8$ T) et autorise ainsi une très bonne mesure de l’impulsion des particules chargées. Enfin, grâce à deux mesures de l’impulsion des muons, les caractéristiques de ces derniers sont connues avec une grande précision.

Observons maintenant la figure 2.8 représentant une vue globale du détecteur. En partant du point d’interaction, nous trouvons successivement le détecteur à pixels, le trajectographe en silicium, le calorimètre électromagnétique (ECAL), le calorimètre hadronique (HCAL), l’aimant supraconducteur solénoïdal et finalement les chambres à muons. En addition, derrière chacun des bouchons, deux batteries de calorimètres ont été installées afin de détecter les particules avec une grande rapidité.

2.2.1.1 Système de coordonnées

L’origine du système de coordonnées de CMS correspond au point de collision, au centre du détecteur. L’axe Y donne la coordonnée verticale et l’axe X pointe vers le centre de l’anneau du LHC. L’axe Z se trouve quant à lui le long de la direction des faisceaux et pointe vers le Jura. Avec la figure 2.8, nous pouvons voir que les axes Y et Z sont décalés de 1,23 % par rapport à la verticale et à l’horizontale. Par ailleurs, du fait de la structure cylindrique du

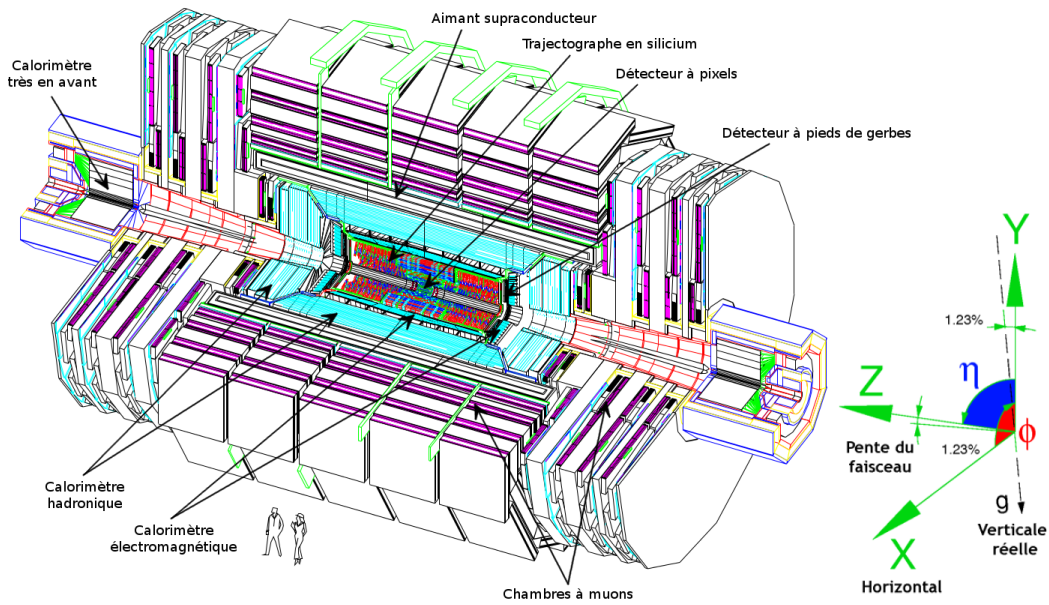


FIGURE 2.8 – Vue générale du détecteur CMS ©CERN.

détecteur, nous pouvons définir l'angle azimutal ϕ , mesuré à partir de l'axe X dans le plan X-Y, l'angle polaire θ , mesuré à partir de l'axe Z dans le plan Y-Z, et la coordonnée radiale r . Nous n'utilisons cependant que très rarement l'angle polaire et préférons travailler avec la pseudo-rapacité η , égale à la rapidité pour les particules de masse nulle ou ultrarelativistes. Elle est reliée à l'angle θ par la formule suivante :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.10)$$

Afin de mesurer l'isolation des particules dans le détecteur, nous définissons également une distance interparticulaire (Δ_R) :

$$\Delta_R = \sqrt{(\Delta_\phi)^2 + (\Delta_\eta)^2} \quad (2.11)$$

où $\Delta_\phi = \phi_1 - \phi_2$ et $\Delta_\eta = \eta_1 - \eta_2$ sont les différences des coordonnées ϕ et η associées à deux particules.

Notre détecteur a été conçu pour couvrir le plus grand angle solide possible. Comme nous pouvons le voir avec la vue de quart de CMS (figure 2.9), la couverture en η de tous les sous détecteurs est assez proche ($\pm 0,5$), allant en moyenne de 0 jusqu'à 3. Pour des rapidités supérieures à 3, les deux calorimètres très en avant prennent le relais. Bien sûr, cette plage de pseudo-rapacité n'est pas continue. Nous perdons notamment de l'information entre les différents modules des sous détecteurs, ainsi que dans les régions de transition entre le tonneau et les bouchons.

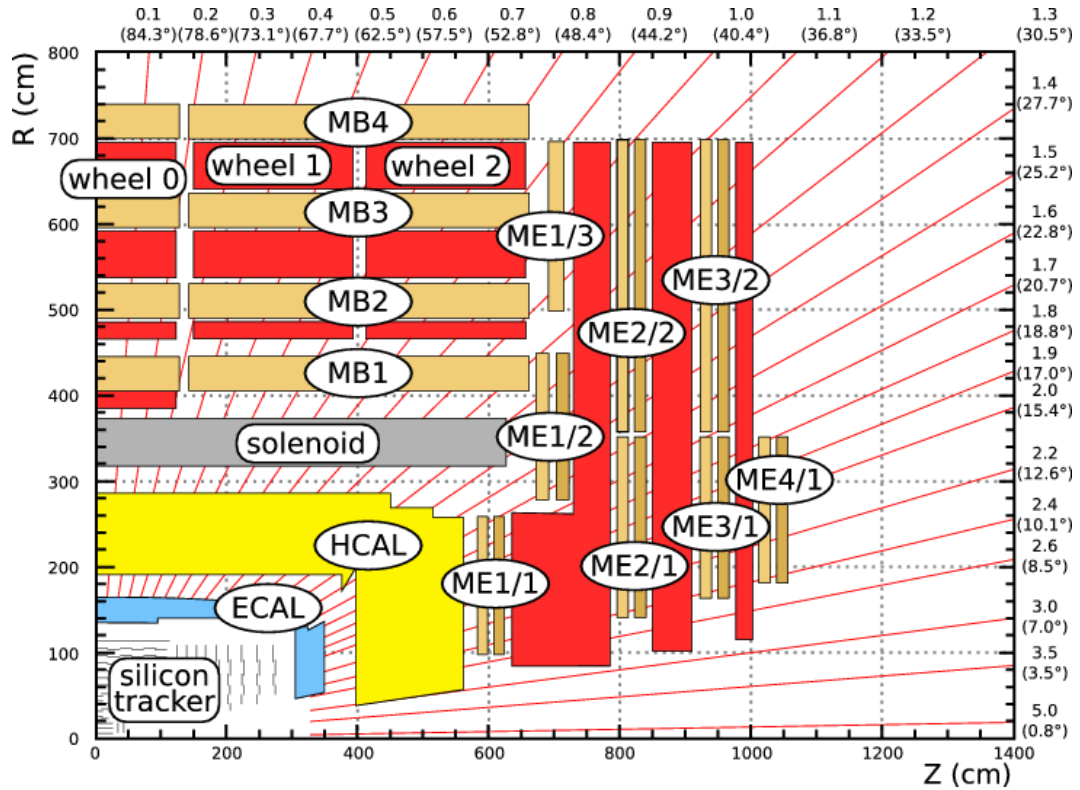


FIGURE 2.9 – Vue de quart de CMS ©CERN.

2.2.1.2 L'identification des particules

Avant de passer à une description plus détaillée des sous détecteurs, attardons nous sur leurs rôles dans l'identification des différentes particules. Comme nous travaillons avec des objets composites : les protons, nous ne connaissons pas l'énergie exacte des quarks et des gluons intervenant dans la collision. En revanche, nous savons que dans le plan transverse (X-Y), la somme de l'impulsion des différentes particules doit être nulle. Nous raisonnons ainsi généralement en terme d'impulsion et d'énergie transverse (P_T , E_T).

Examinons maintenant la coupe transverse de CMS donnée par la figure 2.10. Les informations combinées des différentes couches de détecteurs vont nous permettre d'identifier les particules. Ainsi, les électrons (trait rouge plein) étant chargés électriquement vont laisser des traces dans le trajectographe, puis vont être absorbés par le calorimètre électromagnétique pour mesurer leur énergie. Les photons (trait bleu en pointillés) quant à eux, vont uniquement déposer leur énergie dans le ECAL. A la manière des électrons, la trajectoire des hadrons chargés (trait vert plein) sera évaluée par le trajectographe et leur énergie sera essentiellement mesurée par le calorimètre hadronique. Les hadrons neutres (trait vert en pointillés) ne laisseront pas de traces, mais seulement un dépôt d'énergie dans le HCAL (notons que les π^0 se désintégrant en deux photons vont déposer leur énergie majoritairement dans le ECAL). Les muons (trait bleu plein) étant très pénétrant dans la matière, ils ne seront pas stoppés par le détecteur, mais leur trajectoire pourra néanmoins être mesurée dans le trajectographe et dans les chambres à muons. Enfin, certaines particules comme les neutrinos, ayant un proba-

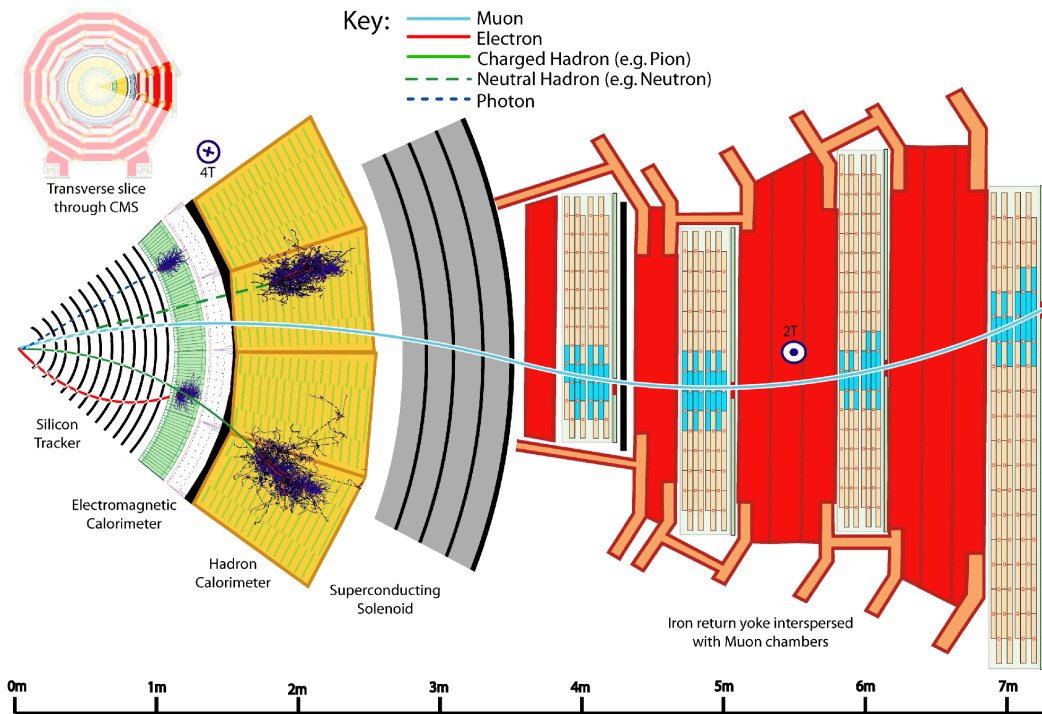


FIGURE 2.10 – Coupe transverse de CMS ©CERN.

bilité d'interaction avec la matière trop faible et n'étant pas chargés électriquement, ne seront pas détectés. Toutefois, leur présence pourra être remarquée grâce à une somme des énergies transverses non nulle. Finalement, comme nous le constatons la trajectoire des particules chargées est courbée par le champ magnétique. Cette courbure va nous permettre d'accéder aux charges et aux impulsions des particules, avec d'autant plus de précision que la valeur de ce champ sera élevée.

2.2.1.3 L'empilement

En introduction de ce chapitre, nous mentionnions la difficulté de travailler dans un environnement de haute luminosité. En plus d'un événement de physique intéressant, viendront se superposer dans le détecteur d'autres interactions de moindre intérêt. Ce phénomène que l'on appelle l'empilement est responsable de la détérioration de la résolution, dans le ECAL notamment, ainsi que de la mauvaise reconstruction des particules. Un électron pourra par exemple se voir attribuer la trace d'une autre particule proche et son énergie pourra être sur(sous) évaluée par la prise en compte de dépôts calorimétriques additionnels. Dans le chapitre 4, je détaillerai l'analyse d'un algorithme développé dans le but de pallier la dégradation de l'énergie dans le ECAL. En 2012, comme l'indique la figure 2.11, il y a eu en moyenne vingt et une interactions par croisement de faisceaux. Dans de rares cas, nous avons même été capables de reconstruire une centaine de vertex d'interactions. Dans sa configuration actuelle, CMS ne sera probablement pas en mesure de faire face à un empilement beaucoup plus important. Pour obtenir davantage de luminosité, sans trop accroître l'empilement, les

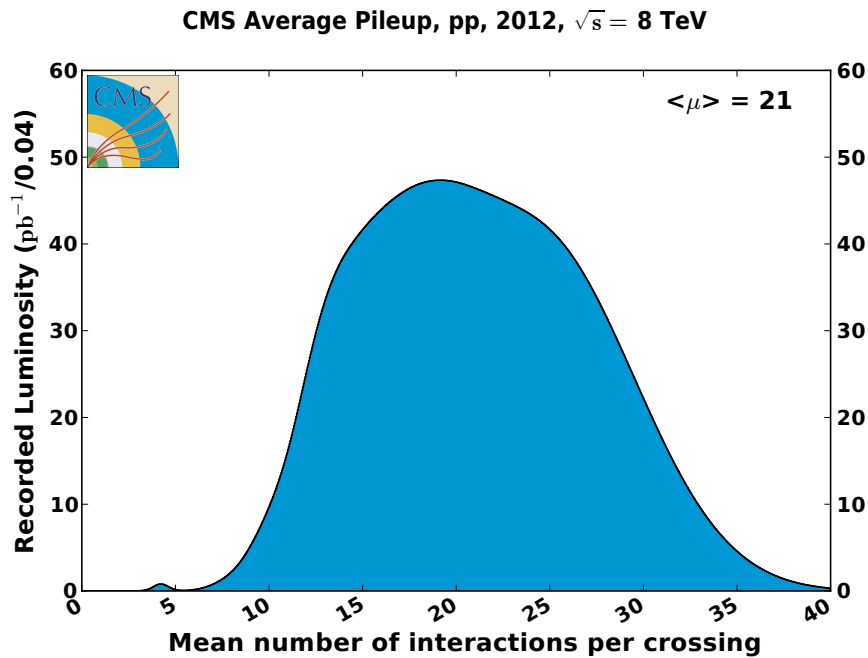


FIGURE 2.11 – Luminosité enregistrée dans CMS en fonction du nombre moyen d’interactions par croisement de faisceaux ©CMS.

opérateurs du LHC devront donc augmenter le nombre de paquets par faisceau sans accroître le nombre de protons les composant. Pour le redémarrage en 2015, il est ainsi prévu de passer d’un temps de 50 à 25 ns entre les paquets.

2.2.2 La trajectographie

Le système de trajectographie de CMS [60] a pour but de mesurer avec précision et rapidité la trajectoire des particules chargée provenant des collisions, mais aussi de reconstruire les vertex secondaires. Centré sur le point d’interaction, il possède une longueur de 5,8 m, un diamètre de 2,5 m et est immergé dans un champ magnétique homogène de 3,8 T. Il a été développé pour fonctionner dans des conditions de forte radiation pour une période d’environ 10 ans (correspondant à $\sim 500 fb^{-1}$). La nécessité d’avoir une granularité très importante, une réponse rapide et un bon comportement face aux radiations a contraint les physiciens à opter pour un détecteur en silicium. Même si le budget matériel a été réduit au maximum, ce dernier est responsable de diffusions multiples, de conversions de photons et d’interactions nucléaires en amont des calorimètres.

Le trajectographe est composé d’un détecteur à pixels (voir figure 2.12) contenant trois couches dans le tonneau, à des distances comprises entre 4,4 cm et 10,2 cm, et d’un trajectographe à pistes, d’un rayon de 1,1 m, comprenant dix niveaux de détection. Dans les bouchons, ce système est complété par deux disques de pixels et trois plus neuf disques de détecteurs à bandes. Ces dispositifs permettent de reconstruire des traces jusqu’à une pseudo-rapacité de 2,5. Le trajectographe, composé de 1440 modules de pixels et de 15 148 pistes, est capable

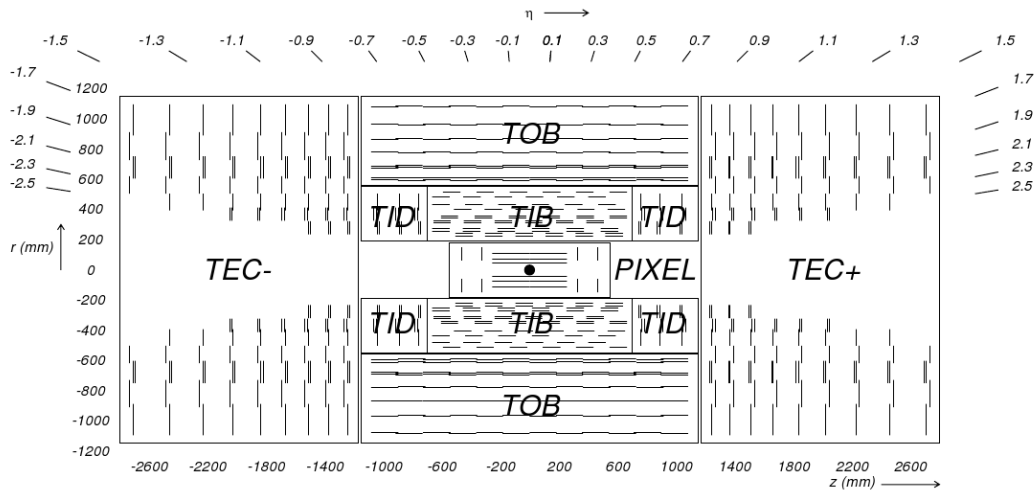


FIGURE 2.12 – Vue du système de trajectographie de CMS dans le plan $Y - Z$ [59].

de reconstruire la trajectoire d'une particule chargée avec une impulsion supérieure à 1 GeV. Pour fonctionner de manière optimale, le détecteur doit être maintenu à une température de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ à l'aide d'un système de refroidissement liquide contenant du perfluorohexane (C_6F_{14}). Les performances du détecteur à pixel sont excellentes comme le montre la figure 2.13, où nous constatons que l'efficacité de reconstruction de tous les modules du détecteur à pixels est supérieure à 99 % et sa résolution en ϕ inférieure à $10\text{ }\mu\text{m}$. De même, la figure 2.14 présentant ... permet d'apprécier la qualité du trajectographe à pistes de silicium.

Average module hit efficiency per layer/disk in the Strip Tracker. The black points show the hit efficiency in all modules and the red points for modules included in the readout.

2.2.2.1 Le détecteur à pixel

Dans la région la plus proche du point d'interaction, le flux de particule est le plus intense avec une densité de $1\text{ MHz}/\text{mm}^2$ à un rayon de 4 cm. Afin de déterminer avec la meilleure précision le position du vertex, un détecteurs à pixels est donc nécessaire pour dissocier les traces. La dimension d'un pixel étant d'environ $100 \times 150\text{ }\mu\text{m}^2$, cela conduit à une occupation de 10^{-4} particules par pixel et par croisement de faisceaux. Les trois couches de détecteurs du tonneaux sont situées respectivement à 4,4 cm, 7,3 cm et 10,2 cm, et possèdent une longueur de 53 cm. Les deux couches de chaque bouchon ont des rayons compris entre 6 cm et 15 cm et sont placées à une distance de 34,4 cm et 46,5 cm du point d'interaction. Finalement, il existe près de 66 millions de pixels couvrant une surface de $1,06\text{ m}^2$ Ces derniers permettent d'obtenir une résolution spatiale d'environ $10\text{ }\mu\text{m}$ dans la direction ϕ et de $20\text{ }\mu\text{m}$ selon z .

2.2.2.2 Le trajectographe à pistes de silicium

La fluence des particules devenant moins importante dans les régions plus éloignées du point d'interaction, il est possible d'utiliser des capteurs à micropistes de silicium. Ainsi, pour $20 < r < 55\text{ cm}$ nous nous servons de cellules avec une dimension minimale de $10\text{ cm} \times 80$

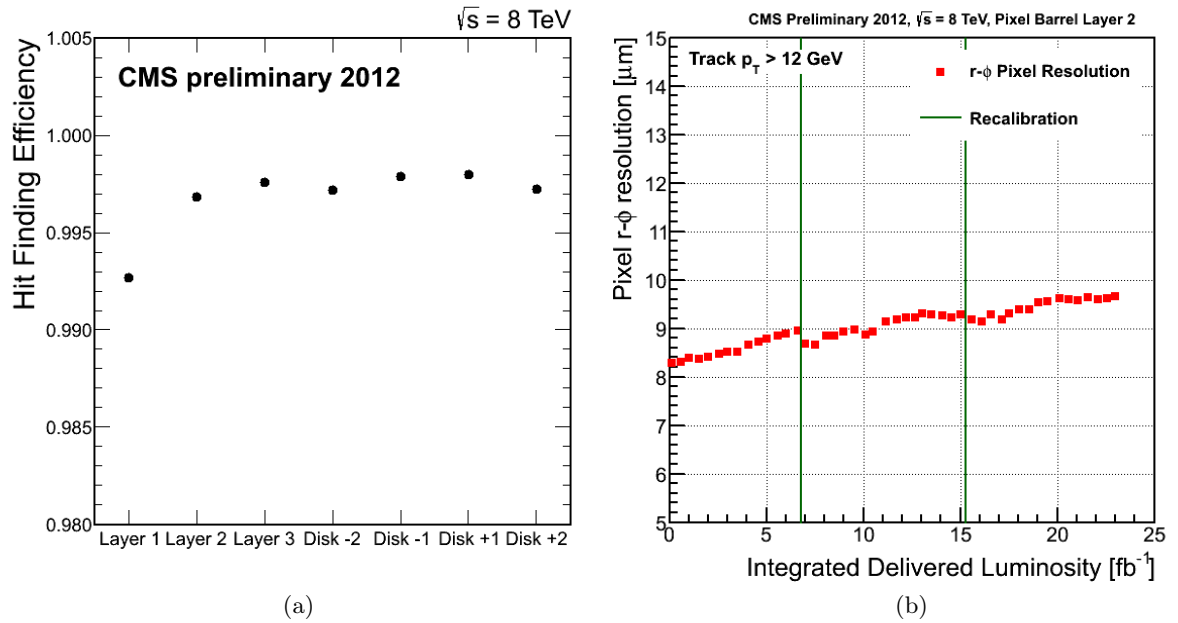


FIGURE 2.13 – Efficacité de sélection des coups en fonction des différents modules du détecteur à pixels (a) et sa résolution en ϕ en fonction de la luminosité intégrée (b), pour l'année 2012 [61].

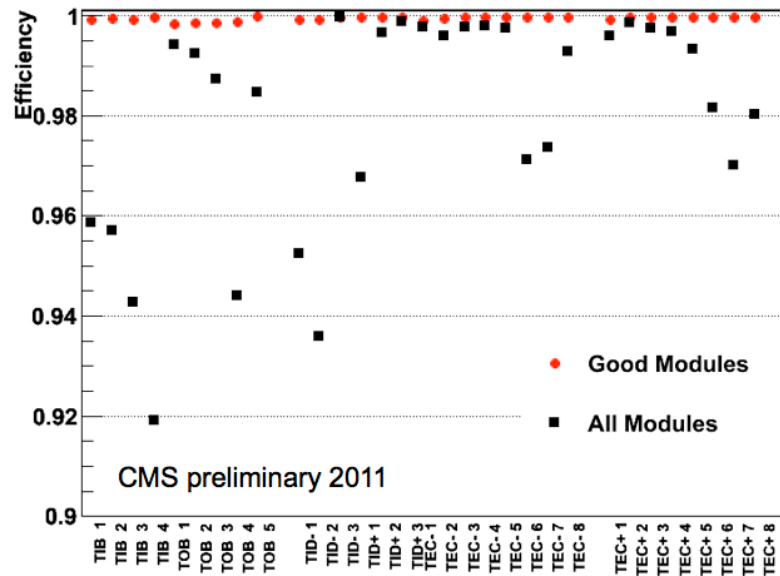


FIGURE 2.14 – Efficacité moyenne des coups dans les modules du trajectographe à pistes de silicium par couche/disque pour les données 2011 [61].

μm et pour les régions avec $r > 55$ cm, de cellules avec une dimension maximale de $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$. L'occupation est alors respectivement de 3 % et 1 % pour la région intermédiaire et celle la plus à l'extérieur. Comme nous pouvons le voir avec la figure 2.12, dans le tonneau le trajectographe est divisé en deux parties : le TIB (Tracker Inner Barrel) et le TOB (Tracker Outer Barrel). Le TIB comprend quatre couches de capteurs, d'une épaisseur de $320 \mu\text{m}$, capables d'atteindre une résolution comprise entre $23 \mu\text{m}$ et $34 \mu\text{m}$ selon ϕ et $230 \mu\text{m}$ selon z . Le TOB quant à lui, est composé de six couches de cellules de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur, donnant une résolution de $35 \mu\text{m}$ à $52 \mu\text{m}$ selon ϕ et de $530 \mu\text{m}$ selon z . Dans les bouchons, nous trouvons le TEC (Tracker End Cap) et le TID (Tracker Inner Disks), organisés en anneaux autour de la ligne des faisceaux. Chaque partie du TEC possède neuf disques de $320 \mu\text{m}$ entre 120 cm et 280 cm de distance et chaque module TID en possède trois de $500 \mu\text{m}$.

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de CMS [60] a été conçu dans le but de mesurer avec une grande précision les énergies des photons et des électrons. Il a été spécialement optimisé pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons, qui a besoin d'une très bonne résolution en énergie afin d'être capable de distinguer un pic dans la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$. Il s'agit d'un calorimètre hermétique et homogène, réalisé à partir de cristaux scintillants de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Ce matériau très dense et transparent permet de stopper les photons et électrons de hautes énergies. CMS a opté pour des cristaux de tungstate de plomb car ils ont une faible longueur de radiation ($X_0 = 0,89$ cm) et un petit rayon de Molière (2,2 cm). Avec un cristal d'une section de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ et de 230 mm ($\approx 25,8 X_0$) de long, il est ainsi possible de contenir l'essentiel de la gerbe électromagnétique. De plus, ces cristaux ont une réponse rapide car 80 % de la lumière de scintillation est émise en 25 ns et ils possèdent en outre une bonne résistance aux radiations (jusqu'à 10 Mrad). Toutefois, un inconvénient majeur est leur faible rendement lumineux (~ 30 photons par MeV). Pour compenser cet effet, des photo-détecteurs à haut gain et pouvant fonctionner en présence d'un fort champ magnétique, sont utilisés. On trouve ainsi des photodiodes à avalanche (APDs) dans le tonneau et des phototriodes à vide (VPTs) dans les bouchons.

La figure 2.15 nous éclaire sur l'agencement de ce calorimètre. La partie du tonneau, d'un rayon interne de 129 cm, compte 61 200 cristaux organisés à l'intérieur de 36 super-modules, chacun mesurant la moitié du tonneau en longueur. Nous obtenons de cette façon une couverture en pseudo-rapidités correspondant à $0 < |\eta| < 1,479$. Au sein de chacun de ces super-modules, les cristaux sont inclinés de 3° par rapport à la ligne provenant du vertex nominal afin de perdre le moins d'énergie possible (des particules peuvent passer entre les cristaux si ces derniers pointent directement le vertex d'interaction). Dans les bouchons, à une distance de 314 cm du point d'interaction, deux structures contenant 3662 cristaux chacune et couvrant une plage de pseudo-rapidité de $1,566 < |\eta| < 3,0$, sont installées : les "Dees". Elles consistent en deux galettes semi-circulaires à l'intérieur desquelles viennent s'encastrent des matrices de 5×5 cristaux. A la différence du tonneau, les cristaux des bouchons ont

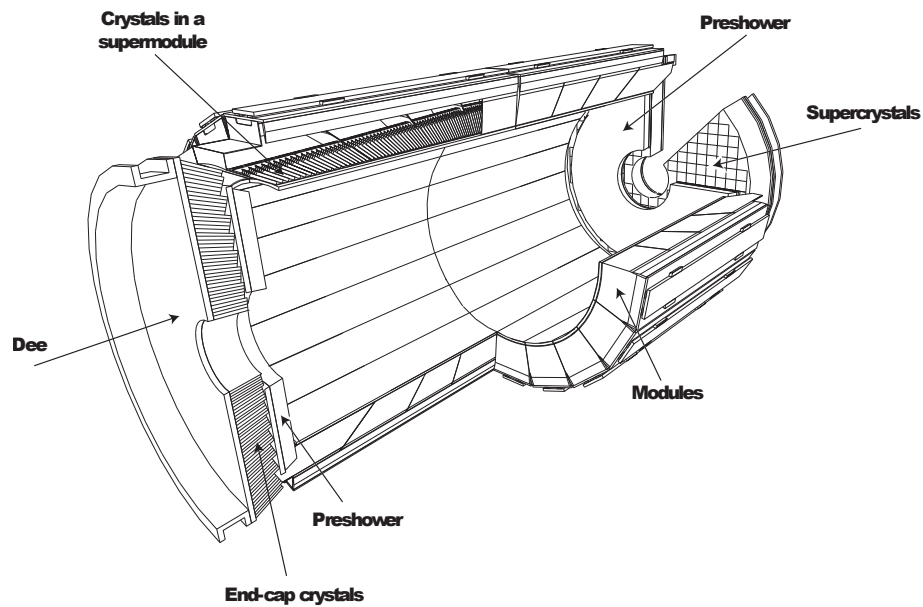


FIGURE 2.15 – Agencement des différentes parties du calorimètre électromagnétique de CMS [59].

une section plus importante : $28,6 \times 28,6 \text{ mm}^2$ et une longueur plus faible : 220 mm. Pour avoir une résolution spatiale supplémentaire, un détecteur à pieds de gerbe ("preshower") à été placé devant les cristaux des bouchons. Il est composé de deux plans de capteurs à pistes de silicium et d'un matériau absorbeur en plomb.

Dans le chapitre 3, nous ferons une description plus exhaustive du calorimètre électromagnétique et décrirons également comment les photons sont reconstruits.

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique à échantillonnage de CMS est un sandwich de plaque de laiton et de tuiles scintillantes. Il a pour rôle de mesurer l'énergie des hadrons tout en étant le plus hermétique possible afin d'avoir la meilleure estimation de l'énergie transverse manquante. Il est ainsi indispensable dans l'évaluation des propriétés des jets hadroniques, des neutrinos et des particules de matière exotique résultant en une grande énergie transverse manquante apparente. Sa structure a été fortement influencée par le choix des paramètres de l'aimant solénoïdal puisqu'il se situe à l'intérieur de ce dernier. Il a donc fallu maximiser le budget matériel en amont de l'aimant afin d'obtenir le plus de longueurs de radiations possibles. Cependant, la totalité de l'énergie de certains jets n'est pas contenue entièrement par la partie interne du HCAL, une couche de scintillateurs supplémentaire a donc été installée en dehors de l'aimant : le HCAL externe (HO).

En raison de sa faible longueur d'interaction, le choix du matériau absorbeur s'est porté sur le laiton. Cet alliage est relativement facile à façonner et présente l'énorme avantage de ne pas être magnétique. Pour contenir l'essentiel des gerbes hadroniques, le volume de matériau actif doit rester faible. Il a donc été décidé d'utiliser des tuiles scintillantes en plastique, dont

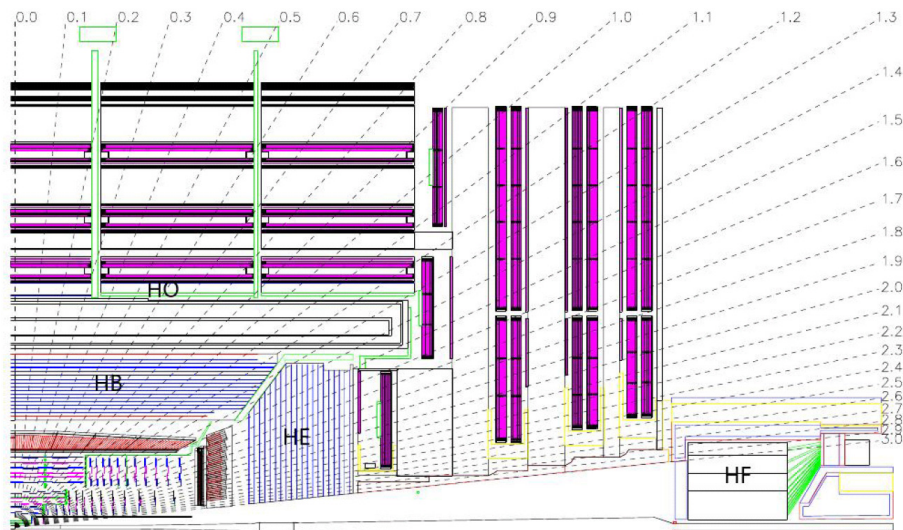


FIGURE 2.16 – Vue longitudinale de CMS, montrant les positions des parties du calorimètre hadronique : HB, HE, HO et HF [59].

la lumière est transportée à l'aide de fibres à longueurs d'ondes décalées. Au bout de ces fibres, nous trouvons des photodiodes hybrides multi-canaux (HPDs [62]). Entre les couches de laiton viennent ainsi se glisser les plaques scintillantes, d'une épaisseur de 3,7 mm. Le HCAL a été assemblé de telle sorte qu'il n'existe presque aucune fissure ou zone morte selon ϕ .

La figure 2.16 nous permet de comprendre l'agencement global du calorimètre hadronique. La partie interne du HCAL dans le tonneau (HB) contient trente-six tours (voir figure 2.17), couvrant la plage de pseudo-rapidités $0 < |\eta| < 1,4$. Deux tours sont nécessaires pour couvrir toute la longueur du tonneau, chacune étant composée de quinze couches de laiton d'une épaisseur de 5 cm. Pour compléter l'ensemble et lui apporter plus de rigidité, des plaques d'acier inoxydable sont placées de chaque côté des tours. A la sortie du ECAL, les particules passent tout d'abord par une couche de plastique scintillant de 9 mm d'épaisseur, optimisée pour collecter un maximum de lumière, avant d'alterner entre une couche de laiton et une couche de matériau actif.

La zone externe du HCAL (HO) est pour sa part composée de scintillateurs de 10 mm d'épaisseur qui couvrent une région de $0 < |\eta| < 1,26$. Les dix longueurs de radiation qu'ils apportent permettent d'arrêter les queues de gerbes hadroniques et ainsi d'améliorer la résolution de l'énergie transverse manquante. Chaque tuile occupe une portion de 30° en ϕ , ce qui correspond à la même segmentation que les chambres à muons. Selon η , le HO est divisé en cinq anneaux, d'un diamètre d'environ 8 m, et d'une longueur de 2,5 m selon z .

Dans les bouchons le HCAL (HE) les 14 tours en η , faisant un angle de 5° en ϕ , donnent une couverture de $1,3 < |\eta| < 3,0$. La structure du HE a été étudiée afin de réduire autant que possible les trous avec le HB.

Enfin, pour couvrir les pseudo-rapidités entre 3 et 5, deux calorimètres hadroniques vers l'avant (HF) ont été installés à 11,2 m du point de collision. Cette partie du détecteur subit un flux de particules très intense ($\sim 10^{11}$ particules/cm²) et subira au bout de 10 ans de

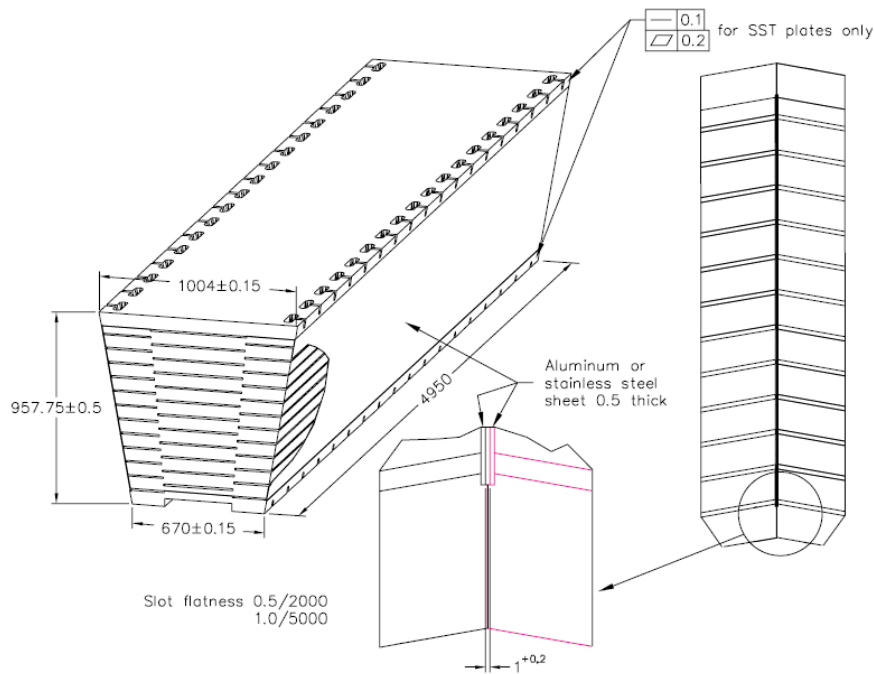


FIGURE 2.17 – Vue isométrique des tours (coins) du HB [59].

fonctionnement une irradiation de l'ordre de 10 MGy. Contrairement aux autres parties du détecteur recevant en moyenne une centaine de GeV à chaque interaction proton-proton, le HF absorbe une énergie d'environ 760 GeV. Nous comprenons ainsi pourquoi la priorité pour la conception de ce calorimètre a été portée sur la résistance aux radiations. Pour le matériau actif, il a donc été décidé d'utiliser des fibres de quartz, d'un diamètre de 0,6 mm. L'absorbeur est quant à lui constitué de plaques d'acier rainurées de 5 mm d'épaisseur. L'ensemble forme deux cylindres d'un rayon de 130 cm, composés de dix-huit modules chacun.

Pour juger des performances du HCAL, il est habituel de regarder la résolution en énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse. La figure 2.18 en présente un exemple pour une partie du HCAL à faible pseudo-rapidité et pour les données 2010. Comme nous le voyons, suivant le P_T des jets, la résolution varie de 10 à 20 %.

2.2.5 L'aimant solénoïde

L'aimant supraconducteur solénoïdal de CMS [59], dont une vue artistique est donnée par la figure 2.19, a été conçu pour avoir un pouvoir de courbure maximum tout en gardant un taille réduite. D'un diamètre intérieur de 5,9 m et d'une longueur de 12,5 m, il permet de générer un champ magnétique de 3,8 T en emmagasinant une énergie de 2,66 GJ. Ce très haut champ est obtenu à l'aide de quatre couches de câbles en NbTi, devenant supraconducteurs à basse température, dans lesquels circule un courant de 18 160 A. Les 220 t de l'aimant sont refroidies à 4,45 K grâce de l'hélium liquide superfluide. Afin de supporter les contraintes mécaniques les câbles sont renforcés à l'aide d'un alliage d'aluminium. Le retour du champ est assuré par d'une structure de plus de 10 000 t composée de cinq roues de 14 m de diamètre dans

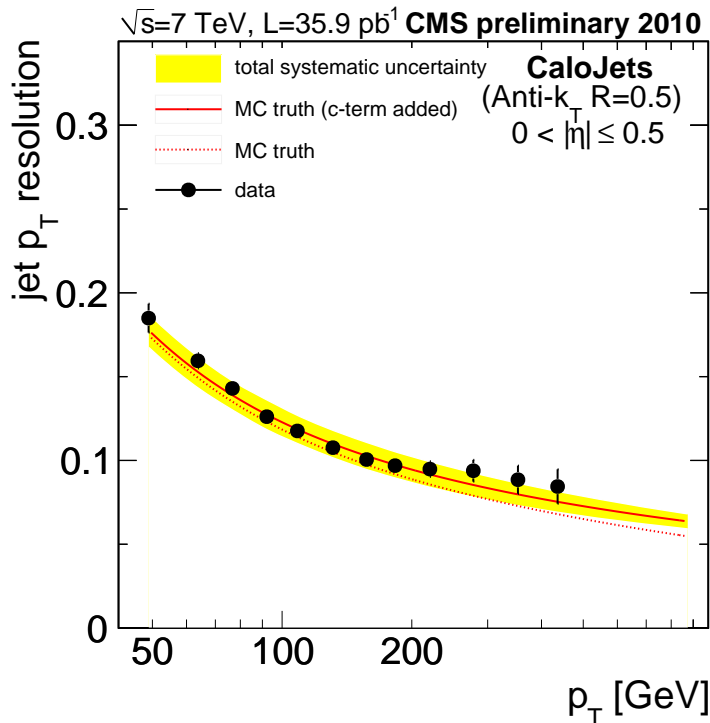


FIGURE 2.18 – Résolution de l'impulsion transverse des jets de pseudo-rapidité $0 < |\eta| < 0.5$, en fonction de leur impulsion transverse pour les données 2010 [63].

le tonneau et de deux fois trois disques dans les bouchons. Seuls les muons et les particules interagissant faiblement avec la matière, comme les neutrinos, sont capables de traverser cette ossature.

2.2.6 Les chambres à muons

Le système de détection des muons de CMS [59] est particulièrement intéressant pour l'identification d'états finaux avec un fort bruit de fond muonique. Il est en effet relativement facile de détecter des muons et d'avoir une bonne résolution en masse, ces derniers étant moins affectés que les électrons par les pertes radiatives dans le trajectographe. Ces détecteurs remplissent trois fonctions primordiales : l'identification des muons, la mesure de leur impulsion et le déclenchement ("trigger") de l'événement. Une mesure précise de l'impulsion est permise grâce au champ magnétique intense, généré par l'aimant solénoïdal, et l'identification repose notamment sur les structures de retour de champ qui permettent d'absorber le reste des gerbes hadroniques. Grâce à ce système, il est possible de reconstruire la charge et l'impulsion des muons sur une plage d'énergie allant de 1 GeV jusqu'à quelques TeV. Suivant la pseudo-rapidité, trois types de détecteurs gazeux sont utilisés pour l'identification des muons. Devant couvrir une surface d'environ $25\,000\text{ m}^2$, il ont été choisis pour leur grande fiabilité et résistance, mais aussi pour leur coût peu élevé.

Pour comprendre l'organisation des différentes parties de ce détecteur, nous pouvons observer la figure 2.9, présentée plus tôt. Dans la partie correspondant au tonneau, les chambres

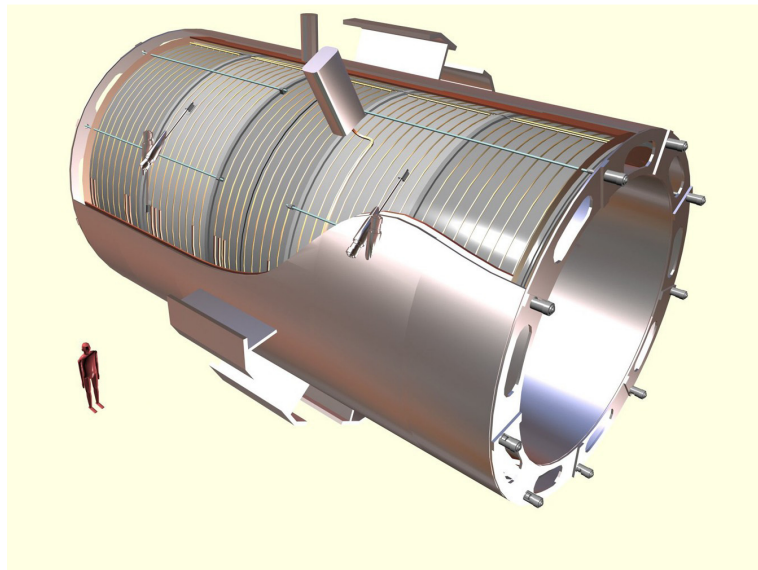


FIGURE 2.19 – Vue générale des cinq modules composant l’aimant solénoïdal de CMS [59].

à muons viennent épouser la forme cylindrique de l’aimant tandis que dans les bouchons deux plans de détecteurs sont installés. La région centrale de CMS est soumise à un flux muonique peu intense, le bruit de fond induit par les neutrons y est faible et le champ magnétique est uniforme. De ce fait, la composition des chambres à muons repose sur des tubes à dérive standards (DT) rectangulaires, qui couvrent la région de pseudo-rapidités $0 < |\eta| < 1,2$. Ces détecteurs sont organisés en quatre stations (MB1, MB2, MB3 et MB4) intercalées entre les armatures du retour de champs. Les trois premières comptent chacune deux groupes de quatre chambres afin de mesurer la courbure en ϕ , ainsi que quatre chambres supplémentaires pour avoir une estimation de la coordonnée z . Dans la quatrième station en revanche, il n’y a pas de mesures selon z , mais deux séries de quatre chambres très espacées sont utilisées pour avoir la meilleure résolution angulaire possible. Afin d’avoir une très bonne résolution en temps et une bonne efficacité de détection, chaque couche de tubes à dérive est décalée d’une demi cellule par rapport aux couches supérieures et inférieures. En combinant les informations des différentes stations, il devient ainsi possible de reconstruire une seule trace et de rejeter les coups laissés du bruit de fond.

Contrairement au tonneau, les bouchons sont soumis à un flux de muons et de particules du bruit de fond très élevé. De plus, le champ magnétique y est intense et non-uniforme. Le choix du système de détection s’est donc porté sur des chambres à pistes cathodiques (CSC) qui possèdent une segmentation fine, une réponse rapide et une bonne résistance aux radiations. Quatre stations de CSCs, couvrant une plage de pseudo-rapidité de $0,9 < |\eta| < 2,4$, sont intercalées entre les plaques de retour de champ et positionnées perpendiculairement au tube des faisceaux. Les pistes cathodiques apportent une information sur l’angle ϕ et des fils correspondant aux anodes mesurent la position en η et le temps de croisement de faisceaux des muons.

Dans le but de réduire les incertitudes liées au niveau de bruit de fond et à la mesure du

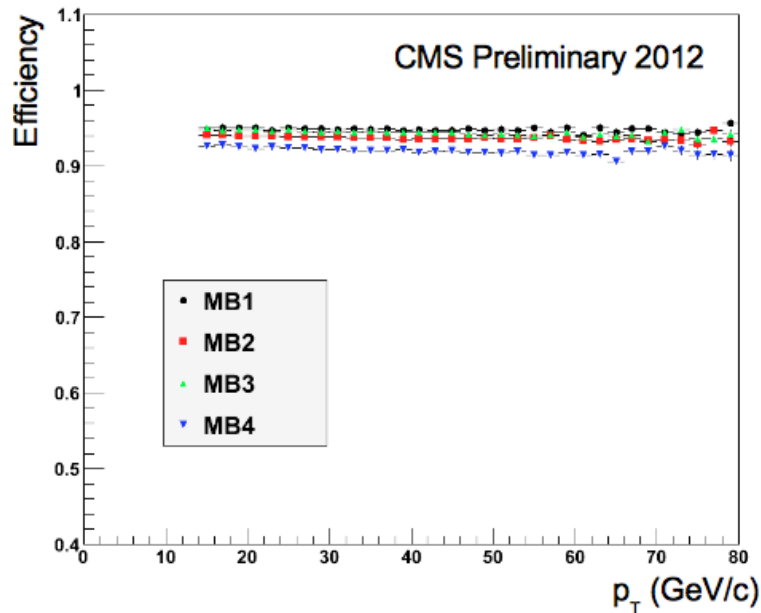


FIGURE 2.20 – Efficacité de déclenchement des tubes à dérive en fonction de l'impulsion transverse des muons (P_T) pour les quatre stations du tonneau et pour les données 2012 [64].

temps de croisement de faisceau à haute luminosité, un système de déclenchement supplémentaire, composé de chambres à plaques résistives (RPC) à été ajouté dans le tonneau et dans les bouchons. Avec leur réponse rapide et leur bonne résolution en temps, ces détecteurs viennent compléter le système de détection jusqu'à $|\eta| = 1,6$. Grâce à ce système additionnel, des ambiguïtés liées à de multiples impacts dans les chambres peuvent être résolues. Nous trouvons ainsi six couches de RPCs dans le tonneau : deux dans les deux premières stations, et une dans les deux dernières. Dans les bouchons, une plaque de RPCs a été ajoutée dans les trois premières stations.

Ainsi, à l'exception des régions de transition entre le tonneau et les bouchons ($|\eta| = 0,8$) et d'une région à $|\eta| = 0,25$, les chambres à muons couvrent une région d'acceptance allant jusqu'à $|\eta| = 2,4$ sans fissures ou trous entre elles. De plus, un système d'alignement mesurant les positions des chambres à muons par rapport au trajectographe permet d'améliorer encore la résolution sur l'impulsion des muons. Finalement, en regardant la figure 2.20, nous comprenons pourquoi le système de détection des muons participe au nom de CMS. En effet, cette figure présente l'efficacité de déclenchement des tubes à dérive en fonction de l'impulsion transverse des muons. Cette efficacité est non seulement très élevée : de l'ordre de 94 % pour les trois premières stations, mais elle est également constante sur large gamme en P_T .

2.2.7 Des collisions aux objets physiques

Les défis que CMS doit relever ne concernent pas uniquement la physique ou le bon fonctionnement du détecteur, mais aussi l'énorme volume de données à traiter. Pour y faire face, CMS dispose de ressources de stockage et de calcul conséquentes et d'une architecture

logicielle développée spécialement pour les collisions au LHC. Avant d'entrer dans les détails du traitement hors ligne des données, voyons tout d'abord comment s'articule le système de déclenchement de CMS.

2.2.7.1 Le système de déclenchement et acquisition des données

Lorsqu'il aura atteint sa luminosité nominale, le LHC fournira des faisceaux avec des paquets espacés de 25 ns, ce qui correspond à une fréquence de croisement de 40 MHz. Avec en moyenne vingt collisions par croisement de faisceaux, la taille en mémoire d'un événement est supérieure à 1 Mo. Si nous voulions conserver l'ensemble des collisions, il faudrait ainsi stocker plus de 40 To d'informations par seconde. Il est évidemment impossible d'enregistrer et d'analyser une quantité aussi importante de données, c'est pourquoi il est primordial d'estimer très rapidement si un événement est digne d'intérêt afin de réduire le flux. Pour ce faire, un système de déclenchement à deux niveaux sélectionne les événements utiles à la physique. Le flux est réduit une première fois par le système de déclenchement de niveau 1 (L1) [60], puis par un système de déclenchement de haut niveau (HLT) [60]. Le L1, basé en grande partie sur de l'électronique embarquée, va limiter le taux d'acquisition à environ 100 kHz, puis le HLT, un système logiciel, va réduire ce flux à quelques centaines de Hertz (~ 300 Hz en 2012). Au final, il faut tout de même enregistrer plus de 300 Mo/s de données ce qui nécessite une bande passante et un espace de stockage non négligeable.

Système de déclenchement de niveau 1 :

Compte tenu des dimensions de CMS et son emplacement dans une caverne, il faut un certain temps aux signaux pour transiter de l'électronique du détecteur aux services abritant le L1 et retourner à cette électronique frontale. Pour prendre la décision de conserver ou non les données correspondant à un croisement de faisceaux particulier, $3,2 \mu\text{s}$ sont allouées au L1. Cependant, à cause du temps de latence du système, le L1 a légèrement moins d'une microseconde pour effectuer ses calculs. Pendant ce temps, l'ensemble des données est sauvegardé dans une mémoire tampon dans l'attente d'être sélectionné. L'électronique du L1 est scindée en deux, une partie se trouve près des détecteurs et l'autre dans la salle de contrôle souterraine à 90 m de profondeur. Les processeurs dédiés du L1 prennent leur décision en s'appuyant sur les informations, segmentées de manière grossière, provenant des deux calorimètres, des chambres à muons, ainsi que sur une corrélation d'informations de ces trois sous-détecteurs. Cette décision se base sur des objets appelés "trigger primitive", comme des muons ou des jets avec une énergie ou une impulsion transverse supérieure à une ensemble de seuils. De plus, la somme de l'énergie transverse et l'énergie transverse manquante participent aussi à la prise de décision. Ces "trigger primitive" ne peuvent pas encore être considérés comme des objets physiques, mais sont en réalité des objets assez simples issus d'une granularité et d'une résolution grossière.

Le L1 est formé de composantes locales, régionales et globales. Tout en bas de la chaîne de déclenchement, comme nous pouvons le voir avec la figure 2.21, nous trouvons les générateurs

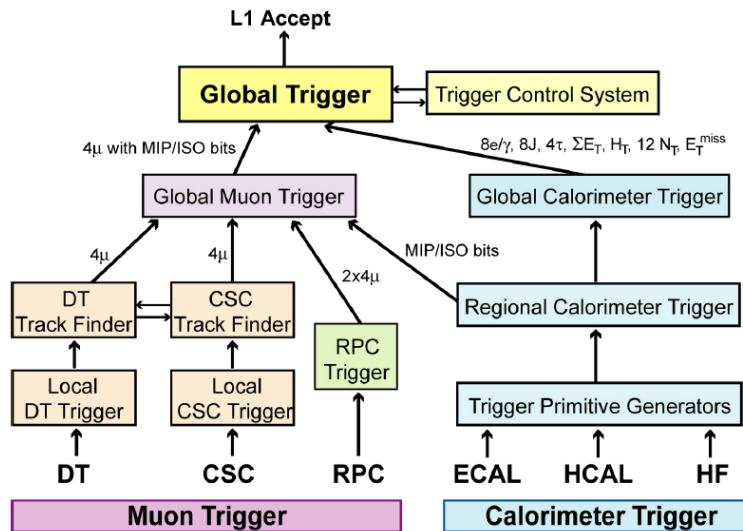


FIGURE 2.21 – Architecture de système de déclenchement de niveau 1 [59].

de "trigger primitive" qui sont basés sur des dépôts d'énergie dans les tours de déclenchement (voir chapitre 3) des calorimètres et sur des portions de traces ou des coups dans les chambres à muons. En combinant ces informations, les composantes régionales trient ces objets "trigger" candidat en électrons ou muons et leur donnent un rang. Ce dernier est déterminé grâce aux énergies et impulsions enregistrées, et grâce à la qualité de l'événement. Enfin, les systèmes de déclenchements globaux des calorimètres et des chambres à muons évaluent le plus haut rang entre les différents objets et transfèrent les données au système de déclenchement global ("Global Trigger") en haut de la chaîne.

Système de déclenchement de haut niveau :

En sortie du L1, les données sont transférées dans plusieurs centaines de mémoires tampon de lecture frontale. Dans un premier temps, un retraitement et une compression des données sont effectués. Les données correspondant à un événement précis sont ensuite envoyées à un processeur qui va leur appliquer le code informatique du HLT. Cette architecture en fermes de processeurs permet à CMS de bénéficier de l'évolution des technologies informatiques. Le code du HLT évolue tout au long des prises de données. La stratégie globale consiste à reconstruire seulement certains objets dans des régions spécifiques du détecteur, et non la totalité des particules dans l'événement. En premier lieu, les informations des calorimètres et des chambres à muons sont utilisées, puis l'information du détecteur à pixels est ajoutée si l'événement passe des critères de sélection. Si l'événement passe toutes les coupures, une reconstruction complète est faite en incluant toute l'information du trajectographe.

2.2.7.2 Traitement hors ligne des données

Le système informatique de CMS [59] a été mis au point afin d'être capable de stocker, transférer et exploiter l'ensemble des données collectées au cours de la vie du détecteur. L'informatique prend en charge les données brutes (RAW) passant le système de déclenchement

et les transferts sur un espace de stockage dédié. Il doit également s'occuper du filtrage et de la réduction des données provenant du détecteur ou d'une simulation, et doit fournir de la puissance de calcul pour les physiciens. Ce système repose sur plusieurs centres de calculs répartis sur l'ensemble du globe qui sont interconnectés au sein d'un réseau à très grande vitesse. De ce fait, les données ne sont pas accessibles uniquement au centre de calcul du CERN, mais aussi sur plusieurs espaces de stockage ailleurs sur la planète. Le modèle informatique repose sur une grille de calcul basée sur une interface de stockage et des fermes de CPU, avec des services réseau communs aux différents centres, et gérée par le projet Worldwide LHC Computing Grid (WLCG). Beaucoup de défis ont dû être surmontés pour mener à bien ce programme, au premier rang desquels nous trouvons l'espace de stockage. La très grande luminosité du LHC, couplée avec la fine granularité de CMS implique en effet un volume d'informations colossal à sauvegarder. De plus, ce système doit être capable d'effectuer une large gamme de calculs sur les données, en parallèle de l'enregistrement de celles-ci. Enfin, sa flexibilité est primordiale car nous ne savons pas à l'avance quels phénomènes nouveaux nous allons éventuellement découvrir, et donc de quels types de ressources nous allons avoir besoin.

Les formats de données :

Les données de CMS sont organisées sous la forme d'événements qui contiennent les informations des différents sous détecteurs correspondant à un croisement de faisceaux particulier. Par ailleurs, ces événements contiennent également des informations sur leur provenance afin d'éviter toute ambiguïté (run, lumisection, numéro de l'événement), ainsi que sur les conditions logicielles et de calibration en vigueur au moment de leur création. Cette architecture est utilisée pour tous les types de données, qu'ils soient bruts ou réduits et la sauvegarde est faite au format ROOT.

Dans le but d'avoir le maximum de flexibilité, CMS sauvegarde les données avec différents niveaux de détails. Nous trouvons ainsi :

- Les **fichiers RAW** : ils contiennent l'information complète du détecteur sous forme brute (coups dans un sous détecteur, forme des réponses électroniques...), les chemins de déclenchement utilisés ainsi que d'autres données. Le format RAW correspond directement à la sortie du HLT ou à la sortie de l'outil de simulation Monte Carlo de CMS (composé des étapes successives de génération des événements, simulation du détecteur et numérisation). Un événement RAW occupe en moyenne entre 1 Mo et 2 Mo et est voué à être stocké de manière permanente. Ces données sont triées sous la forme de paquets appelés "primary datasets", basés sur la signature du système de déclenchement.
- Les **fichiers RECO** ("RECOconstructed data") : ils contiennent les objets physiques reconstruits ainsi qu'une collection complète des coups dans les sous détecteurs (matrices de cristaux pour le ECAL) ayant permis leur reconstruction. Ils sont obtenus en appliquant plusieurs algorithmes de reconnaissance de formes et de compression sur les fichiers RAW. Parmi ces derniers, nous pouvons citer : des algorithmes de reconstruction des traces, de clusterisation et de correction de l'énergie, de reconstructions des vertex primaires et secondaires ou encore d'identification de particules. Le temps et la puis-

sance de calcul nécessaires pour générer ces fichiers sont très importants, c'est pourquoi ils faut patienter quelques dizaines d'heures (48 h pour la prompt reconstruction) après une prise de données avant de pouvoir y accéder. Malgré leur taille réduite à 0,5 Mo par événement, ils possèdent suffisamment d'informations pour qu'il soit possible de leur appliquer de nouveaux algorithmes de calibration (re-RECO).

- Les **fichiers AOD** ("Analysis Object Data") : leur format compact et spécialement conçu pour les analyses de physique leur permet d'occuper considérablement moins de place en mémoire (~ 100 ko/événement) et de pouvoir être ainsi stocké dans de nombreux centres de calculs. Ils ne contiennent que des informations de haut niveau sur les objets physiques et sur la cinématique des événements. Pour les produire, des filtres sont appliqués sur les fichiers RECO et peuvent être enregistrés dans plusieurs sous ensembles de données ("datasets").

Les différents centres informatiques :

Pour des raisons de dimension, de préservation et d'accessibilité des données, le système informatique du LHC ne peut pas se cantonner au site du CERN. Le système repose sur des ressources informatiques fournies par les différents instituts et universités collaborant au projet LHC. Les centres sont organisés de manière hiérarchique en plusieurs niveaux (ou "Tier"). On compte un Tier-0 au CERN, 12 Tier-1 (dont le centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon) correspondant à des centres informatiques nationaux et 140 Tier-2 dans les instituts, répartis sur l'ensemble du globe. Présentons maintenant plus en détails les différents Tier :

- **Tier-0** : basé au CERN, il doit remplir plusieurs fonctions. Ainsi, le Tier-0 gère l'afflux de données provenant des détecteurs, il garantit leur intégrité et les copie sur un système de stockage de masse permanent. De plus, il prend en charge pour CMS la première reconstruction ("prompt-RECO") des données RAW. Pendant le temps de génération des fichiers RECO, le Tier-0 stocke les données en provenance de CMS dans des mémoires tampon. Par ailleurs, le centre du CERN doit exporter des copies des fichiers RAW et RECO sur les Tier-1 afin d'éviter toute perte de données.
- **Tier-1** : chaque centre informatique possédant un Tier-1 fournit d'importantes ressources de calculs, un espace de stockage de masse et possède un lien à très haute vitesse avec le CERN et les autres centres. Comme le Tier-0, les Tier-1 doivent être en mesure de sauvegarder de manière sûre les fichiers RAW en fournissant une seconde copie complète des données. D'autre part, ils stockent une partie des simulations de CMS et des données RECO, qu'ils sont capables de transférer rapidement aux Tier-2 pour les analyses. Ils prennent également en charge la génération des secondes reconstructions. Enfin, certaines analyses utilisant des échantillons de données très importants sont autorisées à exploiter les ressources de ces centres.
- **Tier-2** : en grand nombre et d'une multitude de tailles, ils divisent leurs ressources entre les utilisateurs locaux et CMS. La sécurité étant moindre, ces centres peuvent être gérés par des groupes dans des universités. Ils ont pour rôle de pourvoir aux besoins de stockage et de calculs des différentes analyses. De plus, les Tier-2 assurent des activités

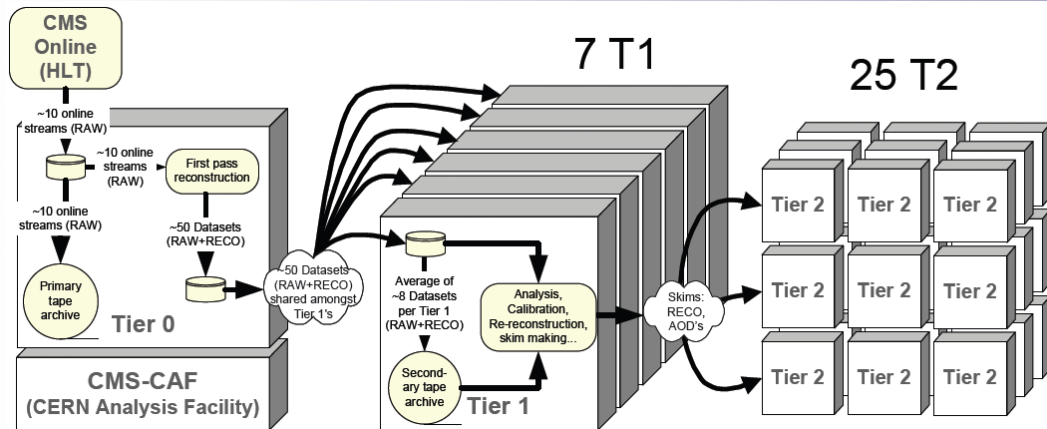


FIGURE 2.22 – Flux de données entre les différents centres informatiques de CMS [59].

telles que la calibration hors ligne ou l'alignement du détecteur, et sont responsables de la production des simulations Monte Carlo et de leur transfert sur les Tier-1.

- **Tier-3** : ces ressources consistent généralement en des groupes d'ordinateurs locaux d'une université (ou d'un laboratoire) ou parfois simplement en un ordinateur unique.

Le flux de données entre les différents centres informatiques peut être résumé par la figure 2.22.

2.2.7.3 L'algorithme du flux de particules

La plupart des particules produites en collisions proton-proton ont un P_T relativement bas, même dans les événements avec un grand transfert d'impulsion. Par exemple, pour des jets de 100 GeV, typiques de la désintégration de particules exotiques, le P_T moyen transporté par les particules stables n'est que de quelques GeV. Afin de dissocier la production de ces particules exotiques du bruit de fond des processus du Modèle Standard, il est essentiel d'identifier autant de particules que possible dans l'état final. Il a donc été développé un algorithme du flux de particules ("particle flow")[65] dans le but de reconstruire et d'identifier toutes les particules stables d'un événement (électrons, muons, photons, hadrons chargés et hadrons neutres) à l'aide de l'information combinée de tous les sous détecteurs (traces du trajectographe, clusters des calorimètres et traces muoniques), pour une détermination optimale de leur type, énergie et direction. Cette collection de particules est ensuite utilisée pour reconstruire les jets, déterminer la proportion d'énergie transverse manquante, reconstruire et identifier les τ à partir de leur produits de désintégration, pour évaluer l'isolation des leptons chargés ou encore pour identifier les jets de b .

Pour chaque ensemble d'informations des sous détecteurs, l'algorithme suit la démarche suivante. Dans un premier temps, chaque muon "global" (\equiv la trace du muon est ajustée en combinant l'information des chambres à muons avec les coups du trajectographe) donne naissance à un "muon particle-flow" si son impulsion est compatible avec celle déterminée par le trajectographe à l'intérieur de trois déviations standards. Dès lors, la trace correspondante

est supprimée avant que ne suive la reconstruction et l'identification des électrons. Chaque trace est soumise à une procédure de pré-identification avant d'être ajustée jusqu'à au niveau du ECAL. Une identification finale est réalisée en utilisant une combinaison de variables de trajectographie et de calorimétrie. Chaque électron ainsi identifié devient un "électron particle flow" ; sa trace et dépôts calorimétrique sont alors supprimés. Finalement, après l'application de critères de qualité plus stricts sur les traces restantes, l'algorithme crée des hadrons chargés, puis des photons ou des hadrons neutres, et plus rarement des muons additionnels.

Ce chapitre nous a permis d'avoir une idée générale du fonctionnement du LHC. Cet accélérateur est à même de collisionner des particules avec une énergie sans précédent et de générer une luminosité très importante. Installé sur l'anneau du LHC, nous avons vu que le détecteur CMS a été développé dans le but de pouvoir rechercher le plus grand nombre de phénomènes de nouvelle physique. De surcroît, un soin tout particulier a été apporté dans la conception du calorimètre électromagnétique et des chambres à muons afin d'être en mesure de découvrir le boson de Higgs pour une grande gamme de masse.

Dans le chapitre suivant, nous allons revenir sur le calorimètre électromagnétique et décrire plus en détail les différentes technologies utilisées. Nous nous attarderons également sur la reconstruction de l'énergie des photons, dont la mesure précise est essentielle pour le canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique et la reconstruction des photons

Sommaire

3.1	Le fonctionnement du calorimètre électromagnétique	80
3.1.1	Architecture générale	80
3.1.2	Les cristaux scintillants	83
3.1.3	Les photo-détecteurs	85
3.1.3.1	Photodiodes à avalanche	85
3.1.3.2	Phototriodes à vide	86
3.1.4	L'électronique	87
3.1.5	Suivi du détecteur	89
3.1.5.1	La perte de transparence des cristaux	89
3.1.5.2	Évolution du bruit électronique	91
3.1.5.3	Les spikes	91
3.2	La reconstruction de l'énergie dans le ECAL	93
3.2.1	Des dépôts d'énergie dans les cristaux à l'énergie reconstruite	95
3.2.1.1	L'intercalibration des cristaux	96
3.2.1.2	Les algorithmes de clusterisation des cristaux	97
3.2.1.3	Variables de forme de gerbes	98
3.2.1.4	Les corrections en énergie	101
3.2.2	L'échelle d'énergie	103
3.2.3	La résolution en énergie	104
3.2.3.1	Terme stochastique	104
3.2.3.2	Terme de bruit	105
3.2.3.3	Terme constant	105
3.2.3.4	Mesures de la résolution	106

L'IPNL a participé activement au développement et à la construction du calorimètre électromagnétique. Il a notamment contribué dès le début des années 1990, au sein du projet RD18, à l'évaluation des différentes technologies de matériaux scintillants. Le groupe a également pris part au développement des APDs et de l'électronique frontale (cartes VFE "Very Front End"). Aujourd'hui, nous travaillons au bon fonctionnement du ECAL dont la calibration est un enjeu majeur pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Avant de présenter nos études de calibrations à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ au chapitre suivant, nous allons revenir dans cette partie sur la conception et le fonctionnement du ECAL. Dans un second temps, nous nous intéresserons à la reconstruction de l'énergie dans ce détecteur et introduirons le concept d'échelle d'énergie.

3.1 Le fonctionnement du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est un instrument complexe reposant sur trois points clés : la génération de lumière scintillante grâce au cristaux, la détection et l'amplification du signal avec des photo-détecteurs et l'électronique de lecture. Nous allons décrire dans ce qui suit ces différentes composantes, mais complétons d'abord notre vision de l'agencement global du ECAL.

3.1.1 Architecture générale

La figure 3.1 présente la couverture en pseudo-rapacité du ECAL. Ce détecteur a été conçu pour être hermétique, ainsi les cristaux sont disposés de manière continue sur une plage allant de $0 < |\eta| < 3,0$. Le tonneau couvre la partie centrale entre $0 < |\eta| < 1,479$ et les bouchons les zones à plus haute rapidité avec $1,479 < |\eta| < 3,0$. En réalité, il existe une région sans détecteurs entre le tonneau et les bouchons, correspondant à une bande de $1,4442 < |\eta| < 1,566$. Le détecteur à pied de gerbe vient compléter le dispositif de détection dans les bouchons, mais n'est présent que dans un secteur compris entre $1,653 < |\eta|$ et $|\eta| < 2,6$. Enfin, le plan transverse étant primordial pour la physique, la couverture en ϕ est intégrale.

D'un rayon intérieur de 1,29 m, le calorimètre électromagnétique du tonneau (EB) possède un volume de $8,14 \text{ m}^3$ et une masse de 67,4 t. Les 61 200 cristaux coniques sont agencés de manière quasi-projective afin d'éviter les pertes d'énergie dans les espaces inter-cristaux et inter-modules. Leurs axes font ainsi un angle de 3° avec la vecteur pointant vers le vertex d'interaction. Leur section correspond à $22 \times 22 \text{ mm}^2$ sur leur face avant et $26 \times 26 \text{ mm}^2$ sur leur face arrière. Chaque cristal couvre ainsi des angles de $0,0174$ en ϕ et en η . Comme nous l'avons mentionné au chapitre 2, ils sont agencés au sein de 36 supermodules (18 dans chaque moitié du tonneau), couvrant chacun 20° en ϕ et dont la forme et la composition est donnée par la figure 3.2 Les cristaux sont contenus à l'intérieur de structures alvéolaires (2×5 cristaux), avec des parois d'un millimètre d'épaisseur : les sous-modules. Ces dernières possèdent une couche d'aluminium sur la face inférieure des cristaux et deux bandes en résine de fibres de verre époxy sur les parties latérales. Afin d'éviter toute oxydation, un revêtement spécial est appliqué sur la

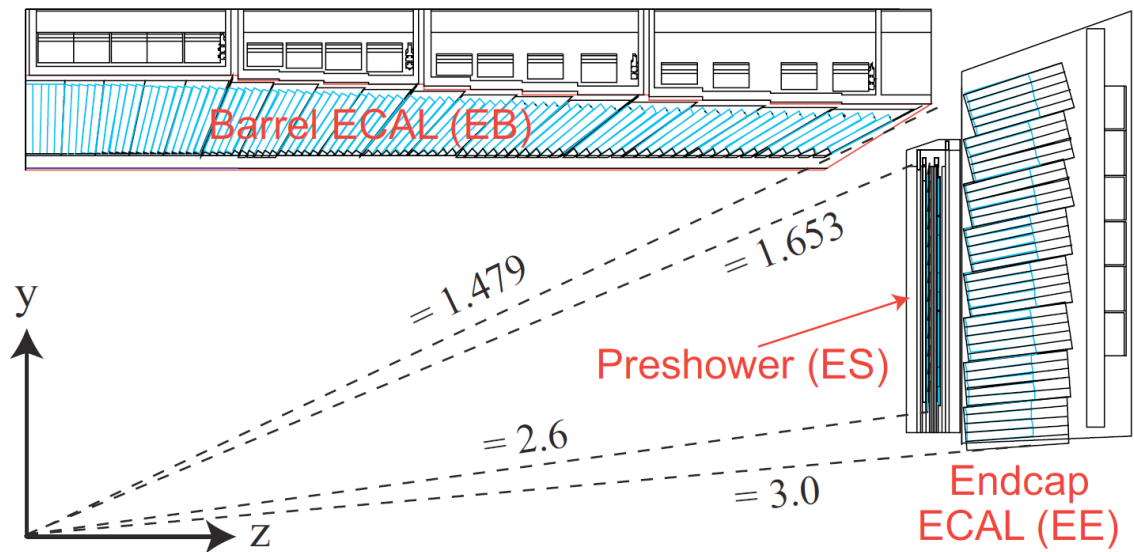


FIGURE 3.1 – Section transverse du ECAL, montrant sa configuration géométrique [60].

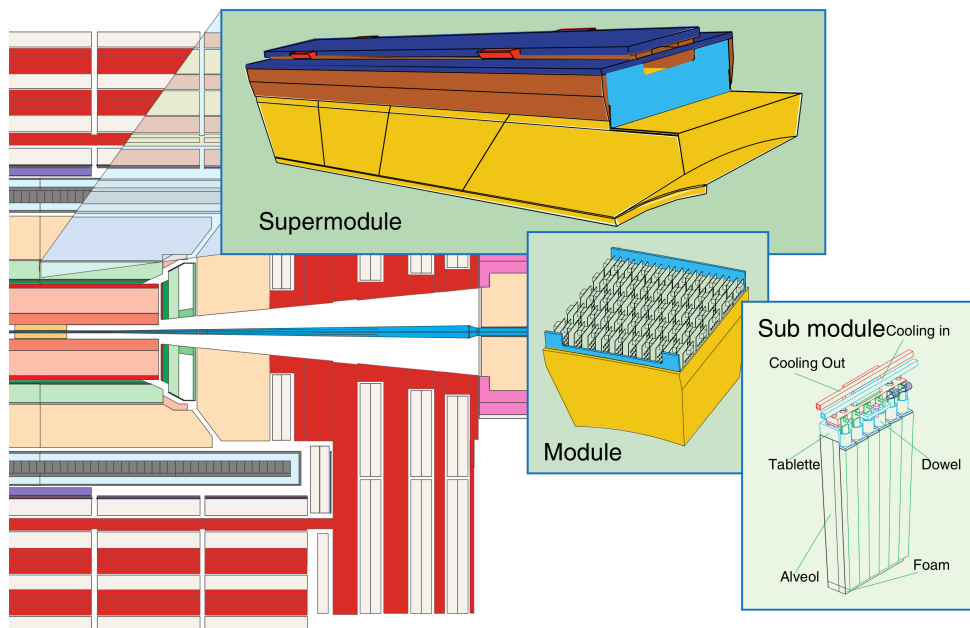


FIGURE 3.2 – Disposition des cristaux dans le tonneau [66]].

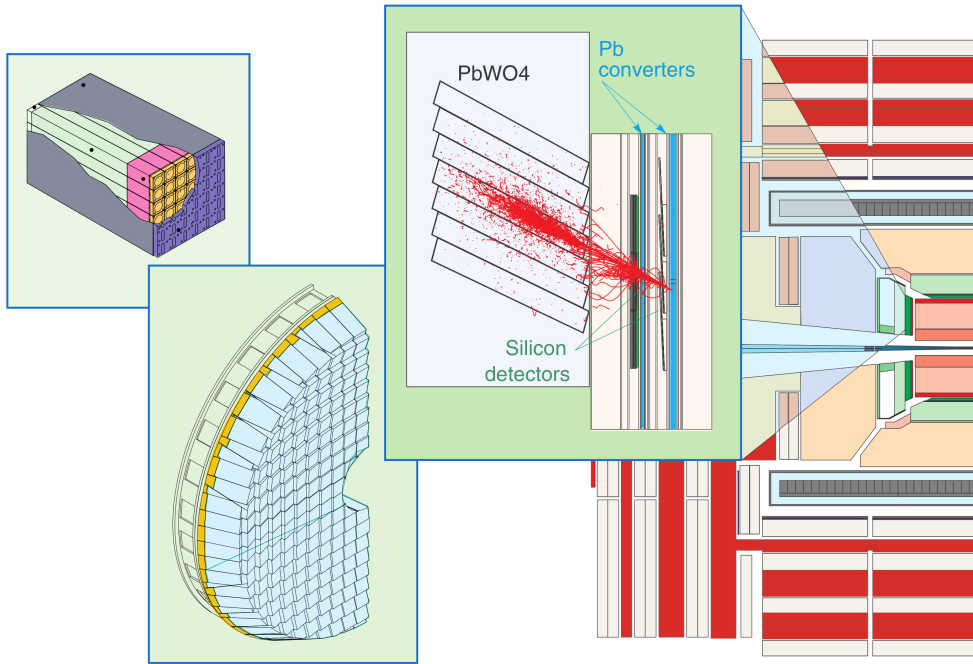


FIGURE 3.3 – Disposition des cristaux dans les bouchons [66]].

face en aluminium. Chaque cristal d'un sous-module donné est identique (réflexions gauche et droite d'une même forme). Selon leur position en η , ces structures viennent ensuite s'encastrent dans les modules pour former un groupe de 400 à 500 cristaux. Quatre modules, séparés par une plaque d'aluminium conique de 4 mm d'épaisseur, forment finalement un supermodule, contenant 1 700 cristaux. La distance moyenne entre les cristaux d'un sous-module est de 0,35 mm et est de 0,5 mm entre deux sous-modules. Notons qu'il existe des espaces entre les modules d'un supermodule (des "cracks"), dont les positions sont les suivantes : $0 < |\eta| < 0,018$, $0,423 < |\eta| < 0,461$, $0,770 < |\eta| < 0,806$ et $1,127 < |\eta| < 1,163$.

Les deux calorimètres électromagnétiques des bouchons (EE) sont éloignés de 3,154 m du point de collision des faisceaux et pèsent 24 t pour un volume de $2,90 \text{ m}^3$. Contrairement aux cristaux du tonneau, les 3662 que compte chaque Dee sont tous identiques. Ils possèdent une section avant de $28,6 \times 28,6 \text{ mm}^2$, une section arrière de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et une longueur de 220 mm. Comme nous pouvons le voir à avec la figure 3.3, ils s'organisent en unités de 5×5 cristaux (les supercristaux) agencés au sein d'une structure alvéolaire en fibres de carbone. Dans chaque bouchon, nous trouvons 138 supercristaux standards et 18 spéciaux situés au centre et à l'extérieur des Dees, et ne contenant qu'une fraction des 25 cristaux. Les cristaux et les supercristaux sont arrangés selon une grille dans le plans $x - y$ et pointent vers une position à 1,3 m du point d'interaction.

Le nombre de photons de scintillation et l'amplification du signal sont tous les deux dépendants de la température. Lorsque cette dernière augmente, le gain global diminue de $-3,8 \pm 0,4 \%$ par degré celsius [67]. Pour ne pas détériorer la résolution en énergie, les cristaux doivent ainsi être maintenus à une température constante avec une grande précision. Pour

ce faire, un système de refroidissement extrait la chaleur émise par l'électronique et stabilise l'ensemble des cristaux et des photo-détecteurs à une température de $18 \pm 0,05$ °C. Il utilise de l'eau, circulant à l'intérieur d'un écran thermique placé devant les cristaux et de tubes en aluminium formant une grille. Dans le but de minimiser le flux de chaleur provenant de l'électronique en arrière des cristaux, une couche de mousse isolante de 9 mm d'épaisseur a été appliquée derrière la grille. Enfin, en contact étroit avec les cartes électroniques grâce à une pâte conductrice, de l'eau circule également au sein d'un réseau de barres d'aluminium.

Afin de réduire le bruit de fond provenant de la désintégration des π^0 , un détecteur à pied de gerbe est installé dans les bouchons. D'une largeur totale de 20 cm, il permet d'augmenter considérablement la granularité, mais dégrade la résolution en énergie. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage à deux couches, où des absorbeurs en plomb provoquent le développement de la gerbe électromagnétique et des capteurs à pistes de silicium mesurent l'énergie déposée (voir figure 3.3). Chaque capteur correspond à un carré de 63×63 mm² avec une surface active de 61×61 mm² divisée en 32 pistes espacées de 1,9 mm. Ces senseurs, d'une épaisseur de 360 µm, sont collés avec leur électronique sur un support en céramique, lui même fixé sur une tuile d'aluminium de 2 mm d'épaisseur. L'ensemble, appelé micromodule, vient se placer avec 7, 8 ou 10 autres modules semblables sur une platine. Finalement, 500 platines sont attachées à des radiateurs dans le plan $x - y$ pour former un réseau de 137 000 canaux de lecture.

3.1.2 Les cristaux scintillants

La scintillation est un des processus les plus utilisés pour la détection des différents types de radiations. L'intérêt d'un matériau scintillant réside dans plusieurs propriétés. Tout d'abord, il doit convertir avec une grande efficacité l'énergie cinétique des particules en lumière détectable et proportionnelle à l'énergie déposée. Le rapport du nombre de photons créés sur l'énergie déposée doit ainsi être le plus grand possible pour minimiser l'erreur statistique. Évidemment, le matériau doit être transparent vis à vis de sa propre lumière de scintillation. De plus, le temps de décroissance nécessaire à l'émission de lumière scintillante doit être court afin que les pulses de signal puissent être rapidement générés. Par ailleurs, le choix de CMS d'avoir des calorimètres à l'intérieur de l'aimant solénoïd, impose au matériau scintillant d'être très dense afin de contenir l'essentiel de l'énergie des gerbes sur une faible profondeur. Qui plus est, pour être à même de dissocier les particules incidentes, une grande granularité est requise ; les cristaux avec un faible rayon de Molière doivent ainsi être privilégiés. Enfin, pour être utilisable à l'intérieur d'expériences de grandes tailles, un matériau scintillant doit pouvoir être fabriqué en quantité importante avec une haute qualité. Au LHC, où la luminosité est très importante, nous demandons également qu'il soit résistant aux radiations. Bien sûr, aucun matériau ne peut remplir toutes ces conditions. CMS a donc dû faire des compromis et a opté finalement pour un cristal inorganique en tungstate de plomb (voir figure 3.4).

Avant de traiter plus en détails du cas du $PbWO_4$, étudions dans un premier temps le mécanisme d'émission de lumière scintillante dans un cristal inorganique. Pour ce faire,

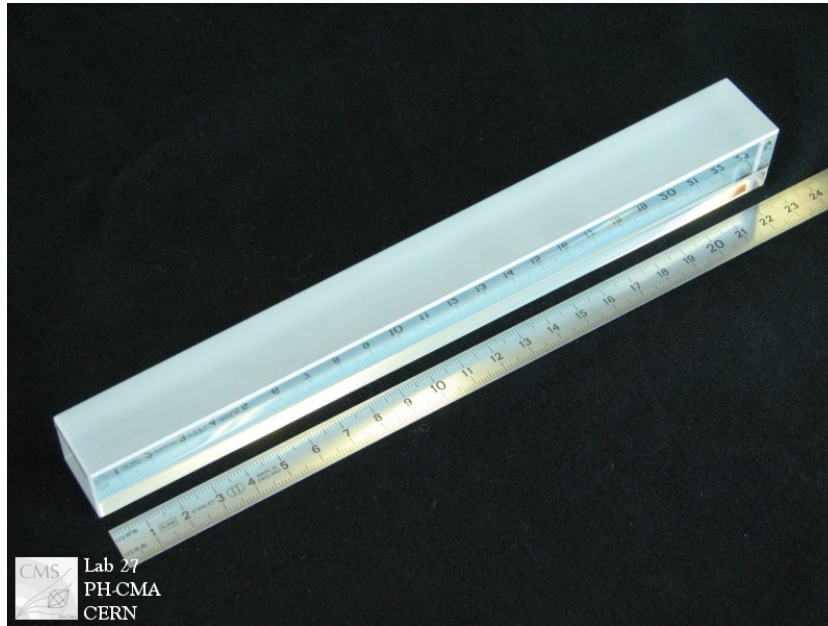


FIGURE 3.4 – Photographie d'un cristal de $PbWO_4$ ©CERN.

nous pouvons observer la figure 3.5. Le processus de scintillation dépend des états d'énergie déterminés par le réseau cristallin du matériau. Les électrons sont disponibles uniquement sur des bandes d'énergie discrètes. La bande du bas, appelée bande de valence représente les électrons liés au réseau, alors que la bande de conduction correspond aux électrons qui ont suffisamment d'énergie pour évoluer librement à travers le cristal. Il existe également une bande d'énergie intermédiaire (la bande interdite), dans laquelle un électron ne peut jamais se trouver quand le cristal est pur. Au sein d'un tel cristal, le retour d'un électron de la bande de conduction sur la bande de valence avec l'émission d'un photon est un processus non seulement inefficace mais aussi où l'énergie du photon est trop élevée pour être dans le domaine visible. La probabilité d'émission d'un photon visible est augmentée en créant des impuretés dans le cristal (des activateurs) qui font apparaître des niveaux d'énergie au sein de la bande interdite. Une particule chargée passant dans le matériau scintillant va former un grand nombre de paires électron-trou. Les trous vont migrer rapidement vers les activateurs et les ioniser. Les électrons vont pour leur part circuler librement dans le cristal jusqu'à ce qu'ils rencontrent un activateur ionisé. Ils vont alors tomber sur un état d'énergie excité de la bande interdite avant d'arriver sur un état d'énergie fondamental de cette même bande en émettant un photon visible. D'autres processus viennent s'ajouter à la scintillation comme le "quenching" où un électron est capturé par un site activateur et va tomber d'un état d'énergie excité à un autre sans émettre de photon. Il existe également le phénomène de phosphorescence, correspondant à l'émission de lumière retardée : un électron arrive sur un état excité où la transition avec le fondamental est interdite ; il devra donc attendre un apport d'énergie supplémentaire (énergie thermique) pour passer sur un niveau plus élevé où la transition est permise.

CMS a choisi des cristaux de $PbWO_4$ car ils possèdent la plupart des avantages cités plus haut. Ils sont ainsi très denses ($8,28 \text{ g/cm}^3$), ont une faible longueur de radiation ($0,89 \text{ cm}$)

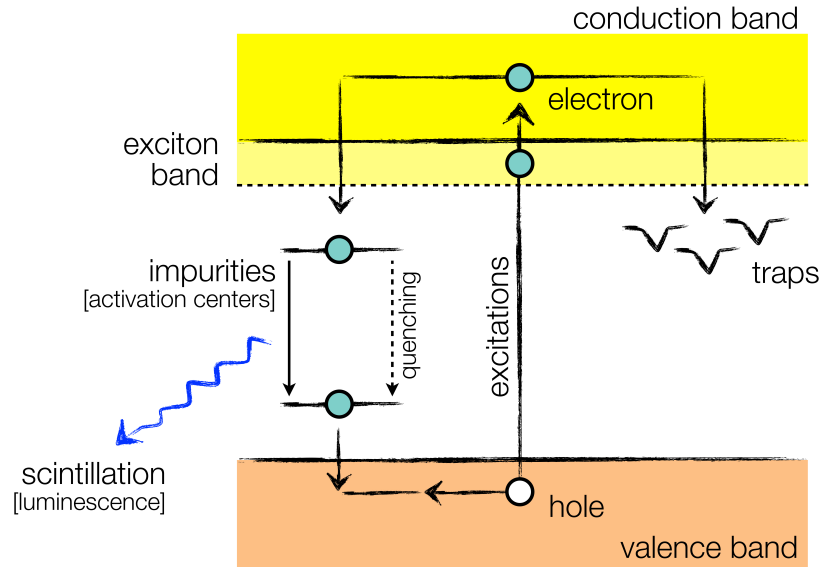


FIGURE 3.5 – Génération de lumière scintillante dans une cristal inorganique [68].

et un petit rayon de Molière (2,2 cm) ce qui permet au ECAL d'être compact et d'avoir une granularité importante. Qui plus est, leur réponse est très rapide puisque 80 % de la lumière est émise en moins de 25 ns et ils sont résistants aux radiations. Cependant, le rendement lumineux des cristaux est faible (à 18°C, 200 photons/MeV sont générés et seulement 4,5 sont collectés par les APDs contre 8200 pour le BGO [69]) et ce dernier varie beaucoup avec la température. Comme nous pouvons le voir avec la figure 3.6, la lumière de scintillation est bleu-verte, avec un maximum vers 420-430 nm. Dans le but de récupérer au mieux la lumière, les cristaux ont été polis. Leur forme de pyramide tronquée rendant la collection de lumière non-uniforme sur leur longueur, il a fallu toutefois dépolir une de leurs faces latérales. Enfin, même si leur résistance aux radiations est élevée, des bandes d'absorption apparaissent avec la création de centre colorés dus aux lacunes d'oxygène et aux impuretés dans le réseau cristallin. Il faut donc surveiller très régulièrement la perte de transparence des cristaux.

3.1.3 Les photo-détecteurs

Les conditions de haute luminosité du LHC imposent aux photo-détecteurs du ECAL de CMS d'avoir une réponse rapide et d'être résistants aux radiation. De surcroît, ils doivent être capables d'opérer en présence d'un champ magnétique intense et d'amplifier le signal en raison du faible rendement lumineux des cristaux. Il a été décidé d'utiliser des photodiodes à avalanche dans le tonneau et des phototriodes à vide dans les bouchons.

3.1.3.1 Photodiodes à avalanche

Les photodiodes possèdent de nombreux avantages par rapport aux tubes photomultiplicateurs : elles offrent une meilleure efficacité quantique (la résolution en énergie est donc supérieure), une consommation électrique moindre et sont plus compactes. De plus, elles

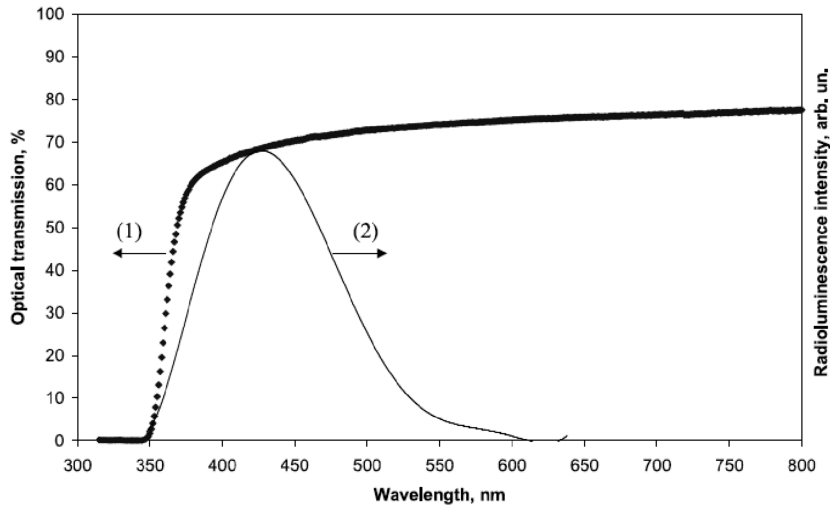


FIGURE 3.6 – Transmission optique longitudinale (1) et intensité lumineuse (2) pour les cristaux de $PbWO_4$ utilisés pour le ECAL [59].

sont pratiquement insensibles aux champs magnétiques et le faible volume dans lequel les charges peuvent se déplacer leur octroie une réponse rapide. La quantité de charges créées par une photodiode conventionnelle est réduite, mais peut être augmentée grâce à un processus d'avalanche survenant dans les semi-conducteurs lorsqu'une forte tension est appliquée. Les porteurs de charges sont alors suffisamment accélérés entre les collisions pour générer des paires électron-trous supplémentaires. Ce gain interne permet de dissocier le signal du bruit de fond électronique et d'avoir une meilleure résolution pour les photons (et les électrons) de basse énergie. Néanmoins, comme le facteur de gain est très sensible aux variations de tension et donc à la température (la tension doit être stabilisée au dixième de mV), un système de monitoring très précis est requis.

Les photodiodes à avalanche du ECAL [70] ont une structure spéciale composée d'une jonction p-n suivie d'une zone volumineuse en silicium (le "bulk") de type n. Les APDs, comme nous le voyons sur la figure 3.7, possèdent une zone active de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ et sont montées par paires sur une capsule collée au dos de chaque cristal. Les capsules sont ensuite connectées à l'électronique de sortie via un kapton flexible. A 18°C , le gain des APDs est de 50 pour une tension comprise entre 340 V et 430 V. Par ailleurs, le courant d'obscurité typique est de 3 nA, mais devrait augmenter jusqu'à une valeur de $5 \mu\text{A}$ après 10 ans d'opérations. Afin de pouvoir résister aux prises de données le plus longtemps possible, chaque APD a été irradié avec une source de ^{60}Co de 5 kGy afin de former un écran protecteur et a fonctionné à 80°C pendant un mois [71].

3.1.3.2 Phototriodes à vide

Dans les bouchons, les phototriodes à vide se comportent comme des photomultiplicateurs à un seul étage de gain (voir figure 3.8). Développées spécialement pour CMS, elles possèdent une anode en cuivre très fine ($10 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et sont très compactes ce qui leur permet

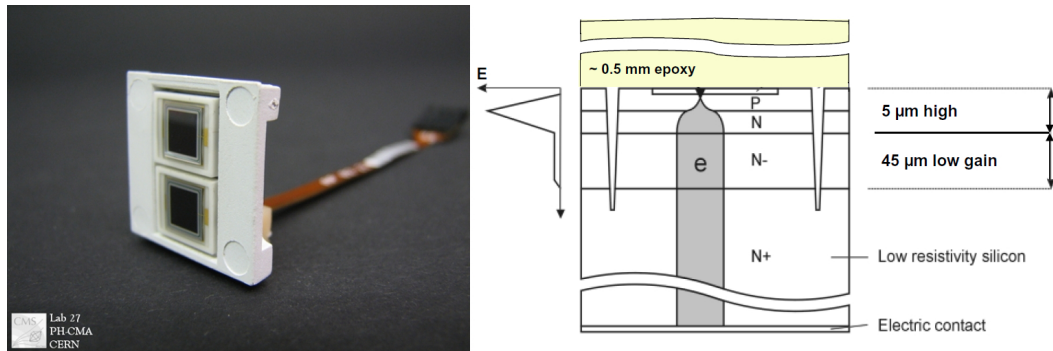


FIGURE 3.7 – Photographie et schéma d'une photodiode à avalanche utilisée dans le tonneau du ECAL [59].



FIGURE 3.8 – Photographie et schéma d'une phototriode à vide utilisée dans les bouchons du ECAL [59].

de fonctionner avec un champ magnétique de 3,8 T. L'efficacité quantique réduite des phototriodes à vide (22 % à 430 nm) par rapport aux photodiodes à avalanche est compensée par leur surface plus importante au dos des cristaux. En effet, chaque VPT consiste en un cylindre de 25 mm de diamètre, avec une surface active d'environ 280 mm^2 qui lui permet d'obtenir un gain de 10,2 en l'absence de champ magnétique.

3.1.4 L'électronique

L'électronique de lecture a pour rôle de récupérer, d'amplifier et de mettre en forme les signaux d'amplitudes multiples en sortie des photo-détecteurs, avec une grande précision et rapidité. A chaque croisement de faisceaux, des signaux correspondant à la somme de l'énergie transverse d'une matrice de 5×5 cristaux pour le EB et d'un supercristal pour le EE (\equiv tour de déclenchement) sont générés et envoyés au système de déclenchement. En sortie des APDs et des VPTs, nous trouvons d'abord l'électronique frontale (électronique sur le détecteur), capable de lire une tour de déclenchement complète. Elle repose sur cinq cartes électroniques très en avant (VFE), une carte électronique frontale (FE), une carte de régulation des faibles tensions (LVR) et une carte mère. Cinq canaux de lecture sont intégrés à l'intérieur d'une

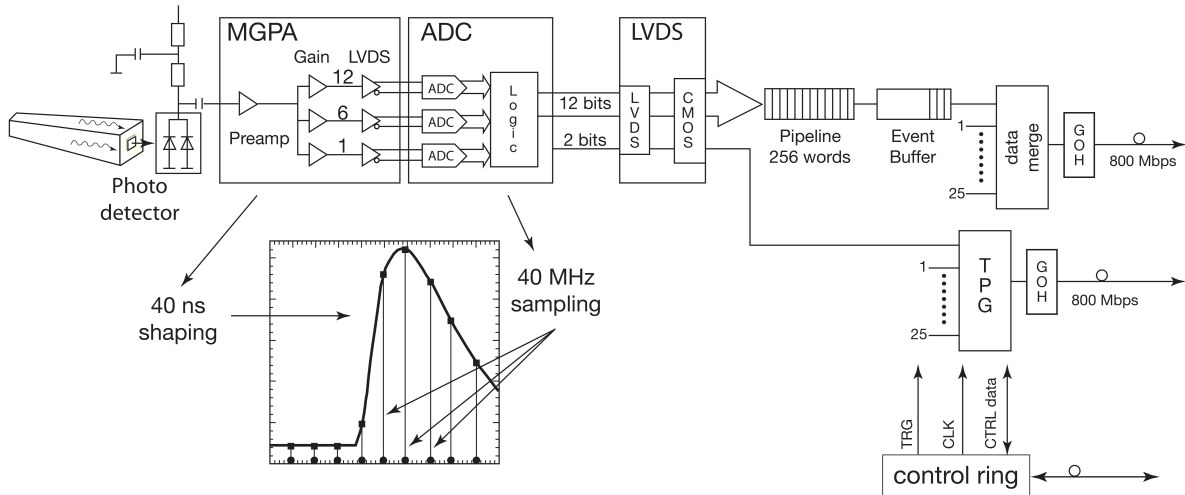


FIGURE 3.9 – Vue schématique de l'électronique de lecture frontale [59].

carte VFE (l'énergie d'une bande de cinq cristaux selon ϕ est sommée), ainsi qu'une unité de détection des courants de fuite des APDs et un module de lecture de la température. La carte mère, située devant les barres de refroidissement, collecte alors l'information des 25 photo-détecteurs et des capteurs de température par le biais du LVR et des VFE. La figure 3.9 offre une vue schématique de cette chaîne d'électronique frontale. Le signal est tout d'abord pré-amplifié puis mis en forme grâce à un pré-amplificateur multi-gains (MGPA) [72], possédant des gains nominaux de 1, 6 et 12. Le gain le plus élevé autorisant une sortie non saturée est choisi automatiquement. Les sorties du MGPA sont ensuite numérisées en parallèle par un convertisseur analogique-numérique (ADC) multi-canaux, cadencé à 40 MHz. Dans un second temps, un tampon résistant aux radiations (LVDS) adapte la sortie de l'ADC à la carte FE. Cette dernière va sauvegarder les données numérisées pendant le temps de latence du système de déclenchement grâce à 256 mémoires tampon à double accès (les "pipelines"). Elle joue également le rôle de générateur de "trigger primitive" (TPG), chacune correspondant à une seule tour de déclenchement.

La deuxième partie de électronique se trouve quant à elle à environ 100 m du détecteur. La figure 3.10 en présente une vue schématique. Nous y trouvons le système de déclenchement et d'acquisition des données (DAQ). Par l'intermédiaire de liens optiques gigabits, la somme de l'énergie d'une tour de déclenchement est transmise hors du détecteur, toutes les 25 ns, à une carte de concentration des chemins de déclenchement (TCC). Dans le même temps, l'information complète en sortie des ADC est envoyée à une carte de concentration des données (DCC). Les cartes DCC s'occupent de la DAQ en permettant la lecture et la réduction des données de 68 cartes FE. Par ailleurs, les DCC récupèrent l'information du système de déclenchement grâce aux modules TCC. Ces derniers vont pour leur part finaliser et synchroniser la génération des "trigger primitive" avant de les transmettre au système de déclenchement régional du ECAL. Chaque TCC collecte l'information de 68 carte FE du tonneau (\equiv supermodule) et de 48 cartes FE des bouchons (\equiv secteur de 20° selon ϕ).

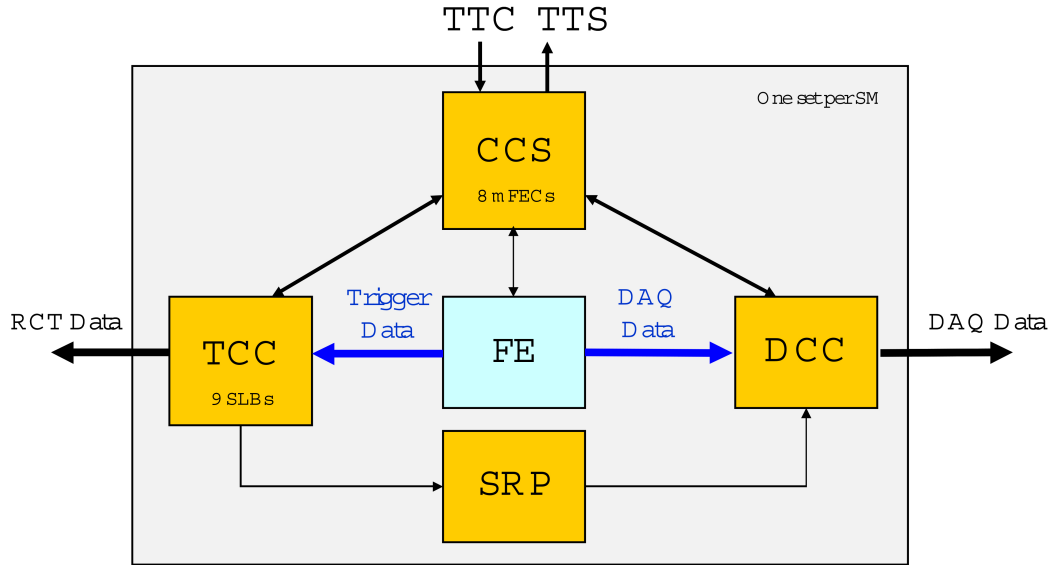


FIGURE 3.10 – Vue schématique de l'électronique hors détecteur [59].

La synchronisation de l'ensemble de l'électronique de CMS est effectuée à l'aide d'un système d'horloge dédié : le "clock and control system" (CCS).

3.1.5 Suivi du détecteur

Alors qu'il est possible de contraindre avec une grande précision la température et l'humidité de l'air, les tensions d'alimentation des différents modules ou encore la température du système de refroidissement, certains paramètres du ECAL vont inexorablement évoluer. C'est notamment le cas de la transparence des cristaux ou du courant d'obscurité à l'intérieur des APD. Par ailleurs, des signaux inattendus correspondant à des particules venant taper directement dans les APDs (les "spikes") sont également à surveiller. Tous ces éléments vont avoir un impact, le plus souvent négatif, sur la résolution en énergie du détecteur.

3.1.5.1 La perte de transparence des cristaux

Malgré leur grande tolérance aux radiations, les cristaux de tungstate de plomb du ECAL présentent une rapide perte de transmission optique. Cet effet est le résultat de la production de centre colorés qui absorbent une fraction de la lumière transmise. La transparence possède un comportement cyclique : la transmission diminue pendant la prise de donnée puis retourne progressivement à sa valeur initiale lorsque le LHC est à l'arrêt (voir figure 3.11). L'amplitude de ces variations est bien sûr dépendante de la dose reçue par chaque cristal. Si elle n'excède pas 2 ou 3 % dans les régions les plus centrales du tonneau, elle atteint près de 60 % pour les zones à très grande pseudo-rapacité dans les bouchons, après deux ans de prises de données. Les dommages électromagnétiques sont spontanément récupérés à température ambiante en l'espace de quelques heures. En revanche, les dégâts hadroniques créent des défauts permanents qui nécessitent des mois, voir des années pour être corrigés.

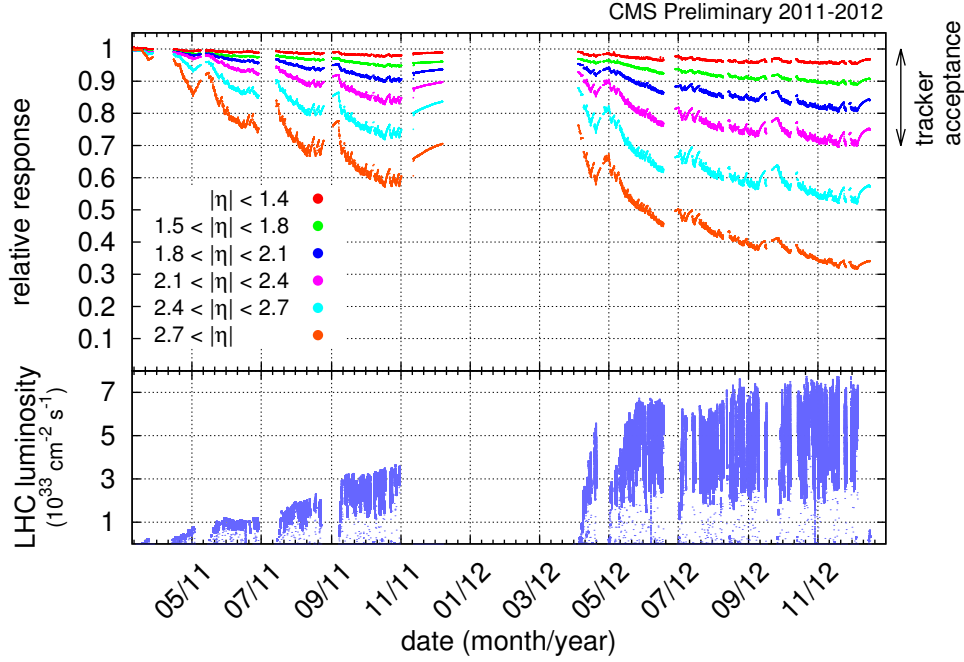


FIGURE 3.11 – Réponse relative des cristaux à la lumière du laser (440 nm en 2011 et 447 nm en 2012). La réponse a été moyennée sur l'ensemble des cristaux en portions de pseudo-rapidité [3].

Afin de ne pas dégrader les performances du ECAL, cette perte de transparence doit être corrigée avec une grande précision. Pour ce faire, l'évolution de la transmission des cristaux est mesurée à l'aide de pulses laser injectés dans les cristaux via des fibres optiques. La réponse des cristaux est normalisée par l'amplitude des pulses laser évaluée en utilisant des photodiodes PN : $R(t) = APD(t) / PN(t)$. Cependant, les changements de transparence du cristal provoquent un changement de la réponse à la lumière laser qui n'est pas nécessairement égal au changement de la réponse à la lumière de scintillation. Pour des atténuations inférieures à 10 %, il existe néanmoins une relation, évaluée en faisceaux tests, liant ces deux changements :

$$\frac{S(t)}{S(t_0)} = \left[\frac{R(t)}{R(t_0)} \right]^\alpha \quad (3.1)$$

où $S(t)$ représente la réponse à la lumière de scintillation et α est une caractéristique des cristaux qui dépend de leur mode de production ($\alpha = 1,52$ pour les cristaux russes et $\alpha = 1,16$ pour les cristaux chinois). Grâce à cette loi de puissance, il est possible de générer très rapidement des corrections (voir figure 3.12), qui sont appliquées dès la "prompt reconstruction" et vérifiées en utilisant des électrons provenant de bosons W .

Le système de surveillance laser repose sur deux longueurs d'onde : une bleue (440 nm en 2011 et 447 nm en 2012), très proche du pic d'émission de la lumière de scintillation et qui peut donc être utilisée pour évaluer les changements de transparence dus aux radiations, et une infrarouge (797 nm) qui est très loin du pic d'émission et est utilisée pour vérifier la stabilité des autres éléments du système. L'énergie des pulses est d'environ 1 mJ, ce qui

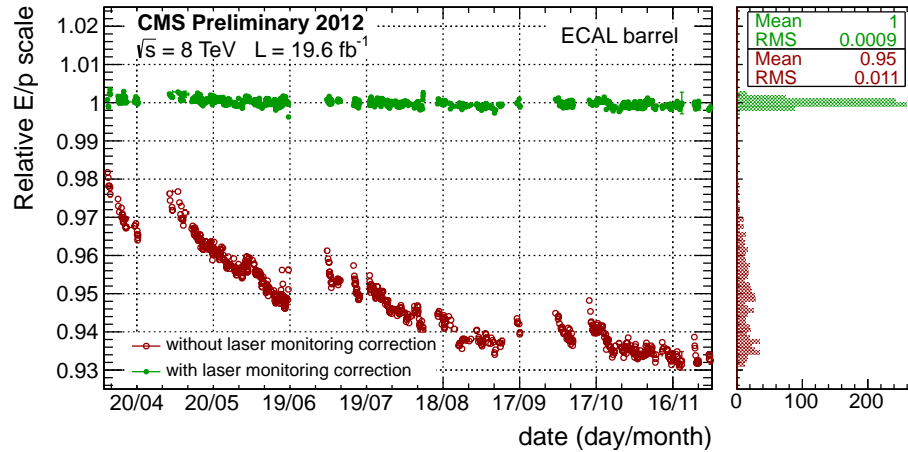


FIGURE 3.12 – Évolution du rapport entre l'énergie des électrons E , mesurée dans le tonneau du ECAL, et leur impulsion p , mesurée dans le trajectographe, pour des événements $W \rightarrow e\nu$ [3].

correspond à une radiation de 1,3 TeV, mais il est possible de générer des impulsions plus faibles jusqu'à 13 GeV. Un réseau complexe de fibres optiques distribue la lumière pulsée dans une des 88 régions du ECAL toutes les 88,924 ns en se servant d'environ 1 % de l'espace de 3,17 ns dans les faisceaux du LHC. Ainsi, le temps nécessaire pour scanner l'ensemble du calorimètre est proche de 40 ns.

3.1.5.2 Évolution du bruit électronique

Le courant d'obscurité des APDs augmente durant le fonctionnement de CMS à cause des dégâts créés par les neutrons dans la structure en silicium. Une partie de ces dommages disparaissent, mais l'effet global engendre un accroissement du bruit électronique tout au long de la vie du détecteur. Pour cette raison, le courant d'obscurité est surveillé continuellement (voir figure 3.13). Ainsi, le flux de neutrons à grand η étant environ deux fois plus important que dans la partie centrale du tonneau, le courant d'obscurité l'est également. De plus, comme nous allons le voir, l'augmentation de ce dernier est parfaitement corrélée à la luminosité. Durant les arrêts de prise de données en hiver, une partie des dégâts dans les APDs se dissipe et le courant d'obscurité baisse (la composante rapide de suppression des défauts est d'environ 20 jours). Finalement, en regardant la figure 3.14, nous constatons qu'il est impossible aujourd'hui de dissocier un signal de moins de 60 MeV dans le tonneau du bruit électronique (jusqu'à 600 MeV dans les bouchons).

3.1.5.3 Les spikes

Lors de la prise de données, il a été observé des signaux anormaux (les spikes) dans le ECAL qui se présentent sous la forme de très grands dépôts d'énergie, localisés dans un seul cristal. Ces signaux sont distribués uniformément et uniquement dans le tonneau, où la lecture est faite par des APDs. Les spikes, apparaissant environ une fois tous les 370

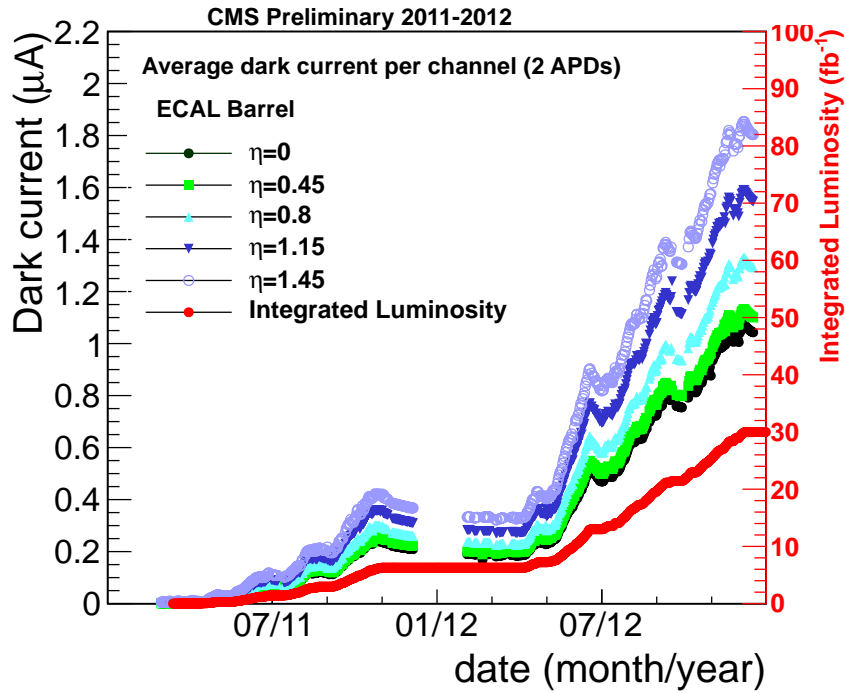


FIGURE 3.13 – Évolution du courant d’obscurité des photodiodes à avalanche du tonneau du ECAL [3].

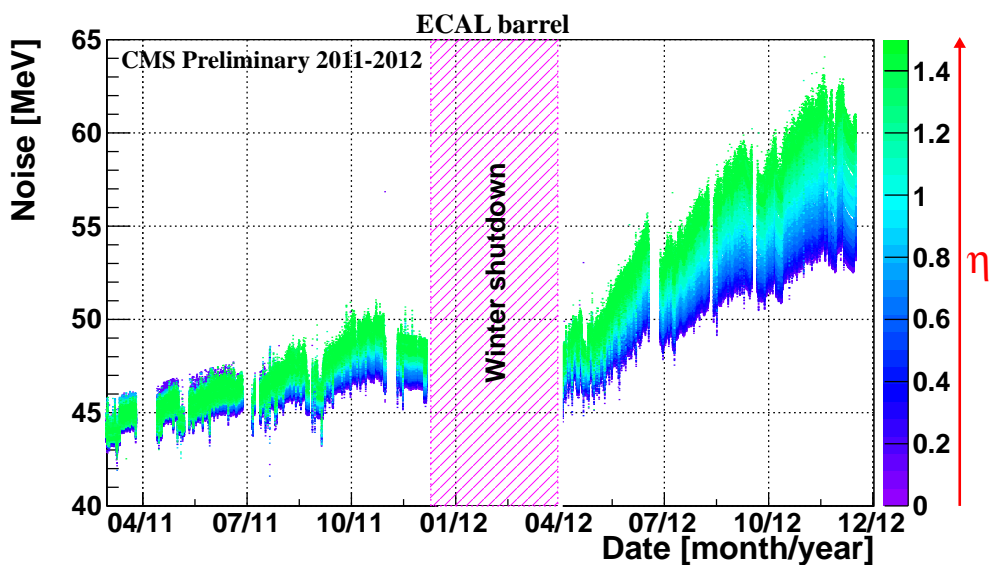


FIGURE 3.14 – Évolution du bruit en MeV des signaux APD dans le tonneau du ECAL [3].

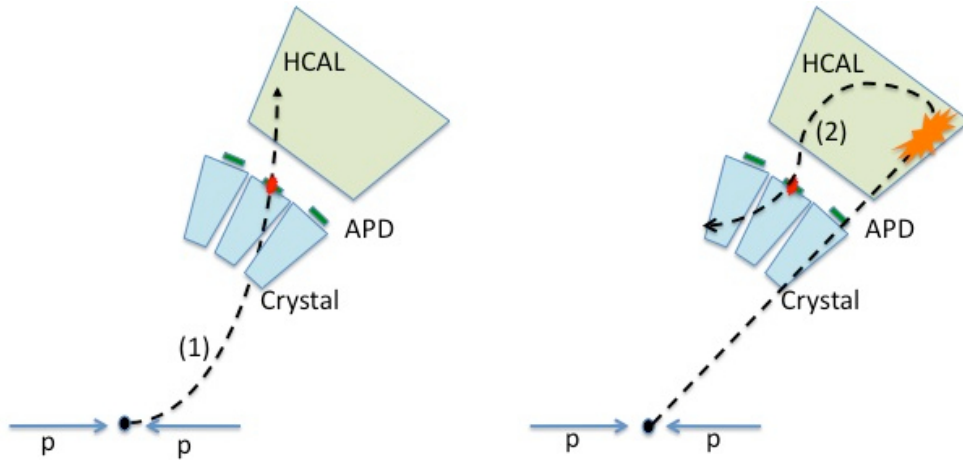


FIGURE 3.15 – Origine des signaux spikes dans les APDs du ECAL [73].

événements de biais minimum, sont dûs à des dépôts d'énergie directement dans le bulk des APDs issus de particules massives et très ionisantes. La figure 3.15 illustre l'origine possible de ces signaux anormaux qui peuvent provenir directement du point de collision ou d'une interaction secondaire dans les calorimètres.

Ces anomalies sont reconnaissables par leurs signaux en avance ou en retard par rapport aux autres particules et par leurs pulses très atypiques. Alors que l'énergie des gerbes électromagnétiques est habituellement partagée entre plusieurs cristaux voisins, l'énergie des spikes est localisée dans un seul cristal. Pour étiqueter ces signaux anormaux, il est ainsi possible d'utiliser la variable dite de "croix suisse" : $1 - E_4 / E_1$, correspondant au rapport entre l'énergie déposée dans un cristal (E_1) sur l'énergie déposée dans quatre cristaux (E_4) ayant une face adjacente avec ce cristal (voir figure 3.16). Pour supprimer efficacement les spikes, nous rejetons les événements avec $1 - E_4 / E_1 > 0,95$. Qui plus est, avec la figure 3.17, nous observons que bien que les signaux anormaux ($1 - E_4 / E_1 > 0,95$) soient en coïncidence avec la collision, ils possèdent un étalement en temps plus important. Le temps apparent de signaux anormaux précède d'environ 10 ns les signaux standards de scintillation et une structure existe dans la queue de la distribution à la fréquence du signal anormal. Cependant, la coupure à 0,95 n'est pas parfaite, puisque des signaux en avance subsistent pour les événements avec $1 - E_4 / E_1 < 0,95$.

3.2 La reconstruction de l'énergie dans le ECAL

Le boson de Higgs ayant une faible largeur intrinsèque à 125 GeV (~ 5 MeV), l'essentielle de la largeur observée dans le spectre de masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ provient de la résolution en énergie du ECAL si le bon vertex a été trouvé. La calibration en énergie et la résolution du calorimètre électromagnétique sont ainsi des enjeux majeurs pour CMS. La reconstruction de l'énergie des photons et des électrons est délicate puisque la présence du trajectographe, en amont du ECAL, engendre des interactions avec les électrons et des conversions de photons en e^+e^- (environ 50 % des photons convertissent dans le tonneau et 66 % dans les bouchons). Le

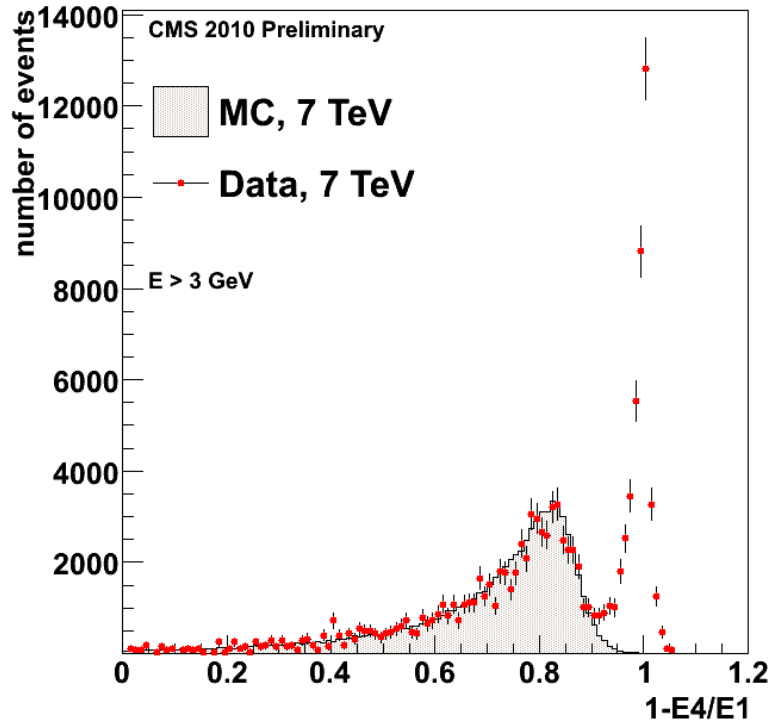


FIGURE 3.16 – Comparaison de la variable de crois suisse ($1 - E_4 / E_1$) entre les données 2010 et la simulation [73].

7 TeV Data

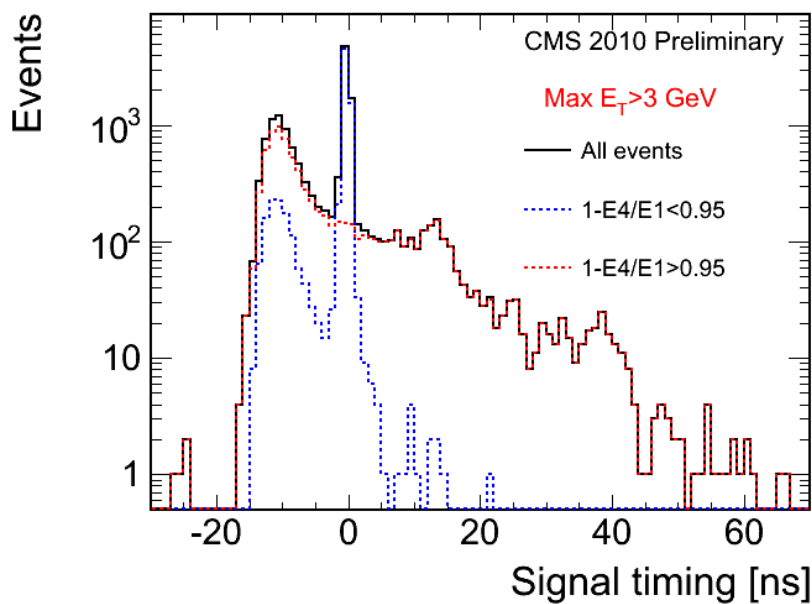


FIGURE 3.17 – Distribution du temps de reconstruction d'un signal provenant d'un seul cristal pour les événements de biais minimum en 2010 [73].

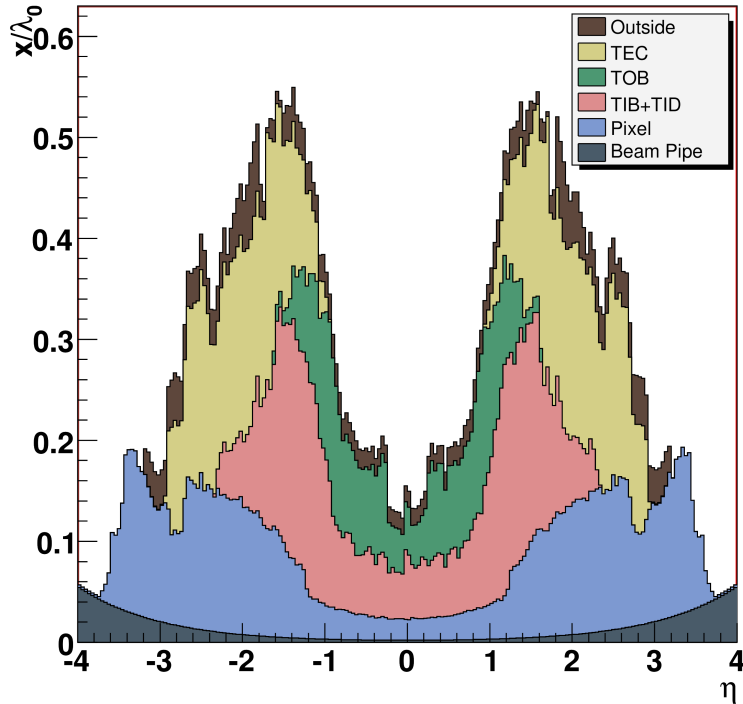


FIGURE 3.18 – Profil du budget matériel dans la simulation des matériaux en amont du ECAL : longueurs de radiation normalisées (x/X_0) en fonction de la pseudo-rapidité η [74].

budget matériel que voient les photons avant que leur énergie ne soit mesurée, bien qu'ayant été réduit au maximum, reste important (voir figure 3.18) : tube du faisceau, détecteur de pixels, trajectographe à pistes de silicium, système de refroidissement, électronique, câbles. En présence du champ magnétique intense, les électrons et positrons vont s'éloigner et générer dans le même temps des photons de bremsstrahlung, ce qui aura pour conséquence un étalement de l'énergie selon ϕ . La non prise en compte de l'ensemble des cristaux ayant reçus des dépôts d'énergie en relation avec un électron ou un photon incident aura pour effet de dégrader la résolution en énergie.

3.2.1 Des dépôts d'énergie dans les cristaux à l'énergie reconstruite

L'énergie des gerbes électromagnétiques provenant de photons ou d'électrons dans le ECAL est obtenue en sommant les énergies déposées dans des cristaux regroupés grâce à des algorithmes de "superclustering" (méthodes détaillées dans la section 3.2.1.2). La formule générale [60] est donnée ci-après :

$$E_{e,\gamma} = F_{e,\gamma} \sum_i G(\text{GeV}/\text{ADC}) \times S_i(T, t) \times c_i \times A_i \quad (3.2)$$

où A_i est l'amplitude reconstruite en coups ADC correspondant à un cristal. Les c_i représentent les coefficients d'intercalibration et dépendent notamment du rendement lumineux des cristaux, du gain et de l'efficacité quantique des photodétecteurs ou encore de la chaîne

d'électronique (pour plus de précisions, voir la section 3.2.1.1) Les corrections de pertes de transparence des cristaux au cours du temps et de la température sont incluses dans $S_i(T, t)$. Les coups ADC sont convertis en GeV par le biais de l'échelle d'énergie absolue G . Enfin, un facteur de correction supplémentaire ($F_{e,\gamma}$), issu des simulations, est appliqué en fin de chaîne lors de la reconstruction des événements, et tient compte de la géométrie du ECAL, du type de particule, de l'énergie transverse et de la pseudo-rapacité (des détails sont donnés dans la section 3.2.1.2).

3.2.1.1 L'intercalibration des cristaux

Les variations de la réponse des cristaux du ECAL comptent parmi les contributions à la résolution en énergie les plus importantes. Il est impératif que l'ensemble du calorimètre électromagnétique soit uniforme et stable afin que les gerbes se développant en des endroits et des temps différents puissent être correctement reliées entre elles. Dans le tonneau, ces variations proviennent majoritairement des différences de rendement de la lumière de scintillation des cristaux individuels (écart type $\approx 15\%$ [59]). Dans les bouchons en revanche, ces disparités sont principalement dues à l'étalement des gains, de l'efficacité quantique et de la surface des photocathodes (écart type $\approx 25\%$ [59]).

Lors des phases de construction et de mise en service du ECAL, plusieurs procédures de calibration ont été utilisées pour réduire ces variations. L'ensemble des cristaux des supermodules du tonneau a été intercalibré avec des muons provenant de rayons cosmiques, avec une précision de quelques pourcents. En 2006, une intercalibration de neuf supermodules a été réalisée avec des électrons de haute énergie (90 et 120 GeV) afin d'obtenir une précision en dessous de 1%. Par ailleurs, une autre méthode basée sur la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (les π^0 ont été produits en envoyant des π^- sur une cible d'aluminium) a été testée sur une matrice de 9×8 cristaux autour du tube des faisceaux, donnant une précision similaire au cas précédent. En raison d'un manque de temps, les cristaux des bouchons ont été précalibrés en utilisant uniquement les informations des mesures de rendement lumineux des cristaux et de réponse des photodétecteurs, ainsi qu'à l'aide d'un "splash" des faisceaux en 2008 (fermeture des collimateurs pour intercepter les faisceaux afin de générer un important flux de muons parallèle aux faisceaux; précision obtenue de l'ordre de 7%).

Dans le but d'améliorer la précision d'intercalibration, d'autres méthodes utilisant directement les données de collisions ont été étudiées. L'une d'entre elle (" ϕ -uniformity intercalibration") permet d'obtenir rapidement des corrections (précision de 1% à 3%) grâce à des événements de biais minimum acceptés par le système de déclenchement de niveau 1. Des procédures plus lentes, mais plus précises (précision $\approx 0,5\%$) se servent de photons issus des désintégrations $\pi^0(\eta) \rightarrow \gamma\gamma$, du canal $Z \rightarrow e^+e^-$ ou encore de la mesure du rapport E/p pour des électrons très énergétiques provenant des désintégrations $W \rightarrow e\nu$. Les résultats sont résumés sur la figure 3.19.

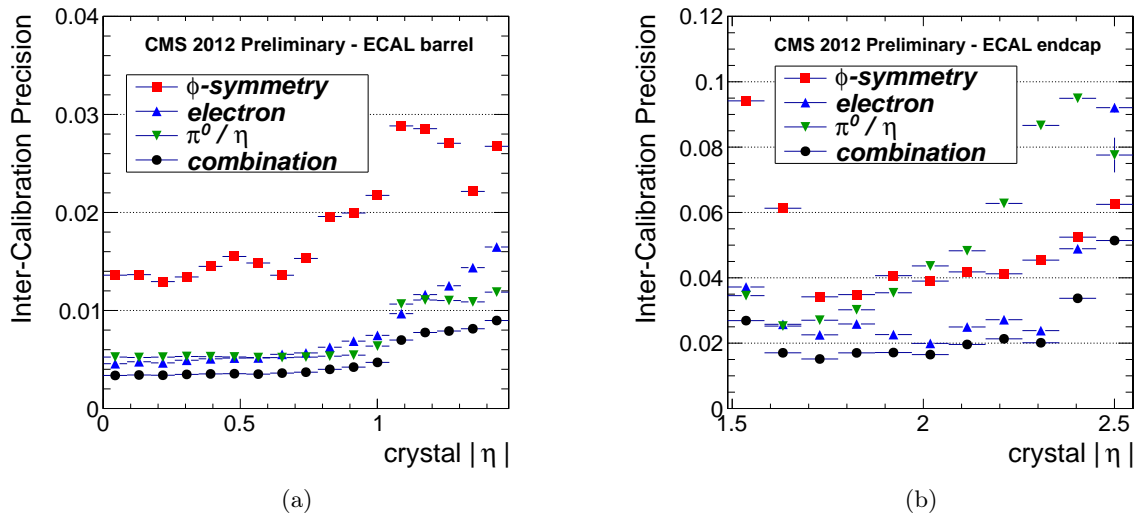


FIGURE 3.19 – Précision d'intercalibration estimée à l'aide des désintégrations $\pi^0(\eta) \rightarrow \gamma\gamma$ (triangles verts), d'électrons de $W \rightarrow e\nu$ (triangles bleus), la symétrie en ϕ (carrés rouges) et leur combinaison (cercles noirs) en fonction de $|\eta|$, dans le tonneau du ECAL (a) et dans les bouchons (b) [75].

3.2.1.2 Les algorithmes de clusterisation des cristaux

La mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques, induites par des photons ou des électrons, débute avec la formation d'un groupe de cristaux à l'intérieur duquel les gerbes ont déposé leur énergie. La construction d'une telle collection est réalisée à l'aide de procédures de reconnaissance de forme, en prenant en compte le comportement physique des photons et des électrons avant d'arriver dans le ECAL. Au sein de l'ensemble des cristaux du ECAL, la gerbe apparaît comme un dépôt d'énergie localisé. L'identification de ces maximums est faite en cherchant un maximum local d'énergie dans un seul cristal (la graine) qui doit contenir une fraction de l'énergie déposée par la gerbe aussi grande que possible. On appelle alors clusterisation le processus consistant à agréger les cristaux autour de ce cristal graine.

Dans la suite de ce manuscrit, nous ne nous intéresserons qu'aux photons ou électrons avec une énergie transverse $E_T > 10$ GeV. Le champ magnétique de 3,8 T, empêche en effet la plupart des électrons de très faible énergie d'atteindre la surface du ECAL. Lorsque des photons non convertis atteignent le calorimètre électromagnétique, en moyenne 94 % de leur énergie est contenue dans une matrice de 3×3 cristaux et 97 % dans dans une matrice de 5×5 cristaux. Les mesures en faisceaux tests ont montré qu'une fenêtre fixe de 5×5 cristaux autour du cristal graine donnait les meilleurs performances en terme de résolution en énergie pour ces photons non convertis. Cependant, sous l'action du champ magnétique, les électrons émettent de nombreux photons de bremsstrahlung qui sont étalés sur une région du ECAL pouvant être beaucoup plus grande que celle occupée en l'absence de champ. De la même manière, les photons peuvent se convertir en e^+e^- dans le trajectographe et voir leur énergie étalée selon ϕ . Dès lors, des algorithmes de clusterisation plus complexes sont nécessaires pour

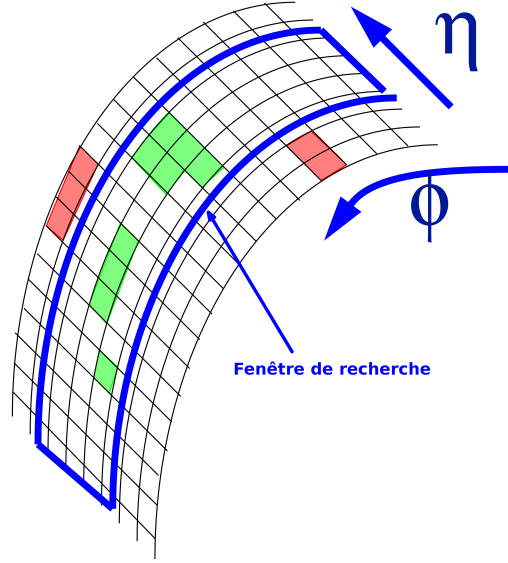


FIGURE 3.20 – Illustration de l'algorithme "hybrid superclustering" du tonneau [76].

collecter la majeure partie de l'énergie déposée. Ils reposent sur la recherche dynamique de dépôts d'énergie dans la direction ϕ , en fixant une largeur de cristaux en η (voir figure 3.20).

Dans le tonneau, les groupes de cristaux sont formés grâce à l'algorithme "hybrid superclustering". Il consiste en trois étapes successives : la formation de groupes ("clusters") autour de cristaux graines, la promotion de certains d'entre eux passant des critères de sélection au rang de cluster graine et finalement l'association des autres clusters autour de ces clusters graines. Plus spécifiquement, autour du cristal graine, cinq dominos de 1×5 cristaux sont créés ($\Delta_\eta = 0,04$); les cristaux centraux sont alignés en η avec le cristal graine. Dans un second temps, des dominos sont formés de part et d'autre du cristal graine originel en suivant une route en ϕ (± 17 cristaux $\equiv \Delta_\phi = 0,28$). Si ces dominos ont une énergie $E_{thresh} > 0,1$ GeV et s'ils n'appartiennent pas à un maximum local ($E_{seed} < 0,3$ GeV) alors ils sont ajoutés au cluster graine pour former un "supercluster". Une illustration de cet algorithme est présentée avec la figure 3.21.

La procédure appliquée dans les bouchons utilise l'algorithme "multi 5×5 superclustering", dont un exemple est donnée par la figure 3.22. Elle consiste à regrouper de manière continue des groupes de 5×5 cristaux selon une route en ϕ ($\Delta_\phi = 0,3$), de largeur $\Delta_\eta = 0,14$. Sont agglomérés tous les groupes ayant une énergie $E_T^{BC} > 1$ GeV (E_T^{BC} : énergie transverse d'un basic cluster \equiv énergie transverse d'un dépôt localisé d'énergie). De plus, comme une grande partie des bouchons est recouverte par un détecteur à pied de gerbe, l'énergie déposée dans ce détecteur est ajoutée à celle du supercluster.

3.2.1.3 Variables de forme de gerbes

Avant de parler plus en détail des corrections en énergie des photons et des électrons, il est important de définir plusieurs variables de forme des gerbes électromagnétiques. Notons éga-

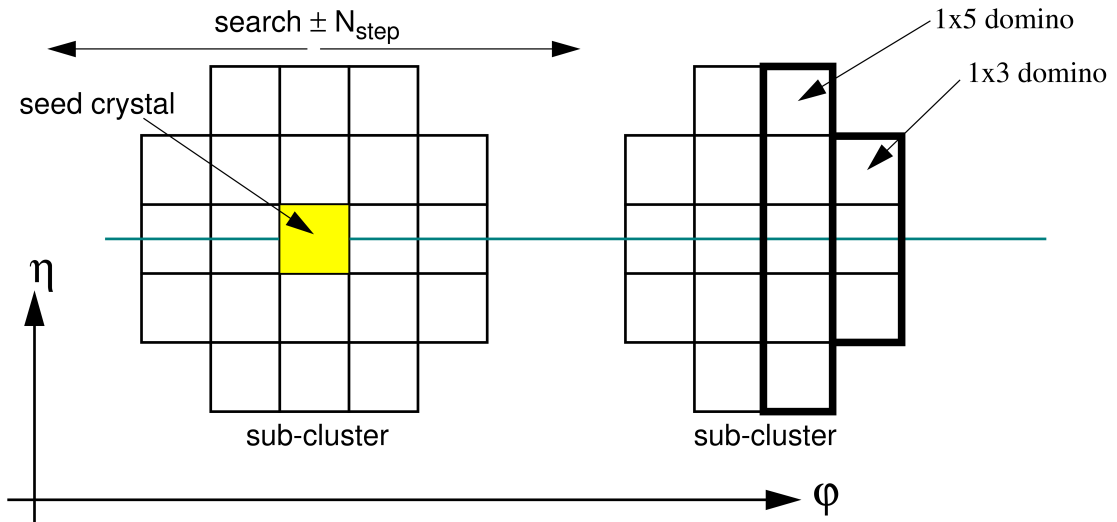


FIGURE 3.21 – Étape de construction des dominos de l’algorithme "hybrid superclustering" (les dominos de 1×3 ne sont plus utilisés dans la reconstruction) [76].

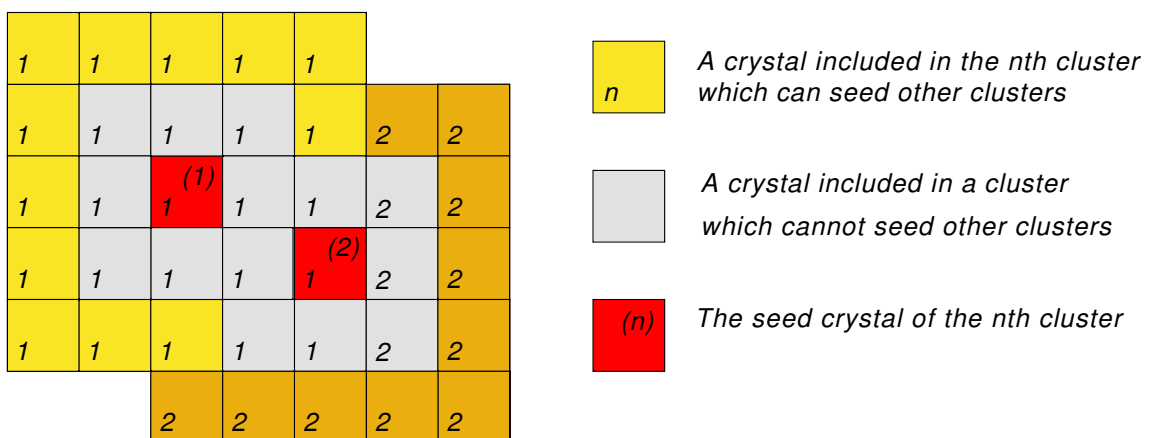


FIGURE 3.22 – Construction d’un supercluster dans les bouchons à partir de l’algorithme "multi5×5 superclustering".

lement que plusieurs d'entre elles sont utilisées pour l'identification des photons dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$.

- $E_{2 \times 2}/E_{5 \times 5}$: Rapport de l'énergie dans une matrice de 2×2 cristaux contenant le cristal avec l'énergie maximum (matrice 2×2 de plus grande énergie) sur l'énergie déposée dans une matrice de 5×5 cristaux centrée autour du cristal de plus grande énergie. Plus ce rapport est élevé, plus l'énergie de la particule a été déposée de manière localisée.
- r_9 : Très utile pour distinguer les photons convertis (étalement de l'énergie \rightarrow bas r_9) des non convertis (énergie plus localisée \rightarrow haut r_9), elle est définie comme suit :

$$r_9 = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{SC}} \quad (3.3)$$

où $E_{3 \times 3}$ est l'énergie déposée dans une matrice de 3×3 cristaux centrée sur le cristal graine ($E_{3 \times 3}$ ne récupère pas l'énergie des photons de bremsstrahlung) et E_{SC} l'énergie du supercluster.

- σ_η (η – *width*) : Moment pondéré de l'énergie selon η , σ_η apporte une information sur la largeur de la gerbe selon cette coordonnée :

$$\sigma_\eta = \sqrt{\sum_{Cr_i \in SC} \frac{E_i}{E_{SC}} (\eta_i - \eta_{SC})^2} \quad (3.4)$$

où η_{SC} est la coordonnée η du supercluster, obtenue à partir de la moyenne des η des clusters pondérée par l'énergie de ces derniers.

- σ_ϕ (ϕ – *width*) : Obtenu en remplaçant η par ϕ dans la formule ci-dessus, σ_ϕ caractérise la largeur de la gerbe selon ϕ .
- $brem$: Cette variable mesure l'asymétrie entre le développement de la gerbe selon η et selon ϕ . Les photons non-convertis et les électrons avec peu de bremsstrahlung ont des profils de gerbes presque circulaires et donc des valeurs de $brem$ proches de 1. A l'inverse, les photons convertis et les électrons générant beaucoup de bremsstrahlung voient leur profils de gerbes s'allonger en ϕ à cause du champ magnétique. De plus, la normalisation par σ_η réduit la dépendance en énergie de la variable $brem$.

$$brem = \frac{\sigma_\phi}{\sigma_\eta} \quad (3.5)$$

- $\sigma_{i\eta i\eta}$: Cette variable correspond à l'élément $\eta - \eta$ de la matrice de covariance $\eta - \phi$. Comme σ_η , elle permet de caractériser la largeur du supercluster selon η [77] :

$$\sigma_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_i^{5 \times 5} \omega_i (i\eta_i - i\eta_{seed})^2}{\sum_i^{5 \times 5} \omega_i}, \text{ avec } \omega_i = \max\left(0; 4, 7 + \ln \frac{E_i}{E_{5 \times 5}}\right) \quad (3.6)$$

avec E_i et $i\eta_i$ respectivement l'énergie et l'index du i^{me} cristal à l'intérieur de la matrice de 5×5 cristaux, et ω_i une estimation de la profondeur de la gerbe.

- $\sigma_{i\phi i\phi}$: De manière similaire à $\sigma_{i\eta i\eta}$, $\sigma_{i\phi i\phi}$ fournit une expression de la largeur du super-

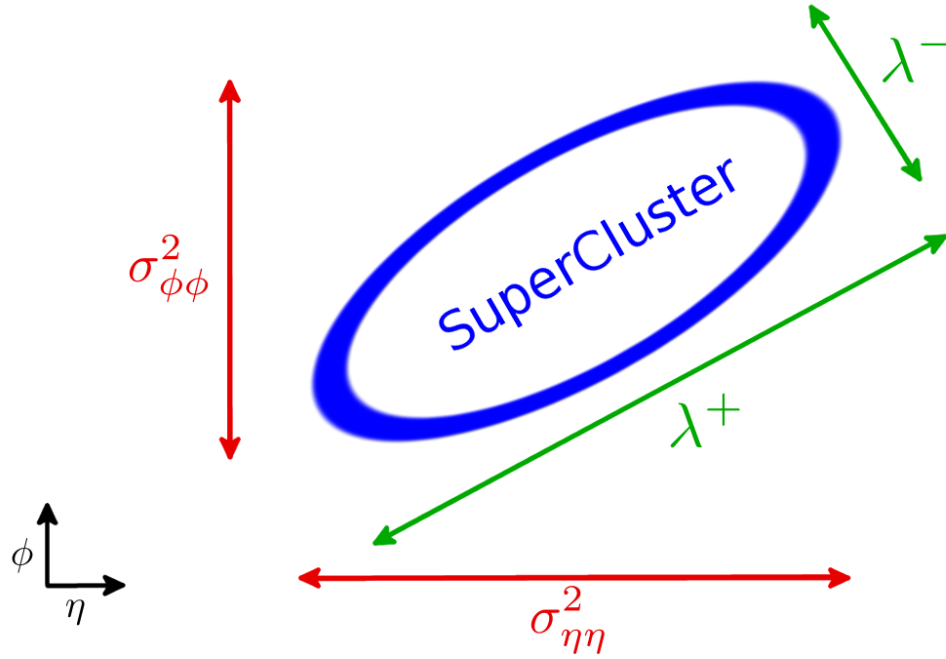


FIGURE 3.23 – Caractérisation de l'étalement d'un supercluster.

cluster selon ϕ (les index $i\eta_i$ sont remplacés par $i\phi_i$)

- σ_{RR} (pour les bouchons) : Écart type de l'étalement de la gerbe dans le plan $x - y$ du détecteur à pied de gerbe.

En remplaçant les index en $i\eta_i$ et $i\phi_i$ par les coordonnées η et ϕ des cristaux dans la formule 3.6, il est possible de calculer d'autres moments et de construire la matrice de covariance suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\eta\eta}^2 & \sigma_{\eta\phi}^2 \\ \sigma_{\phi\eta}^2 & \sigma_{\phi\phi}^2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

En calculant ses valeurs propres, nous obtenons [78] :

$$\lambda^{\pm} = \frac{\sigma_{\eta\eta}^2 + \sigma_{\phi\phi}^2 \pm \sqrt{(\sigma_{\eta\eta}^2 - \sigma_{\phi\phi}^2)^2 + 4\sigma_{\eta\phi}^2}}{2} \quad (3.8)$$

λ^{\pm} permettent de définir l'étalement du supercluster en assimilant ce dernier à une ellipse (voir figure 3.23),

Nous n'avons présenté ici qu'une partie des variables de forme des clusters. Une liste plus exhaustive est donnée dans [79].

3.2.1.4 Les corrections en énergie

Il existe plusieurs sources de variations de l'énergie d'un cluster pour lesquelles des corrections doivent être appliquées. Ainsi, la fraction d'énergie déposée dans un cluster va dépendre

de la position de la gerbe par rapport aux limites de ce cluster (position de l'impact d'un photon ou d'un électron sur la face d'un cristal). Par ailleurs, de grandes pertes d'énergie se produisent aux frontières entre deux modules et près des régions de transition entre le tonneau et les bouchons. De plus, l'étalement de l'énergie dû aux conversions et au bremsstrahlung n'est pas parfaitement pris en compte par les algorithmes de clusterisation. Enfin, les corrections doivent aussi tenir compte du fait que la fraction d'énergie moyenne d'un électron ou d'un photon incident au sein d'une matrice de cristaux fixée varie dans le tonneau en fonction de η (de l'ordre de 0,7 % sur la longueur du tonneau). Suivant les analyses de physique, deux méthodes sont utilisées pour obtenir le facteur de correction $F_{e,\gamma}$: la méthode standard de corrections en énergie factorisées et une méthode utilisant une technique de régression multivariée.

Corrections en énergie factorisées :

Les photons non convertis se voient affecter l'énergie d'une matrice de 5×5 cristaux centrée autour du cristal graine (dans les bouchons, on ajoute également l'énergie déposée dans le détecteur à pied de gerbe), car les expériences en faisceaux tests ont montré que cette dernière donne la meilleure estimation de l'énergie de ces photons. En revanche, nous assignons aux photons se convertissant en e^+e^- l'énergie du supercluster (déterminée avec les algorithmes de clusterisation décrits précédemment) corrigée par $F_{e,\gamma}$. Pour distinguer les photons convertis des non-convertis, nous utilisons la variable $r9$. Les corrections en énergie sont appliquées uniquement aux photons dans le(s) tonneau (bouchons) avec $r9 < 0,94$ (0,95), qui sont majoritairement convertis. Les électrons sont pour leur part corrigés sans tenir compte de la coupure en $r9$.

Les corrections en énergie factorisées sont extraites à partir d'échantillons de simulations Monte Carlo de di-photons et di-électrons, sans événements sous-jacents, générés avec des distributions plates en η et ϕ et pour une gamme $2 < E_T < 250$ GeV. La méthode repose sur trois (deux) étapes, appliquées de manière séquentielle après l'algorithme de clusterisation "hybrid" ("multi5x5") utilisé dans le tonneau (les bouchons) : A chaque étape, la correction en énergie est déterminée dans la simulation grâce au rapport E_{TRUE}/E , à l'intérieur d'une gamme de paramètres fixée. E correspond à l'énergie de la particule à l'étape précédente et E_{TRUE} est l'énergie de cette dernière au niveau générateur. Nous pouvons décomposer $F_{e,\gamma}$ comme suit [80] :

$$F_{e,\gamma} = C(\eta) \cdot f(brem) \cdot f(E_T, \eta) \quad (3.9)$$

$C(\eta)$, utilisée uniquement dans le tonneau, permet de compenser la perte de lumière latérale des cristaux inclinés à grand η et est appliquée directement sur l'énergie brute du supercluster (E_{SC}^{RAW}). Notons que $C(\eta)$ est également appliquée aux photons avec $r9 > 0.94$ (0.95) et a été obtenue en faisceaux tests. Après avoir appliqué $C(\eta)$, une fonction de correction ($f(brem)$) est générée pour corriger la réponse de l'algorithme de clusterisation par rapport à la gerbe. Enfin, après l'exécution des deux étapes précédentes, une dernière correction, fonction de E_T et η , est déterminée afin de tenir compte de la distribution non-linéaire du budget matériel

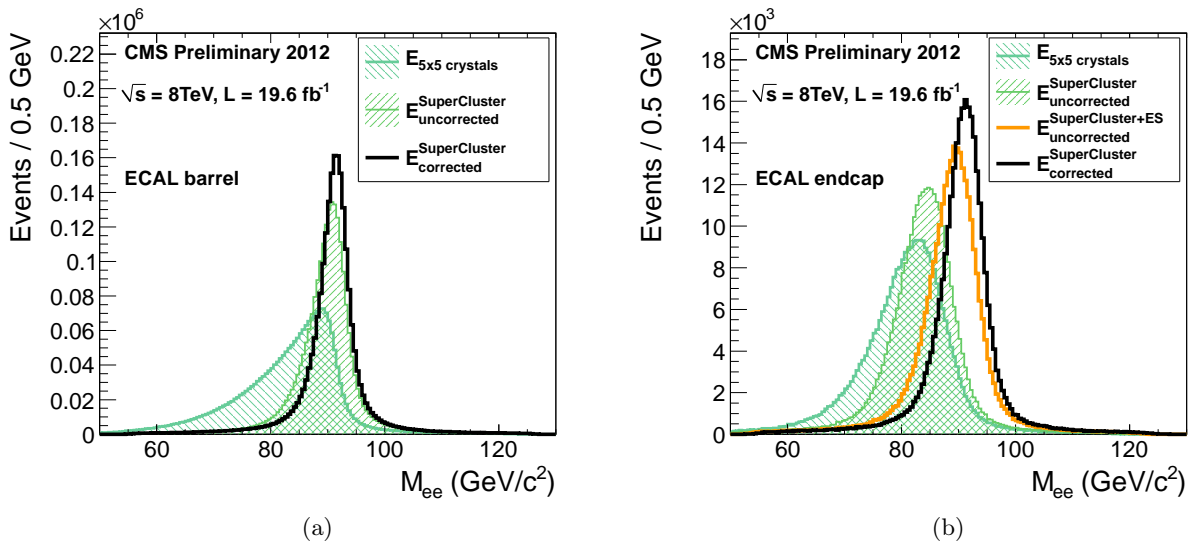


FIGURE 3.24 – Distribution de la masse invariante M_{ee} pour différentes estimations de l'énergie des électrons avec les données 2012, dans le tonneau (a) et dans les bouchons (b) [81].

du détecteur et de la dépendance en énergie.

Avec la figure 3.24, il est possible d'apprécier le gain en résolution qu'apporte ces corrections sur le pic du Z.

Régression multivariée :

Les corrections en énergie factorisées que nous venons de présenter ne sont basées que sur trois variables, leur pouvoir de correction est donc limité. Par ailleurs, il n'y a pas de corrections explicites pour les fentes entre les modules et l'empilement n'est pas pris en compte. Afin de pallier ces lacunes, une technique de régression multivariée a été développée et est utilisée notamment pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Cette méthode statistique permettant de déterminer la dépendance entre les variables utilise un arbre de décision boosté (BTD). Elle relie la variable de sortie $y = E_{\text{TRUE}}/E_{\text{SC}}^{\text{RAW}}$ (\equiv correction à appliquer) à l'ensemble des variables d'entrées. Parmi ces dernières, corrélées avec la mesure de l'énergie, nous pouvons citer : r_9 , η , ϕ , $brem$, $\sigma_{i\eta i\eta}$ ou encore le nombre de vertex (n_{vtx}). Leurs performances ont été validées avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ et $Z \rightarrow e^+e^-$.

3.2.2 L'échelle d'énergie

Comme nous venons de le voir, une série de corrections est appliquée aux données et aux simulations afin de tenir compte notamment de la géométrie du détecteur et des formes de gerbes. Cependant, ces dernières sont obtenues à partir de simulations Monte Carlo, qui malgré leur grande sophistication ne sont pas parfaites. In situ, la réponse de chaque cristal varie avec le temps à cause des radiations et bien que des corrections laser soient appliquées, elles peuvent ne pas être optimales (en moyenne, nous observons un décalage de l'échelle d'énergie de prises de données en prises de données). Par ailleurs, le budget matériel dans la

simulation ne correspond pas exactement avec celui du vrai détecteur, ce qui peut introduire une différence d'échelle d'énergie dans les données et la simulation en fonction par exemple de η ou r_9 . Ainsi, nous devons multiplier l'énergie des photons et des électrons des données par un facteur supplémentaire (δ_E) afin de la faire correspondre à la "vraie" énergie ($E_{e,\gamma}^{TRUE}$) :

$$E_{e,\gamma}^{TRUE} = \delta_E \times F_{e,\gamma} \sum_i G(\text{GeV}/\text{ADC}) \times S_i(T, t) \times c_i \times A_i \quad (3.10)$$

La détermination de δ_E est essentielle pour une mesure précise de la masse d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Pour extraire cette masse, l'échelle d'énergie dans les données doit correspondre parfaitement avec celle des simulations puisque le modèle du signal est basé sur la simulation.

En connaissant précisément l'énergie de la particule incidente, l'échelle dans les données peut être corrigée en comparant les valeurs des pics de $E_{data}^{RECO}/E_{data}^{TRUE}$ et $E_{sim.}^{RECO}/E_{sim.}^{TRUE}$, où E^{RECO} correspond à l'énergie reconstruite. Ce cas a été étudié en faisceaux tests avec des électrons dont l'impulsion était connue avec une grande précision (0,09 % [82]). Actuellement, les corrections d'échelle d'énergie utilisées sont générées à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$, où la position du pic du Z dans les données est comparée avec celle des simulations [83] :

$$\delta_E = \frac{E_{data}^{scale} - E_{sim.}^{scale}}{E_{sim.}^{scale}} = \frac{\Delta m_{data}^{cb} - \Delta m_{sim.}^{cb}}{\Delta m_Z + \Delta m_{sim.}^{cb}} \quad (3.11)$$

où E_{data}^{scale} et $E_{sim.}^{scale}$ correspondent à l'échelle d'énergie du ECAL respectivement dans les données et dans la simulation. Δm_{data}^{cb} et $\Delta m_{sim.}^{cb}$ sont les positions du pic du Z dans les données et dans la simulation, obtenues en ajustant la masse invariante M_{ee} avec une fonction Crystal-Ball. Finalement m_Z est la valeur du pic du Z mesurée au LEP ($m_Z = 91,187$).

Grâce à la grande statistique des événements $Z \rightarrow e^+e^-$, ces corrections peuvent être dérivées pour plusieurs gammes en η et r_9 . Avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, en moins grand nombre, nous verrons dans le chapitre suivant qu'il est possible d'obtenir des corrections précises sur l'échelle d'énergie des photons.

3.2.3 La résolution en énergie

Pour des énergies inférieures à 500 GeV (énergie pour laquelle les pertes à l'arrière du calorimètre commencent à être importantes), la résolution peut se décomposer comme suit [59] :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (3.12)$$

où S est le terme stochastique, N le terme de bruit et C le terme constant. Nous allons détailler dans la suite chacun de ces trois termes.

3.2.3.1 Terme stochastique

Le terme stochastique inclue les trois contributions suivantes :

- Les fluctuations du développement latéral de la gerbe. Dans un calorimètre homogène idéal sans fuites, la résolution en énergie n'est limitée que par les fluctuations statistiques du nombre de particules dans la gerbe. Cette contribution est proportionnelle à $\sqrt{W/E}$, où W est l'énergie moyenne nécessaire pour produire un signal quantique. Elle vaut 1,5 % quand l'énergie reconstruite est celle d'une matrice de 5×5 cristaux et 2 % en utilisant une matrice de 3×3 cristaux [59].
- La statistique de photo-électrons qui rend compte des inefficacités de conversions des photons en un signal électrique détectable. Elle vaut :

$$a_{pe} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (3.13)$$

où N_{pe} est le nombre de photo-électrons primaires générés par le photodétecteur par GeV ($N_{pe} \approx 4500$ pe/GeV pour le tonneau) et F le facteur de Fano paramétrant les fluctuations du processus de gain ($F \approx 2$ pour les APDs et 2,5 pour les VPTs [59]). La contribution de la statistique de photo-électrons au terme stochastique est d'environ 2,1 % dans le tonneau, et est identique dans les bouchons car la plus grande surface de collection des VPTs compensent leur moins bonne efficacité quantique.

- Les fluctuations de l'énergie déposée dans l'absorbeur du détecteur à pied de gerbe (dans les bouchons) par rapport à celles mesurées dans la partie en silicium. Leurs contributions, mesurées en faisceaux tests, ont été estimées à environ $1/E^{0,75}$ [84].

3.2.3.2 Terme de bruit

Le terme de bruit possède également trois composantes :

- Le bruit de l'électronique.
- Le bruit de numérisation.
- Le bruit provenant de l'empilement.

Le bruit incluant à la fois l'électronique et la numérisation est présenté dans le tonneau figure 3.14 et vaut environ 60 MeV par canal. Ce dernier va continuer d'augmenter, notamment à cause du courant de fuite induit par l'irradiation des APDs par les neutrons. Dans les bouchons, ce bruit atteint 600 MeV pour $|\eta| = 2,8$. L'empilement pour sa part engendre des particules additionnelles qui en atteignant le ECAL créent des contributions pouvant se chevaucher.

3.2.3.3 Terme constant

Les contributions du terme constant sont les suivantes :

- La non-uniformité de la collection longitudinale de lumière. Des contraintes très fortes ont été appliquées sur l'uniformité longitudinale des cristaux afin de garder la contribution du terme constant proche de 0,3 %.
- Les incertitudes d'intercalibration et du suivi laser.

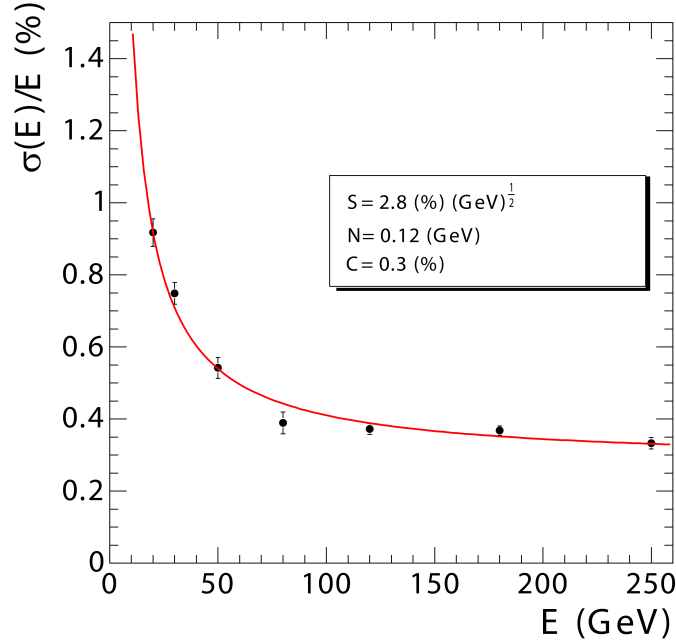


FIGURE 3.25 – Résolution en énergie du ECAL (σ_E/E), mesurée en faisceaux tests, en fonction de l'énergie des électrons [59].

- Les fuites d'énergie à l'arrière des cristaux. Bien que très faible, cet effet est en partie responsable de la création de signaux directement dans les APDs par des particules chargées.

3.2.3.4 Mesures de la résolution

En 2004, les cristaux d'un des supermodules ont été testés au CERN à l'aide de faisceaux d'électrons dont les impulsions étaient comprises entre 20 et 250 GeV/c [82]. En reconstruisant l'énergie déposée à l'intérieur d'une matrice de 3×3 cristaux, avec un impact d'électron dans le cristal central, il a été possible d'estimer la résolution en énergie du ECAL :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2,8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{12\%}{E}\right)^2 + (0,30\%)^2 \quad (3.14)$$

avec E en GeV. Les contributions de ces trois termes sont résumées sur la figure 3.25. A basse énergie, le terme de bruit domine, alors qu'au dessus de 100 GeV, le terme constant devient le plus important. La résolution des photons issus de la désintégration d'un boson de Higgs à 125 GeV, avec un énergie moyenne proche de 60 GeV, est gouvernée par ces trois termes.

In situ, la résolution est estimée grâce à la mesure de la largeur du Z , avec des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [3]. Le pic du Z est ajusté avec une fonction Crystal-Ball (CB) convoluée avec une gaussienne. La largeur gaussienne de la CB est alors un bon estimateur de la résolution en masse. La figure 3.26 donne sa valeur au cours de l'année 2012. Grâce à la re-reconstruction, où les coefficients d'intercalibration finaux ont été appliqués, une grande stabilité a pu être obtenue, spécialement dans les bouchons. Finalement, la figure 3.27 donne la résolution en

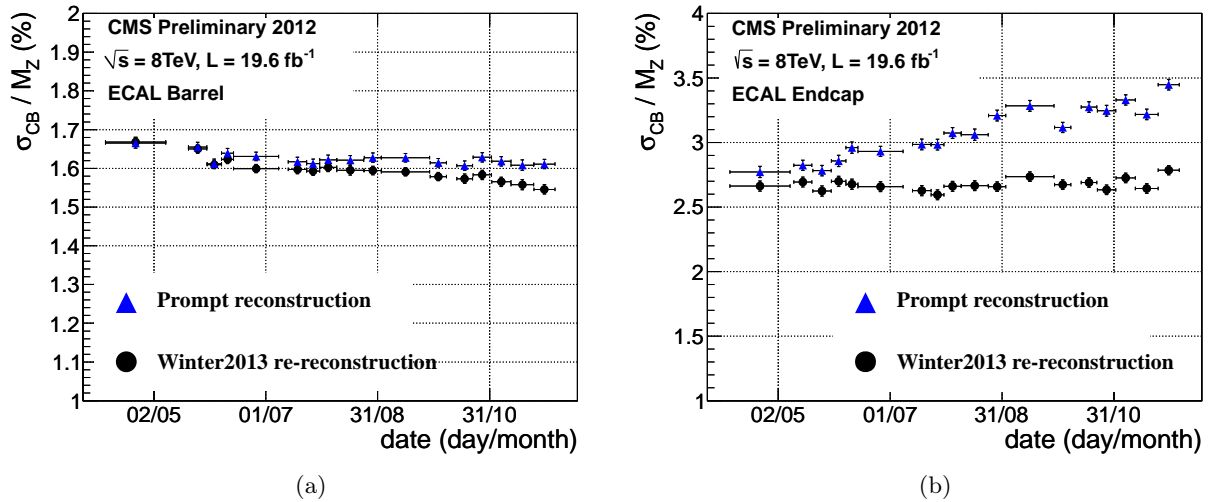


FIGURE 3.26 – Résolution en masse sur le pic du Z , reconstruit à partir du canal de désintégration en deux électrons, en fonction du temps, dans le tonneau (a) et dans les bouchons (b) [3].

énergie relative du ECAL, mesurée avec des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour les données 2012. La résolution est affectée par le budget matériel en amont du ECAL et la présence de fentes entre les modules du EB (lignes verticales sur le graphique). La calibration réalisée en utilisant l'ensemble des données 2012 permet d'améliorer de manière significative la résolution (points bleus) par rapport à la "prompt calibration" (points gris). Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est également possible de mesurer la résolution en énergie du ECAL à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$.

Dans ce chapitre, une présentation plus détaillée du calorimètre électromagnétique nous a permis d'introduire comment l'énergie des photons et des électrons est reconstruite dans CMS. Nous avons présenté le mécanisme de scintillation des cristaux, la collection de la lumière par les photodétecteurs, la mesure des signaux par l'électronique de lecture et les dispositifs de surveillance du ECAL. Lorsqu'un photon atteint le ECAL, des algorithmes de clusterisation agrègent les cristaux dans lesquels de l'énergie a été déposée. Cette dernière est ensuite corrigée par des facteurs propres à chaque cristal puis sommée et corrigée de nouveau afin de tenir compte de la géométrie du ECAL et de l'étalement des gerbes.

Le chapitre suivant traitera de l'utilisation des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ pour mesurer l'échelle d'énergie des photons dans les données et dans les simulations. Avec ces mêmes désintégrations, nous décrirons une technique permettant d'estimer la résolution en énergie du ECAL et présenterons les résultats de l'étude d'un algorithme de clusterisation dynamique, élaboré afin de réduire la dégradation de la résolution due à l'empilement.

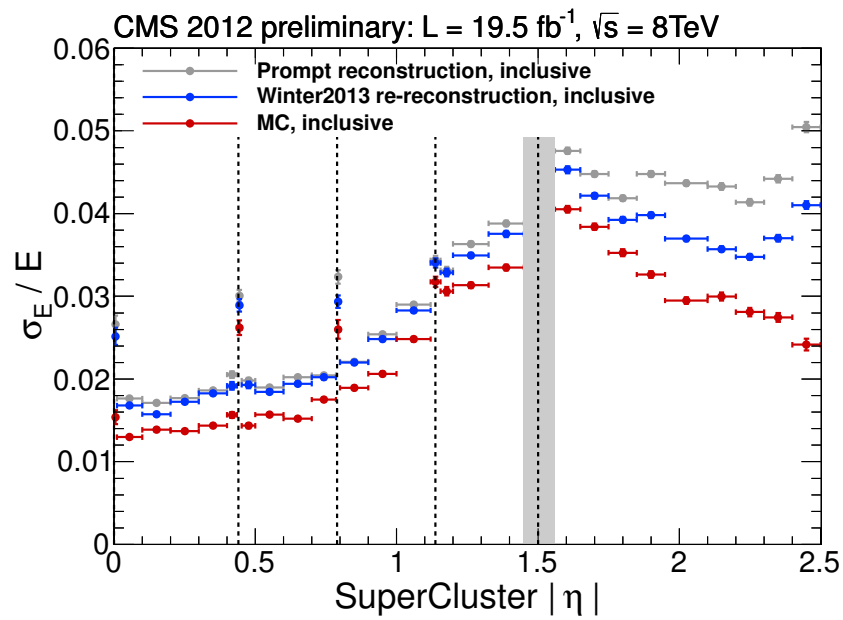


FIGURE 3.27 – Résolution en énergie relative des électrons issus de désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$ en fonction de $|\eta|$, pour les données 2012 et la simulation [3].

Chapitre 4

Calibration du ECAL à l'aide des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$

Sommaire

4.1	Les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$	110
4.1.1	Signal et bruits de fond	111
4.1.2	Les échantillons utilisés	112
4.1.3	La sélection	114
4.1.3.1	Qualité des événements et écrémage	114
4.1.3.2	Identification des particules	115
4.1.3.3	Sélection FSR	116
4.1.4	Validation des simulations	118
4.2	Extraction de l'échelle d'énergie des photons	121
4.2.1	Mesure de l'échelle d'énergie pour les photons de grande impulsion transverse	123
4.2.1.1	Construction d'un estimateur de l'échelle d'énergie	123
4.2.1.2	Méthode d'extraction de l'échelle d'énergie	126
4.2.1.3	Estimation des erreurs systématiques	127
4.2.1.4	Résultats	128
4.2.2	L'échelle d'énergie des photons de basse impulsion transverse	138
4.2.2.1	Défauts de s^{RECO} à bas P_T^γ	138
4.2.2.2	Construction d'un nouvel estimateur	140
4.2.2.3	Résultats	141
4.3	Mesure de la résolution en énergie du ECAL	142
4.3.1	Description de la méthode	145
4.3.1.1	Développement mathématique	145
4.3.1.2	Procédure d'extraction de la résolution en énergie	147
4.3.2	Résultats	147
4.3.2.1	Mesures de σ_μ et $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}}\rangle$	147

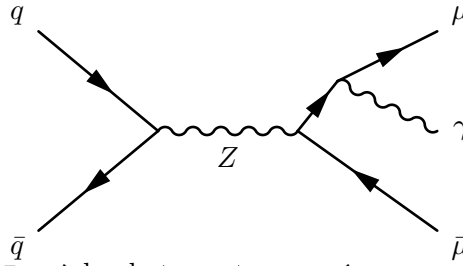
4.3.2.2	Mesure de $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle$	148
4.3.2.3	Obtention des termes supplémentaires dans l'expression de σ_{E_γ}	149
4.3.2.4	Extraction finale de σ_{E_γ} et comparaison avec $Z \rightarrow ee$. . .	149
4.4	Étude d'un algorithme de clusterisation dynamique	151
4.4.1	Description de l'algorithme	152
4.4.2	Migration des événements	152
4.4.3	Impact sur la résolution en énergie	154
4.4.4	Impact sur l'échelle d'énergie des photons	156
4.5	Conclusions et perspectives	161

Les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ sont une des seules source de photons de haute énergie du Modèle Standard, sélectionnable avec une grande pureté au LHC. Cependant, leur faible statistique (~ 11 événements / pb après sélection) est un frein à leur utilisation avec une faible luminosité. Les analyses optent ainsi préférentiellement pour les désintégrations $Z \rightarrow ee$. Par exemple, les corrections en échelle d'énergie appliquées aux photons et aux électrons dans CMS, sont dérivées pour le moment à partir de ces événements. Or, comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent, les dépôts d'énergie des électrons dans le ECAL sont différents de ceux des photons, particulièrement lorsque ces derniers ne se convertissent pas. Qui plus est, le LHC n'a cessé d'augmenter le nombre de collisions par seconde, portant la luminosité intégrée à près de $20 fb^{-1}$ en 2012. Ainsi, bien qu'une granularité équivalente à celle obtenue avec $Z \rightarrow ee$ ne soit pas encore envisageable, l'utilisation des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ pour calibrer le ECAL devient une option très intéressante. Dans CMS, des études préliminaires ont été réalisées avec ces désintégrations [85] [86] [87] et ont permis de montrer l'intérêt de ce canal pour la calibration de photons de haute énergie.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les analyses réalisées à l'aide de ces événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$. Après avoir explicité ce canal et décrit le mécanisme de sélection, nous exposerons les techniques mises en place pour extraire l'échelle d'énergie des photons de haute ($P_T > 25$ GeV) et basse impulsion transverse ($P_T < 25$ GeV). Ensuite, nous proposerons une méthode de mesure de la résolution en énergie du ECAL, faisant appel aux désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ sans photons rayonnés. Finalement, nous présenterons les résultats de l'étude d'un algorithme de clusterisation dynamique, développé dans le but de réduire l'impact négatif de l'empilement sur la résolution du ECAL.

4.1 Les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$

Dans cette section, nous présenterons dans un premier temps en quoi consiste le signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ et quels sont ses principaux bruits de fond. Dans un second temps, nous nous attacherons à décrire la sélection de ces événements et les différentes stratégies utilisées pour maximiser le signal pour les données à 7 et 8 TeV. Enfin, nous étudierons différentes distributions afin d'évaluer l'accord entre les données et la simulation.

FIGURE 4.1 – Signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ où le photon est rayonné par un muon dans l'état final (FSR).

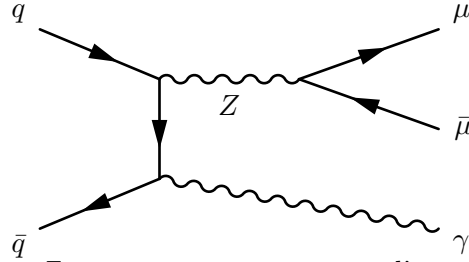
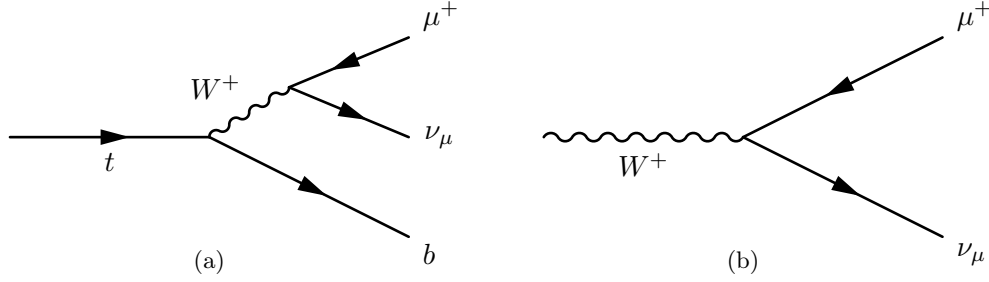
4.1.1 Signal et bruits de fond

Notre signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ (voir figure 4.1) consiste en la désintégration d'un boson Z en deux muons, dont l'un d'eux rayonne un photon de bremsstrahlung dans l'état final ("Final State Radiation" \equiv FSR). Le bremsstrahlung classique, ou externe (rayonnement continu de freinage), est une radiation électromagnétique produite par la décélération d'une particule chargée. Dans la matière, les particules sont freinées et déviées par les noyaux atomiques. L'énergie cinétique perdue est alors convertie en photons. Au sein de CMS, c'est essentiellement le champ magnétique intense qui modifie la trajectoire des particules chargées. Du fait de leur faible masse, les électrons émettent énormément de photons de bremsstrahlung, ce qui résulte en un dépôt d'énergie plus étalé selon ϕ dans le ECAL. Les muons subissent également cet effet, mais seuls des photons de faible énergie sont émis ($E_\gamma < \text{GeV}$).

Or, pour calibrer le calorimètre électromagnétique, nous avons besoin de photons de haute énergie ($E_\gamma > 10 \text{ GeV}$). Nous allons donc nous intéresser à un autre phénomène : le bremsstrahlung interne. Dans ce cas, le photon est émis au moment de la désintégration du boson Z , directement au point d'interaction. Ce phénomène a été observé pour la première fois par la collaboration Delphi au LEP [88]. Depuis lors, ces corrections radiatives sont intégrées aux simulations. Ces événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ sont particulièrement adaptés pour contraindre la cinématique des photons. En effet, grâce aux analyses réalisées au LEP, nous avons une très bonne connaissance des caractéristiques du boson Z (masse, largeur). Par ailleurs, à l'aide de deux mesures indépendantes, nous obtenons dans CMS une précision de 1,2 % [89] sur l'impulsion des muons de 40 GeV avec $|\eta| = 0$. Qui plus est, ce canal est purement électrofaible, donc très clair en milieu hadronique, et le photon est le seul à déposer son énergie dans le ECAL (contrairement à $Z \rightarrow ee$). Finalement, il est possible de réduire significativement la contribution des bruits de fond tout en gardant une efficacité sur le signal importante (voir section 4.1.3).

Les bruits de fond les plus importants sont les suivants :

- $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ non-FSR : dans une collision contenant la désintégration d'un boson Z en deux muons, peut se trouver un photon non FSR. Ce dernier provient soit d'une radiation à l'état initial (provenant d'un quark) du processus ayant conduit à la formation du boson Z ("Initial State Radiation" ISR, voir figure 4.2), soit d'une collision parasite ou de la fragmentation d'un jet.
- W + jets : avec un boson W se désintégrant en μ + neutrino (voir figure 4.3, droite), nous pouvons trouver un autre muon (provenant d'un jet) et un photon issu de la mauvaise


 FIGURE 4.2 – Désintégration $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ avec rayonnement d'un photon à l'état initial (ISR).

 FIGURE 4.3 – Désintégration d'un quark top en $\mu\nu_\mu b$ (a) et d'un W en $\mu\nu_\mu$ (b).

identification des particules d'un jet, de sa fragmentation ou d'un autre processus (ISR, collision parasite).

- $t\bar{t}$ + jets : le top se désintégrant essentiellement en Wb (voir figure 4.3, gauche), deux muons de signes opposés peuvent être créés par la désintégration des W . Aux muons peut s'ajouter un photon ou une particule d'un jet mal-identifié (π^0 par exemple).

D'autres sources de bruits de fond ont été considérées dans cette analyse comme les événements dibosons (WW, WZ, ZZ) et d'autres processus de QCD produisant des muons dans l'état final. Ainsi, des muons et photons peuvent être présents aléatoirement au sein de jets. Par ailleurs, la production de photons durs peut s'accompagner de jets contenant des muons (γ + jets). Cependant, comme nous le verrons dans la section 4.1.2, nous ne les utiliserons pas car leur faible contribution n'est pas significative. En effet, bien que la section efficace de ces processus soit très grande par rapport à celle de notre signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, notre sélection permet d'en éliminer la quasi totalité. Des travaux précédents [87] ont permis de vérifier cette suppression en utilisant des échantillons de simulations QCD et γ + jets à 7 TeV.

4.1.2 Les échantillons utilisés

Les analyses présentées dans ce chapitre portent sur les données 2011 à 7 TeV et 2012 à 8 TeV. Les échantillons que nous avons utilisés correspondent aux données et simulations intégrant la calibration la plus récente (octobre 2013 pour les données 2011 et janvier 2013 pour les données 2012). Pour les données, les datasets *DoubleMu* et *DoubleMuParked* (pour les prises de données \equiv runs A,B,C et D de 2012) ont été utilisés. Ces datasets contiennent comme leur nom l'indique des événements correspondant à des chemins de déclenchement dimuons.

Le tableau 4.1 présente les lots de données utilisés pour 2011 et le tableau 4.2 les échantillons 2012. La luminosité totale est de $5,1 \text{ fb}^{-1}$ pour 2011 et correspond à $19,75 \text{ fb}^{-1}$ pour

Datasets	Runs	$N_{evts}^{initial}$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$	Empilement moyen
Run2011A-12Oct2013-v1	160404-173692	39668813	2,333	6,5
Run2011B-12Oct2013-v1	175833-180252	23792108	2,766	12,3

TABLE 4.1 – Échantillons de données utilisés pour nos analyses $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, pour la prise de données de 2011.

Datasets	Runs	$N_{evts}^{initial}$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$	Empilement moyen
Run2012A-22Jan2013-v1	190456-193575	5636274	0,889	17,3
Run2012B-22Jan2013-v1	193834-196531	29308627	4,429	18,9
Run2012C-22Jan2013-v1	201668-201669	36820243	7,114	19,2
Run2012D-22Jan2013-v1	208303-208538	38006513	7,318	21,5

TABLE 4.2 – Échantillons de données utilisés pour nos analyses $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, pour la prise de données de 2012.

2012.

Les échantillons de simulation Monte Carlo sont présentés dans les tableaux 4.3 pour 2011 et 4.4 pour 2012.

Datasets	Processus	Générateur	$N_{evts}^{initial}$	$\sigma (pb)^1$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$
DYToMuMu_M-20_CT10_TuneZ2_7TeV-powheg-pythia	$Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$	POWHEG	23760702	1665,84	14,262
WJetsToLNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola	$W + jets$	MADGRAPH	81064825	31314	2,589
TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola	$t\bar{t} + jets$	MADGRAPH	33476020	165	202,885

TABLE 4.3 – Échantillons de simulation utilisés pour nos analyses $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, pour la prise de données de 2011.

Datasets	Processus	Générateur	$N_{evts}^{initial}$	$\sigma (pb)^2$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$
DYToMuMu_M-20_CT10_TuneZ2star_v2_8TeV-powheg-pythia6	$Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$	POWHEG	48851166	1914,89	25,511
WJetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball	$W + jets$	MADGRAPH	57709905	37509,25	1,538
TTJets_MassiveBinDECAY_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola	$t\bar{t} + jets$	MADGRAPH	6923652	245,8	28,168

TABLE 4.4 – Échantillons de simulation utilisés pour nos analyses $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, pour la prise de données de 2012.

1. Sections efficaces recommandées pour les analyses de CMS à 7 TeV [90].
2. Sections efficaces recommandées pour les analyses de CMS à 8 TeV [91].

En regardant ces tableaux, il est intéressant de noter qu'en 2011 nous avons une luminosité équivalente dans les simulations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ (pour le signal) trois fois plus grande que la luminosité des données. En 2012 en revanche, la luminosité des données est presque équivalente à celle des simulations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$. La génération d'événements prenant beaucoup de temps, avec la reprise du LHC à plus grande luminosité instantanée, la quantité de vraies données sera beaucoup plus importante que le nombre d'événements simulés. Nous comprenons ainsi aisément pourquoi il est primordial de développer des techniques et des estimateurs basés principalement, voir essentiellement, sur les données.

4.1.3 La sélection

En raison de différences en terme d'énergie dans le centre de masse, d'empilement et de luminosité intégrée, des modifications dans la sélection ont été effectuées entre les données 2011 et 2012. Ces dernières concernent essentiellement l'identification des muons et le choix des chemins de déclenchement.

4.1.3.1 Qualité des événements et écrémage

Avant toute sélection, nous requérons que nos événements de données et de simulations passent des chemins de déclenchement identiques :

- 2011 : Au moins un chemin de déclenchement muonique est demandé afin de maximiser la statistique, HLT_Mu* , HLT_IsoMu* , $HLT_DoubleMu*$.
- 2012 : La luminosité étant plus importante, seuls les événements passant le chemin de déclenchement HLT_Mu17_TkMu8 sont conservés. Ce dernier correspond à un événement avec au moins un muon "global" (la trace du muon est ajustée en combinant l'information des chambres à muons avec les coups du trajectographe) de 17 GeV et un muon "tracker" (une des traces du trajectographe avec $P_T > 0,5$ GeV et $P > 2$ GeV pouvant être associée avec au moins un segment des chambres à muons est considérée comme un muon "tracker") de 8 GeV. Son efficacité, mesurée par le groupe muon de CMS [92], va nous permettre d'appliquer des facteurs correctifs aux simulations.

La deuxième étape consiste à ne garder que des événements provenant de collisions de qualité :

- "No beam scraping" [93] : Nous rejetons tous les événements où les protons viennent heurter les parois du tube des faisceaux.
- "Good vertex" : nous demandons la présence d'au moins un vertex passant des critères de sélection avec $|z| \leq 24$ cm et $\rho \leq 2$ ($\rho \equiv$ densité d'énergie médiane par angle solide (GeV/cm^3)).

Finalement, afin de réduire le nombre d'événements à analyser, nous appliquons une pré-sélection lâche en demandant :

- Deux "global" muons : un avec $P_T > 20$ GeV et un avec $P_T > 10$ GeV.
- Un supercluster avec $E_T^{SC} > 5\text{GeV}$.
- P_T (supercluster + muon de moins grande impulsion) > 20 GeV.

- $M_{\mu\bar{\mu}\gamma} > 30$ GeV.

4.1.3.2 Identification des particules

Après ce premier écrémage, nous identifions et sélectionnons successivement : les muons, les paires dimuons puis les photons. Finalement, nous associons les paires dimuons aux photons afin de former des triplets $\mu\bar{\mu}\gamma$.

Sélection des muons :

Grâce à un empilement moins important qu'en 2012, des critères de sélection des muons plus lâches sont utilisés pour les données 2011 :

- Le muon doit être "tracker" et "global".
- L'ajustement de la trace du muon doit avoir un $\chi^2/d^{\circ}_{\text{liberté}} < 10$ afin de supprimer les muons provenant des jets.
- Pour la même raison, au moins un coup dans une chambre à muons doit être inclu dans l'ajustement de la trace du muon "global".
- Des segments de traces doivent être présents dans au moins deux stations muoniques.
- Pour garantir une bonne mesure de l'impulsion, le nombre de coups dans le trajectographe doit être supérieur à 10 et il doit exister au moins un coups dans le détecteur à pixels.
- Une coupure sur la distance transverse de la trace par rapport au point de collision est appliquée pour supprimer les muons cosmiques : $|d_{xy}| < 0,2$ cm.
- $P_T^\mu > 10,5$ GeV pour éviter les effets d'allumage dus à l'écrémage (les muons ne sont corrigés qu'après l'écrémage).
- $|\eta^\mu| < 2,4$.

Par ailleurs, afin de ne pas supprimer de photons FSR, une coupure d'isolation relâchée est utilisée :

- La somme du P_T des traces avec $P_T > 1,5$ GeV à l'intérieur d'un cône de $\Delta_R < 0,3$ autour de la direction du muon (*isoR03_sumPt*) doit être limitée à 3 GeV.

Pour les données 2012, nous avons suivi les recommandations du groupe muon et appliqué le "Tight muon ID" [94] :

- Le muon doit être "global" et issu de la reconstruction "particle flow" [65].
- L'ajustement de la trace du muon doit avoir un $\chi^2/d^{\circ}_{\text{liberté}} < 10$.
- Au moins un coup dans une chambre à muons doit être inclus dans l'ajustement de la trace du muon "global".
- Des segments de traces doivent être présents dans au moins deux stations muoniques.
- Le nombre de coups dans le trajectographe doit être > 10 et le nombre de coups dans le détecteur à pixel > 0 .
- $|d_{xy}| < 0,2$ cm.
- La distance longitudinale de la trace du trajectographe par rapport au vertex primaire (d_z) doit être < 5 mm.

- $P_T^\mu > 10,5$.
- $|\eta^\mu| < 2,4$

De la même manière que pour les données 2011, une coupure d'isolation relâchée est utilisée afin de ne pas éliminer les photons FSR :

- La somme de l'impulsion transverse des hadrons chargés de "particle flow" avec un $P_T > 1,5$ GeV et dans un cône de $\Delta_R < 0,4$ autour de la direction du muon (*pfIsoChargedHadronPt04*) divisée par P_T^μ doit être $< 0,2$.

Sélection des paires dimuons :

Si le nombre de muons sélectionnés est supérieur ou égal à deux, des paires dimuons sont formées en essayant toutes les combinaisons possibles. Dès lors, seules les paires possédant les caractéristiques suivantes sont conservées :

- Deux muons avec des charges électriques opposées.
- $M_{\mu\bar{\mu}} > 35$ GeV.

Sélection des photons :

Les photons sont sélectionnés à leur tour si au moins un paire dimuon à été formée. Nous n'utilisons aucun "photonID", mais uniquement des coupures d'acceptance afin de maximiser le nombre d'événements retenus :

- $|\eta_{SC}^\gamma| < 2,5$ (couverture du trajectographe).
- $|\eta_{SC}^\gamma| \notin [1,4442; 1,566]$ (zones de transition entre le tonneau et les bouchons).

4.1.3.3 Sélection FSR

Après l'étape de sélection des particules, les paires dimuons et les photons retenus sont associés afin de former des triplets $\mu\bar{\mu}\gamma$. Dès lors, il va s'agir de conserver le maximum d'événements de signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ en rejetant le plus efficacement possible les bruits de fond. Pour ce faire, nous allons utiliser la cinématique des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ FSR. Regardons dans un premier temps la figure 4.4 qui montre l'angle Δ_R entre le photon et le plus proche muon (muon "near") pour le signal et les différents bruits de fond dans la simulation, après la création des triplets $\mu\bar{\mu}\gamma$. Sur cette figure, où les histogrammes ont été normalisés à la luminosité des données, il apparaît que le bruit de fond dominant provient des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ avec un photon non FSR. Les coupures de présélection en combinaison avec la sélection des triplets $\mu\bar{\mu}\gamma$ ont eu pour effet de réduire fortement le nombre d'événements $t\bar{t}$ + jets (suppression de 99,6 % des événements) et W + jets (seul un millionième des événements est encore présent). Comme nous pouvons le voir, les photons FSR sont émis majoritairement à l'intérieur d'un cône de faible valeur de Δ_R , dans la direction du plus proche muon. Les différents bruits de fond en revanche ne présentent pas d'angles d'émission privilégiés. Afin de conserver environ 80 % du signal, tout en rejetant 80 % du bruit de fond, seuls les événements avec $\Delta_R < 0,8$ sont conservés.

Cependant même après cette coupure, la contribution des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ non FSR demeure trop importante (~ 16 % des événements). Pour comprendre comment réduire plus

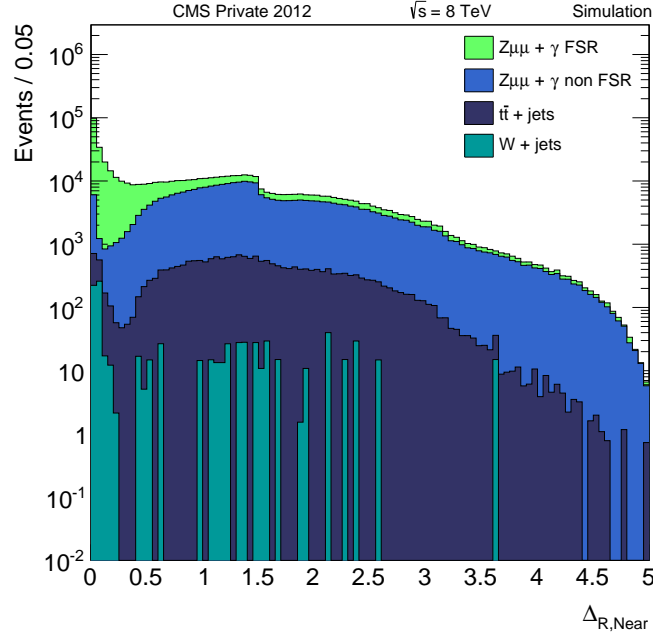


FIGURE 4.4 – Histogramme de Δ_R entre le photon et le plus proche muon pour les simulations 2012, avant la sélection FSR.

efficacement ce bruit de fond, observons la figure 4.5a, montrant la Masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ en fonction de la masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}}$ pour les simulations *DYToMuMu* de 2012, après la coupure sur Δ_R . Les deux populations d'événements FSR et non FSR sont clairement séparées. Les FSR sont essentiellement présents autour d'une masse $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ proche de la masse du boson Z et pour toutes les valeurs de $M_{\mu\bar{\mu}}$ entre 40 et 90 GeV. A l'inverse, les événements non FSR se concentrent le long d'une ligne verticale autour de $M_{\mu\bar{\mu}} = M_Z$, avec des valeurs de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ variables entre 100 et 200 GeV. De plus, quelques triplets FSR et non FSR sont présents le long d'une diagonale de pente unité et correspondent à des événements de Drell-Yan non-résonnants. La figure 4.5b présente quant à elle $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ en fonction de $M_{\mu\bar{\mu}}$ pour les bruits de fond $t\bar{t} + \text{jets}$ et $W + \text{jets}$. La plupart des événements sont distribués sur la diagonale unité. Pour séparer notre signal du bruit de fond tout en conservant une statistique importante, une coupure triangulaire est appliquée dans le plan $M_{\mu\bar{\mu}\gamma} - M_{\mu\bar{\mu}}$ en combinaison d'une coupure en $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ autour de $M_Z = 91,188$ GeV.

Finalement, nous pouvons résumer les critères de sélection FSR comme suit :

- $\Delta_R^{\gamma\mu_{Near}} < 0,8$.
- $P_T^{\mu_{Far}} > 21$ GeV (impulsion transverse du muon le plus éloigné du photon) (permet d'éviter les effets d'allumage dus à l'écrémage).
- $M_{\mu\bar{\mu}\gamma} \in [60,120]$ GeV.
- $(M_{\mu\bar{\mu}\gamma} + M_{\mu\bar{\mu}}) < 180$ GeV.

L'ensemble de ces coupures permet de conserver 70,3 % du signal $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ FSR, en rejetant 97,8 % des événements non FSR, 92 % des événements $t\bar{t} + \text{jets}$ et 69,4 % des événements $W + \text{jets}$.

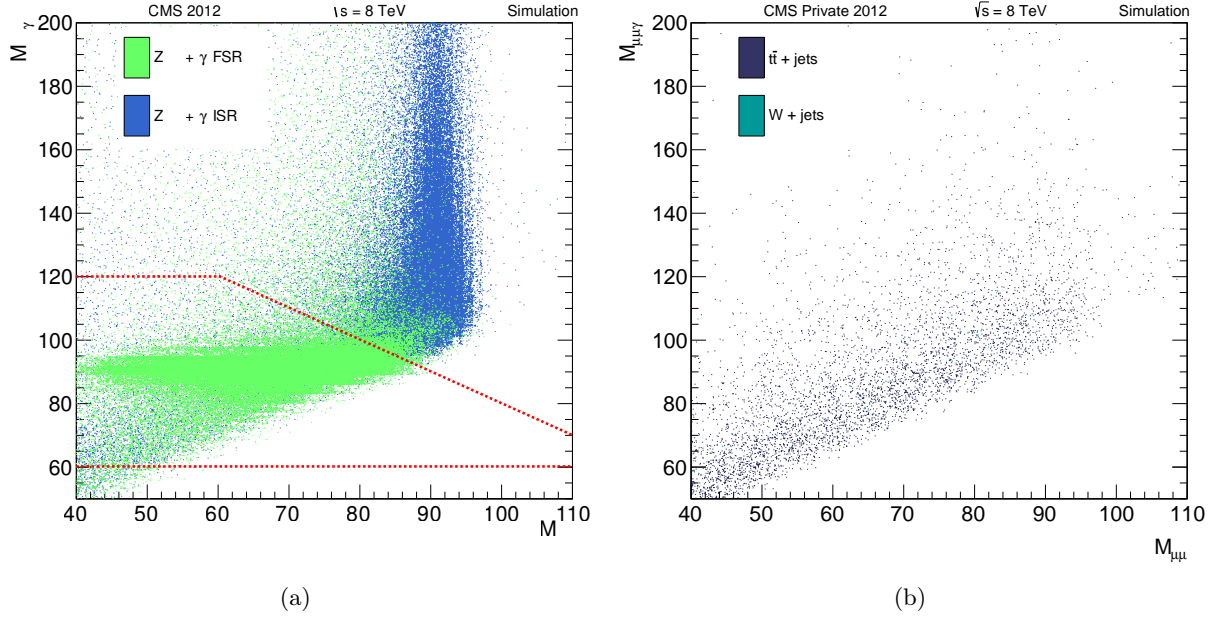


FIGURE 4.5 – Masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ en fonction de la masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}}$ pour les simulations (2012) *DYToMuMu* (a) et $t\bar{t}$ + jets, W + jets (b), après la coupure $\Delta_R \leq 0,8$. Les lignes pointillées rouges présentent les coupures appliquées sur les variables $M_{\mu\bar{\mu}}$ et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$.

4.1.4 Validation des simulations

Même si nous utilisons des techniques d'extraction de l'échelle d'énergie et de la résolution basées exclusivement sur les données, un bon accord avec la simulation est important pour valider nos estimateurs. De plus, une bonne correspondance des données avec les simulations permet de justifier que les bruits de fond additionnels sont bien négligeables. Afin d'intégrer notre connaissance des objets physiques, du détecteur et de la simulation, plusieurs corrections doivent être appliquées :

- Corrections en énergie des photons : des corrections issues d'une technique de régression multivariée (voir section 3.2.1.4) ont été utilisées à la place des corrections de défaut.
- Corrections sur l'impulsion des muons : les corrections dites "Rochester" [89] sont utilisées. Un facteur de correction k est appliqué à l'impulsion des muons suivant leurs charges et leurs coordonnées η et ϕ .
- Repondération de l'empilement dans les simulations : lors de la génération des événements simulés, un scénario d'empilement a été choisi, mais ce dernier ne correspond pas exactement à l'empilement observé.
- Repondération de la variable $r9^1$ dans les simulations : une mauvaise modélisation des gerbes électromagnétiques dans la simulation GEANT4 nous oblige à corriger certaines variables de forme de cluster.
- Efficacité des chemins de déclenchement [92] : l'efficacité des chemins de déclenchement

1. $r9$ est une variable permettant de distinguer les photons convertis des non-convertis et est décrite à la section 3.2.1.3.

Categories	$N_{\text{Données}}$	Er. stat.	N_{MC}	Er. stat.	$N_{\mu\bar{\mu}\gamma FSR}$	$N_{\mu\bar{\mu}\gamma nFSR}$	$N_{t\bar{t}+j}$	N_{W+j}	Pureté
EB $r9 < 0,94$	3497	59,2	3586,72	35,5	3414,86	22,18	142,38	7,30	95,17
EB $r9 > 0,94$	3370	58,1	3470	35,3	3448,98	1,85	19,17	< 1,83	99,42
EB inclusif	6867	82,9	7056,71	50,0	6863,84	24,03	161,55	7,30	97,26
EE $r9 < 0,95$	1242	35,3	1256,88	21,1	1213,64	9,04	28,68	5,52	96,50
EE $r9 > 0,95$	859	29,4	1011,65	19,1	1008,64	1,27	1,73	< 1,83	99,69
EE inclusif	2101	45,9	2268,53	28,5	2222,29	10,30	30,42	5,52	97,94
EB+EE inclusif	8968	94,7	9325,24	57,6	9086,13	34,33	191,97	12,82	97,43

TABLE 4.5 – Nombre d'événements et pureté correspondants aux données et simulations 2011.

Categories	$N_{\text{Données}}$	Er. stat.	N_{MC}	Er. stat.	$N_{\mu\bar{\mu}\gamma FSR}$	$N_{\mu\bar{\mu}\gamma nFSR}$	$N_{t\bar{t}+j}$	N_{W+j}	Pureté
EB $r9 < 0,94$	15373	124,0	14410,2	108,5	13878,2	125,64	387,67	18,62	96,27
EB $r9 > 0,94$	13088	114,5	13624,3	101,2	13554,4	13,21	56,72	< 2,94	99,4542
EB inclusif	28461	168,8	28034,4	148,3	27432,6	138,84	444,38	18,62	97,77
EE $r9 < 0,95$	5078	71,3	4832,6	63,6	4703,6	56,57	69,48	2,94	97,12
EE $r9 > 0,95$	3508	59,3	3709,47	52,2	3699,37	5,76	4,34	< 2,94	99,70
EE inclusif	8586	92,7	8542,07	82,2	8402,97	62,33	73,82	2,94	98,18
EB+EE inclusif	37047	192,5	36576,5	169,6	35835,6	201,18	518,21	21,56	97,87

TABLE 4.6 – Nombre d'événements et pureté correspondants aux données et simulations 2012.

simulés n'étant pas identique à celle des données, nous devons appliquer des facteurs de corrections aux simulations. Toutefois, notre coupure d'isolation sur les muons entraînant une surestimation de ces facteurs, nous avons choisi de ne pas les appliquer.

Après l'application de ces facteurs correctifs, nous pouvons apprécier l'accord entre les données et les simulations à l'aide de plusieurs variables de contrôle, où les simulations ont été normalisées à la luminosité des données. Les figures 4.6 et 4.7 en présentent plusieurs pour la prise de données de 2011, sans coupures en $r9$ et η , avec $P_T^\gamma > 25$ GeV. Nous pouvons retrouver ces mêmes variables avec les figures 4.8 et 4.9 pour la prise de données de 2012. Le lecteur pourra se reporter à l'annexe A pour avoir ces mêmes graphiques par catégories de $r9$ et η . Pour $P_T^\gamma > 25$ GeV, les nombres d'événements pour différentes catégories en η (tonneau, bouchons) et $r9$ ("low $r9$ " $\equiv r9 < 0,94$ dans le tonneau et $r9 < 0,95$ dans les bouchons, "high $r9$ " $\equiv r9 > 0,94$ dans le tonneau et $r9 > 0,95$ dans les bouchons), de même que la pureté, sont donnés par les tableaux 4.5 (2011) et 4.6 (2012).

Pour 2011, l'accord global (EB+EE inclusif) est meilleur que 4 % et la pureté est très élevée : $\sim 97,5$ % pour EB+EE inclusif et $> 99,5$ % pour les catégories de haut $r9$. Toutefois,

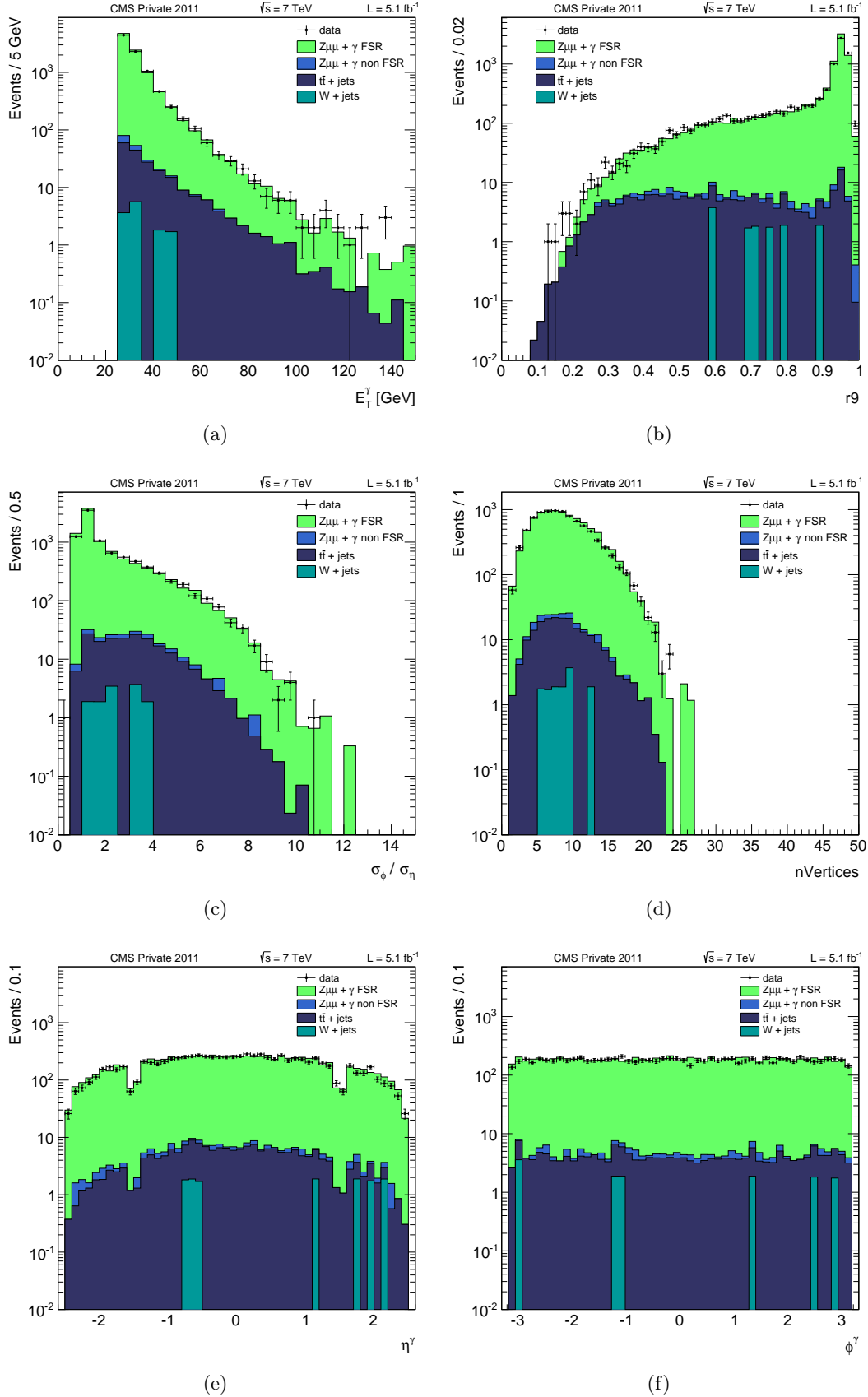


FIGURE 4.6 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, sans coupures en $r9$ et η , avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

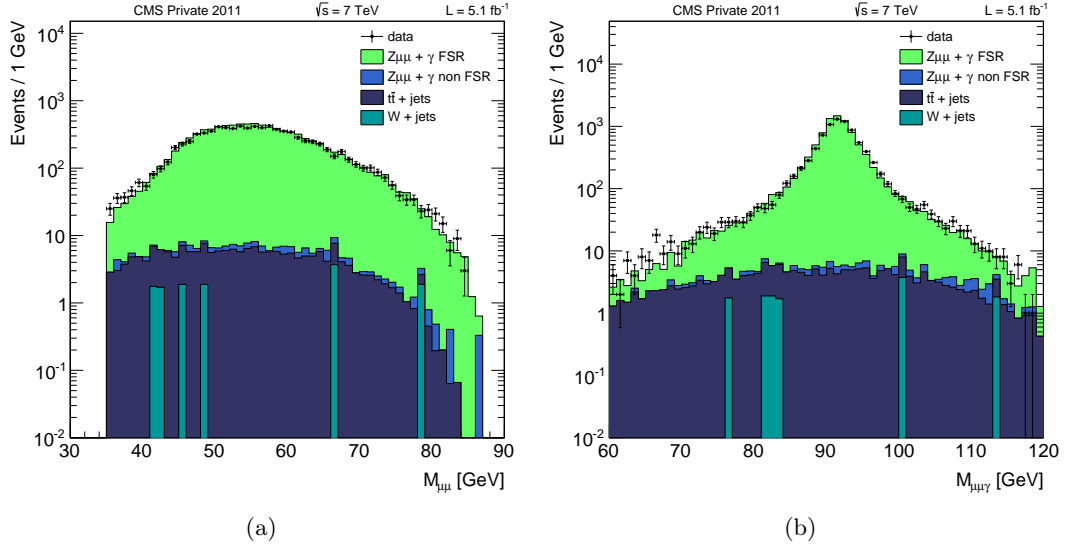


FIGURE 4.7 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, sans coupures en r_9 et η , avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

un moins bon accord est observé pour la catégorie de haut r_9 dans les bouchons (EE $r_9 > 0,95$) et pourrait être dû à l'application de facteur de repondération de r_9 non optimaux. Pour 2012, l'accord global est de l'ordre de 1,3 % et la pureté d'environ 97,8 % pour EB+EE inclusif et $> 99,5$ % pour les catégories de haut r_9 . Parmi les bruits de fond, largement supprimés, la contribution la plus importante vient de $t\bar{t} + jets$ (~ 80 % en 2011 et ~ 70 % en 2012). Enfin, l'énergie moyenne de nos photons est d'environ 36 GeV pour 2011 et 2012.

En regardant les distributions de contrôle, nous observons tout d'abord des formes similaires entre les données et les simulations, pour 2012 et 2011. En effet, les variables de formes de gerbes : r_9 et $brem$ ont des comportements très proches dans les données et les simulations. Notons cependant un léger déficit d'événements dans les simulations à très haut r_9 ($> 0,98$). Pour ce qui est de P_T^γ , un très bon accord peut être observé pour 2011 et 2012. Avec les distributions de $nVertex$ cette fois, les formes identiques des données et des simulations attestent d'une bonne repondération de l'empilement. Par ailleurs, nos événements sont distribués de manière identique en ϕ^γ (profil plat) et η^γ . De plus, avec les distributions de $M_{\mu\bar{\mu}}$, nous constatons que le bruit de fond restant à la fin de notre sélection est non résonnant. Finalement, la masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ est très bien reproduite par les simulations pour 2011. Pour 2012, une meilleure résolution dans les simulations est observée par rapport à celle des données (des facteurs de "smearing" sont appliqués dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour tenir compte de cet effet).

4.2 Extraction de l'échelle d'énergie des photons

Dans cette section, nous allons décrire deux méthodes d'extraction de l'échelle d'énergie pour les photons avec une haute ($P_T^\gamma > 25$ GeV) et basse ($P_T^\gamma < 25$ GeV) impulsion transverse.

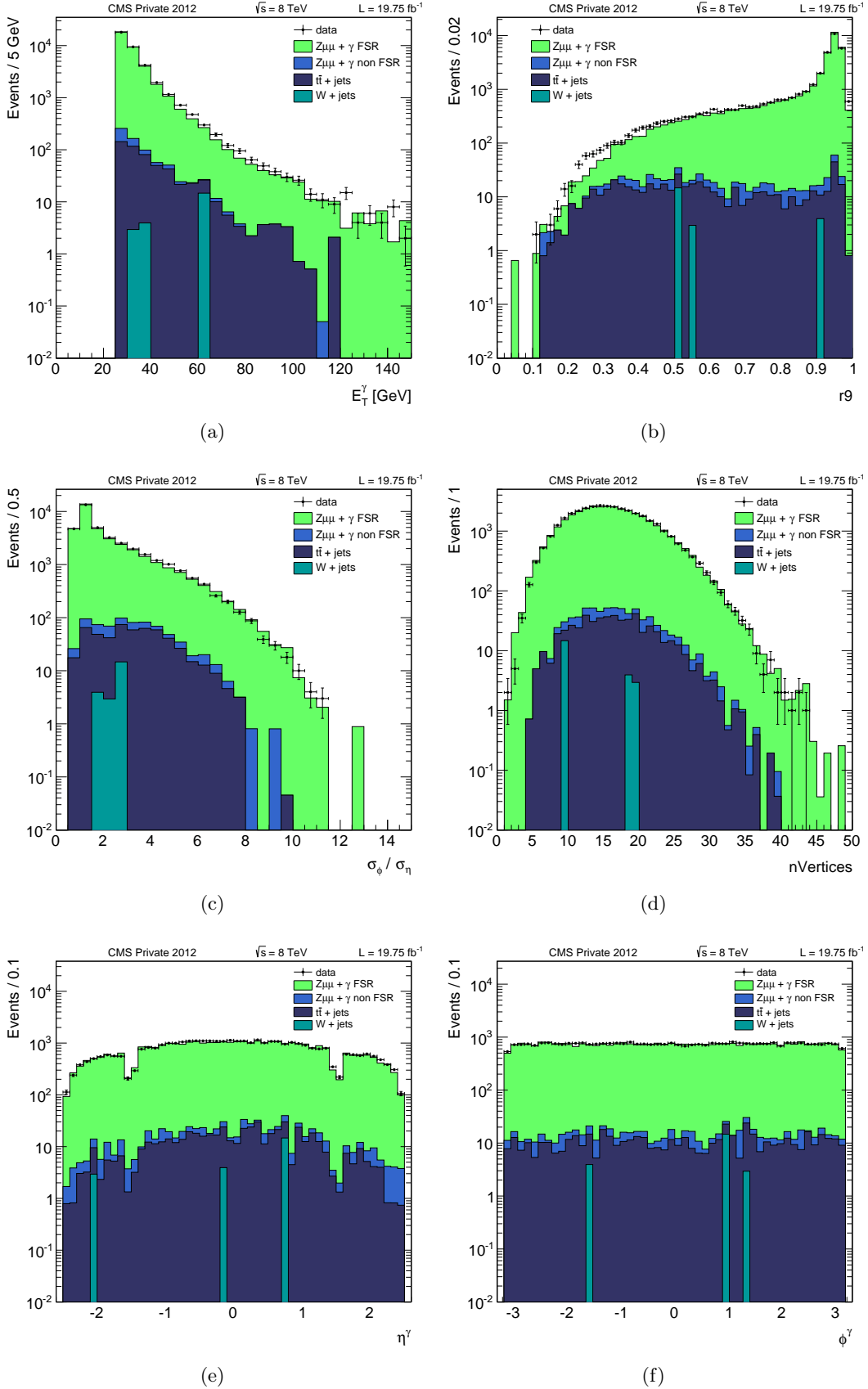


FIGURE 4.8 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, sans coupures en $r9$ et η , avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

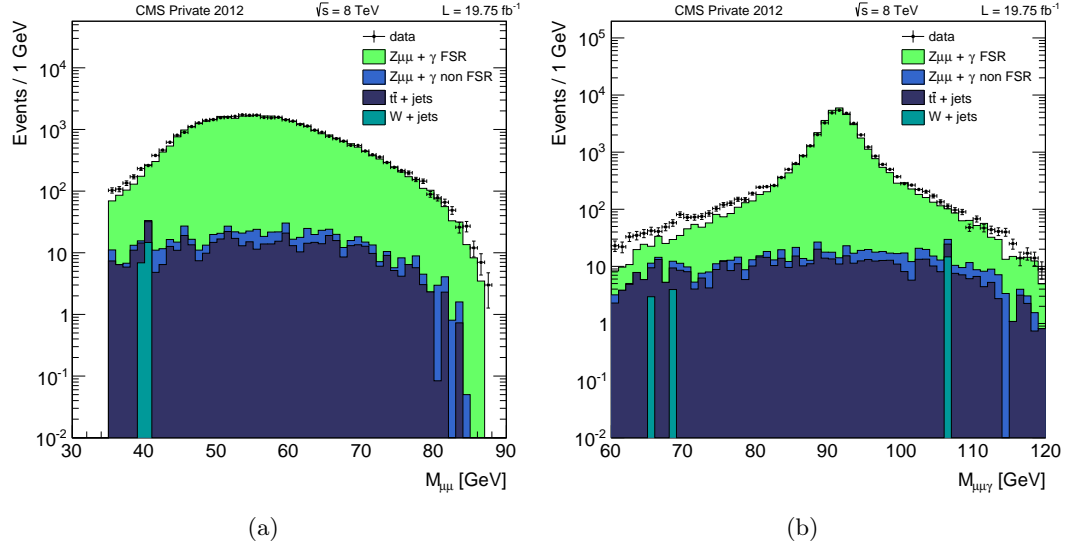


FIGURE 4.9 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, sans coupures en r_9 et η , avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

Il va s'agir ici de déterminer le facteur correctif δ_E décrit précédemment (3.2.2), afin de corriger l'énergie reconstruite des photons et nous rapprocher de leur "vraie" énergie.

4.2.1 Mesure de l'échelle d'énergie pour les photons de grande impulsion transverse

La connaissance précise de l'énergie des photons des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ de haute impulsion transverse est particulièrement utile pour l'analyse du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. A 60 GeV, soit l'énergie moyenne des photons issus du boson de Higgs à 126 GeV, nous possédons avec les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ une statistique non négligeable de photons. Une version préliminaire de notre analyse pour les données 2011 a été rendue publique en 2012 [95]. Dans ce qui suit, nous allons présenter une méthode enrichie d'extraction de l'échelle d'énergie pour les données 2011 et 2012.

4.2.1.1 Construction d'un estimateur de l'échelle d'énergie

L'échelle d'énergie est définie comme le rapport de l'énergie reconstruite (E^{RECO}) sur la véritable énergie de la particule (E^{TRUE}). Dans la simulation ces deux quantités sont accessibles, mais ce n'est évidemment pas le cas pour les données issues de collisions réelles. Pour pallier ce problème, nous allons nous servir de notre connaissance du boson Z , des muons et de la cinématique $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ afin de construire un estimateur de l'échelle d'énergie basé uniquement sur des informations reconstruites.

Commençons par extraire l'expression de l'énergie des photons en fonctions des grandeurs

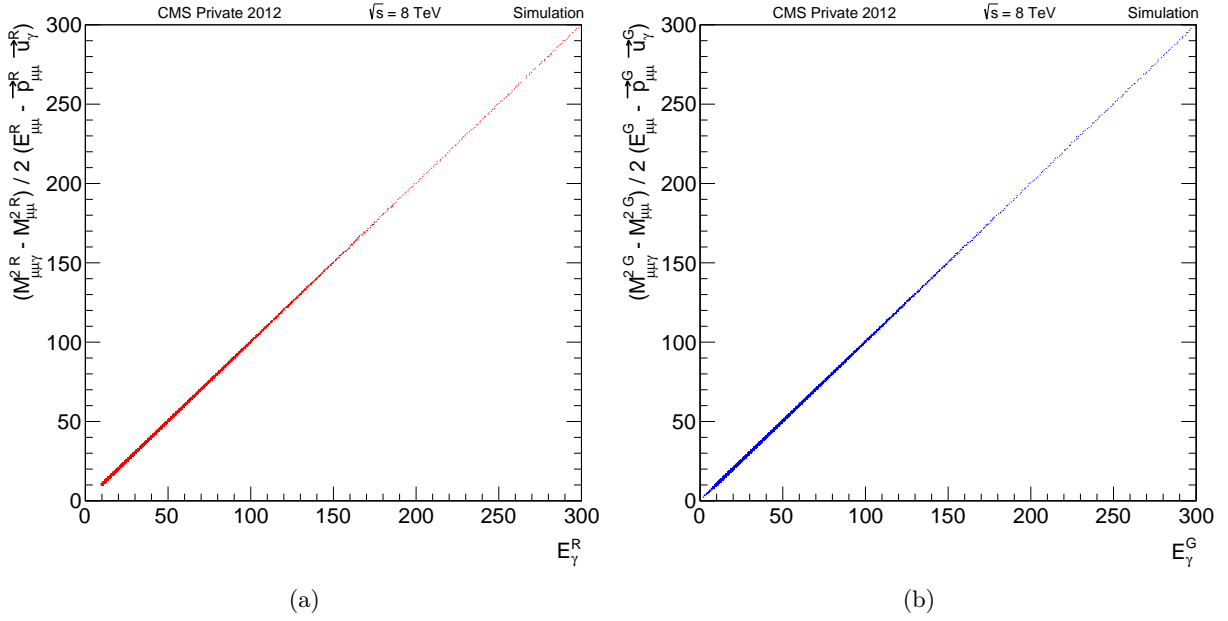


FIGURE 4.10 – Vérifications des égalités 4.3 pour le cas RECO (a) et GEN (b) avec les simulations 2012.

$\mu\bar{\mu}\gamma$. Le photon étant sans masse, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 &= P_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 = (P_{\mu\bar{\mu}}^\nu + P_\gamma^\nu)^2 = M_{\mu\bar{\mu}}^2 + 2P_{\mu\bar{\mu}}^\nu P_{\gamma\nu} + 0 \\ &= M_{\mu\bar{\mu}}^2 + 2(E_{\mu\bar{\mu}}, \vec{p}_{\mu\bar{\mu}}) \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} = M_{\mu\bar{\mu}}^2 + 2(E_{\mu\bar{\mu}}E_\gamma - \vec{p}_{\mu\bar{\mu}}\vec{p}_\gamma) \end{aligned} \quad (4.1)$$

où $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ et $M_{\mu\bar{\mu}}$ sont les masses invariantes $\mu\bar{\mu}\gamma$ et $\mu\bar{\mu}$, $P_{\mu\bar{\mu}\gamma}$, $P_{\mu\bar{\mu}}$ et P_γ les quadrivecteurs associés respectivement au triplet $\mu\bar{\mu}\gamma$, à la paire dimuon et au photon, et $E_{\mu\bar{\mu}}$, $\vec{p}_{\mu\bar{\mu}}$, E_γ , \vec{p}_γ les énergies et impulsions de la paire dimuon et du photon. Finalement $\vec{p}_\gamma = E_\gamma\vec{u}_\gamma$, avec \vec{u}_γ un vecteur unitaire colinéaire à la direction du photon. Nous pouvons dès lors exprimer E_γ de la manière suivante :

$$E_\gamma = \frac{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 - M_{\mu\bar{\mu}}^2}{2(E_{\mu\bar{\mu}} - \vec{p}_{\mu\bar{\mu}}\vec{u}_\gamma)} \quad (4.2)$$

Cette énergie peut s'écrire en fonction des informations reconstruites (RECO, R) et des informations générateur (GEN, G) comme suit :

$$E_\gamma^R = \frac{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{R2} - M_{\mu\bar{\mu}}^{R2}}{2(E_{\mu\bar{\mu}}^R - \vec{p}_{\mu\bar{\mu}}^R\vec{u}_\gamma^R)} \quad \text{et} \quad E_\gamma^G = \frac{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{G2} - M_{\mu\bar{\mu}}^{G2}}{2(E_{\mu\bar{\mu}}^G - \vec{p}_{\mu\bar{\mu}}^G\vec{u}_\gamma^G)} \quad (4.3)$$

La figure 4.10 présente ces deux expressions en fonction de l'énergie du photon RECO à gauche et GEN à droite. Leur parfaite corrélation avec E_γ prouve leur validité.

A partir de ces deux expressions, il est possible de définir l'échelle d'énergie véritable à

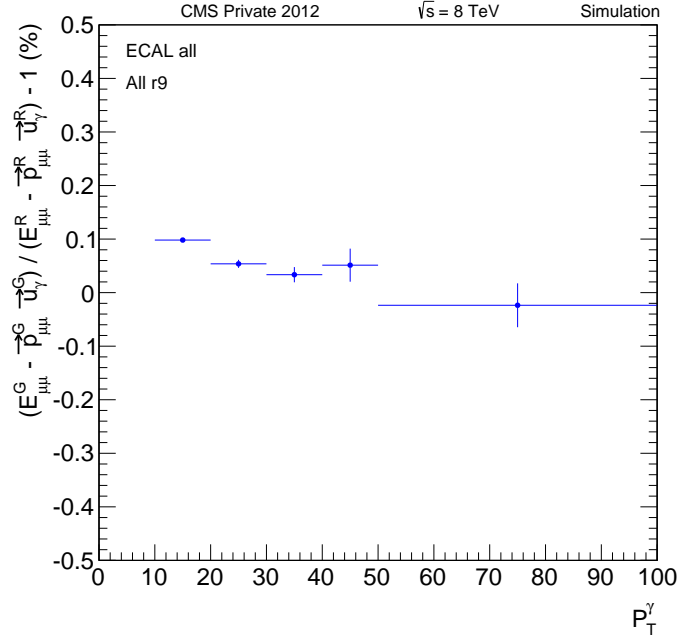


FIGURE 4.11 – Profile de $E_{\mu\mu}^G - \vec{p}_{\mu\mu}^G \vec{u}_\gamma^G / E_{\mu\mu}^R - \vec{p}_{\mu\mu}^R \vec{u}_\gamma^R - 1$ (en %) en fonction de P_T^γ dans les simulations 2012

laquelle nous retranchons 1 pour centrer sa valeur sur 0 :

$$s^{TRUE} = \frac{E_\gamma^R}{E_\gamma^G} - 1 = \frac{M_{\mu\mu\gamma}^{R2} - M_{\mu\mu}^{R2}}{M_{\mu\mu\gamma}^{G2} - M_{\mu\mu}^{G2}} \times \frac{E_{\mu\mu}^G - \vec{p}_{\mu\mu}^G \vec{u}_\gamma^G}{E_{\mu\mu}^R - \vec{p}_{\mu\mu}^R \vec{u}_\gamma^R} - 1 \quad (4.4)$$

Afin de construire, un estimateur de s^{TRUE} dans les données, nous allons devoir négliger certains termes GEN ou les remplacer par des informations RECO. La première approximation que nous allons faire concerne le terme $E_{\mu\mu}^G - \vec{p}_{\mu\mu}^G \vec{u}_\gamma^G / E_{\mu\mu}^R - \vec{p}_{\mu\mu}^R \vec{u}_\gamma^R$. En faisant le profil de ce dernier (ramené autour de 0 en enlevant 1) en fonction de P_T^γ (figure 4.11), nous observons une grande stabilité autour de zéro (variations de l'ordre de 10^{-3}) dans le tonneau et les bouchons. En conséquence, nous négligeons ce terme de notre estimateur et assumons que nous connaissons avec une grande précision les énergies et directions des muons, de même que la direction des photons (nos corrections finales étant de l'ordre du %). Par ailleurs, comme nous l'avons mentionné précédemment, l'incertitude sur l'impulsion des muons dans CMS est très faible. Ainsi, nous allons remplacer $M_{\mu\mu}^G$ par son équivalent RECO : $M_{\mu\mu}^R$. Finalement, nous substituons la masse invariante $M_{\mu\mu\gamma}^G$ par une valeur fixe $M_Z = 91,187$ GeV (valeur du pic du boson Z). En appliquant ces trois modifications, nous obtenons un estimateur de l'échelle d'énergie ne contenant que des informations reconstruites :

$$s^{RECO} = \frac{M_{\mu\mu\gamma}^{R2} - M_{\mu\mu}^{R2}}{M_Z^2 - M_{\mu\mu}^{R2}} - 1 \approx \frac{E_\gamma^R}{E_\gamma^G} - 1 \quad (4.5)$$

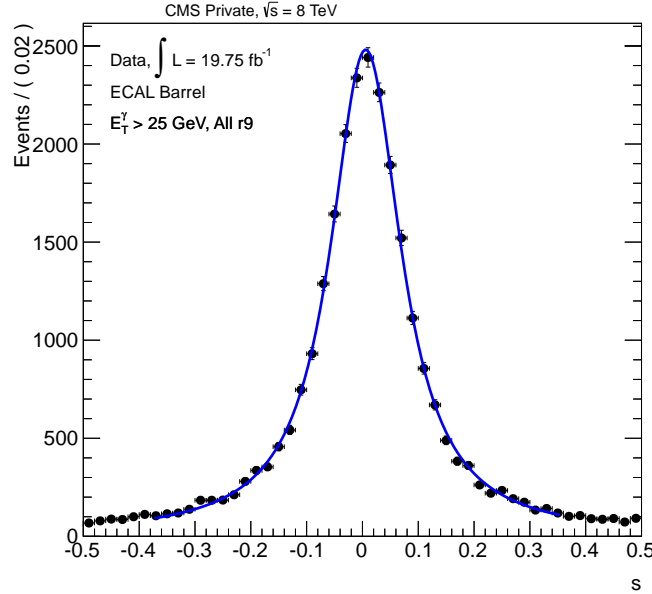


FIGURE 4.12 – Ajustement de s^{RECO} dans les données par une fonction Voigtian, pour le tonneau, sans coupures sur la variable $r9$ et pour une plage d’ajustement de 90 %.

4.2.1.2 Méthode d’extraction de l’échelle d’énergie

Pour chaque événement, nous calculons la valeur de s^{RECO} afin d’obtenir une distribution par catégorie de η et $r9$. Dans un second temps, nous réalisons un ajustement (non biné) de ces distributions à l’aide d’une fonction Voigtian, convolution d’une fonction de Breit-Wigner avec une fonction gaussienne :

$$V(x; \sigma, \gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x'; \sigma) L(x - x'; \gamma) dx' \quad (4.6)$$

où $G(x; \sigma) = \frac{e^{-x^2/(2\sigma^2)}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$ et $L(x; \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)}$

D’autres fonctions ont été testées (somme de gaussiennes, Crystal-Ball, Lognormal, Gamma, Cruijff), mais la fonction Voigtian s’est révélée la plus polyvalente et la plus stable. Ce choix s’est basé sur le calcul de p-values, correspondant à la probabilité d’obtenir un χ^2 pire si la distribution de s^{RECO} était purement Voigtian. L’ajustement des distributions de s^{RECO} est réalisé pour différentes plages d’ajustement contenant un pourcentage donné de la statistique (entre 60 et 100 %), par pas de 1 %. La figure 4.12 montre un exemple d’ajustement pour le tonneau, sans coupures sur la variable $r9$ (\equiv EB inclusif) pour les données 2012. Pour chaque catégorie, nous choisissons parmi les 41 possibilités (\equiv 41 plages d’ajustement différentes entre 60 et 100 %) le meilleur ajustement en suivant la procédure suivante :

- Nous regardons tout d’abord les ajustements avec des plages d’ajustements entre 90 et 100 % et qui ont une p-value $> 0,01$. Si plus d’un ajustement satisfait ce critère, nous conservons celui minimisant l’erreur statistique sur la moyenne de la fonction Voigtian.

- Si aucun ajustement n'a été retenu, nous répétons la première étape pour les plages d'ajustements entre 80 et 90 % puis entre 70 et 80 % et finalement entre 60 et 70 %.
- Dans les rares cas où il est impossible de trouver un ajustement après les deux premières étapes, nous réitérons la même procédure en relâchant la coupure sur la p-value à 0,001 (aucun ajustement n'a été choisi avec ce critère dans ce qui est présenté dans la suite).

Finalement, nous considérons la valeur ajustée du pic de s^{RECO} comme l'échelle d'énergie extraite : $\mu(E_\gamma)$.

4.2.1.3 Estimation des erreurs systématiques

En plus de l'erreur statistique sur la valeur de l'échelle d'énergie issue de l'ajustement de s^{RECO} , nous calculons des erreurs systématiques afin de tenir compte du **choix de la plage d'ajustement** et du **choix de la fonction d'ajustement**. Par ailleurs, nous attribuons également une erreur systématique liée à l'**échelle d'impulsion des muons**. Une quatrième source d'erreurs systématiques provenant de l'impact de la résolution sur l'échelle d'énergie a été étudiée, mais peut être négligée (dix fois moins importante que la plus faible source d'erreur systématique).

Choix de la plage d'ajustement :

Pour estimer cette erreur systématique, nous identifions un intervalle de plages d'ajustements de largeur 20 %, possédant des p-values acceptables (p-values > 0,0001) et contenant l'ajustement sélectionné. Dès lors, nous assignons comme erreur systématique la différence maximale entre la valeur extraite de l'échelle d'énergie et les valeurs des pics des fonctions Voigtian à l'intérieur de cet intervalle. La figure 4.13a, représentant l'évolution de l'échelle d'énergie ($\mu(E_\gamma)$) en fonction de la plage d'ajustement, donne un exemple d'extraction de cette erreur pour la catégorie EB inclusif. Le graphique 4.13b, montre quant à lui les p-values correspondantes.

Choix de la fonction d'ajustement :

Une fois la sélection d'un ajustement Voigtian effectuée selon la méthode décrite 4.2.1.2, nous générons 1000 jeux de données ("toy MC") aléatoires à l'aide de cette fonction et les ajustons avec une fonction Cruijff (fonction donnant des performances d'ajustement de s comparables à la fonction Voigtian) dont la formule est donnée ci-dessous :

$$C(x; m_0, \sigma_L, \sigma_R, \alpha_L, \alpha_R) = e^{-(x-m_0)^2 / (2\sigma^2 + \alpha(x-m_0)^2)}$$

$$\text{avec } \sigma, \alpha = \begin{cases} \sigma_L, \alpha_L, & \text{si } (x - m_0) \text{ est négatif} \\ \sigma_R, \alpha_R, & \text{si } (x - m_0) \text{ est positif} \end{cases} \quad (4.7)$$

Chaque jeu de données contient le même nombre d'entrées que l'histogramme originel. Les 1000 moyennes de Cruijff obtenues sont alors combinées au sein d'un nouvel histogramme que nous ajustons avec une fonction gaussienne. Finalement, l'erreur systématique est prise

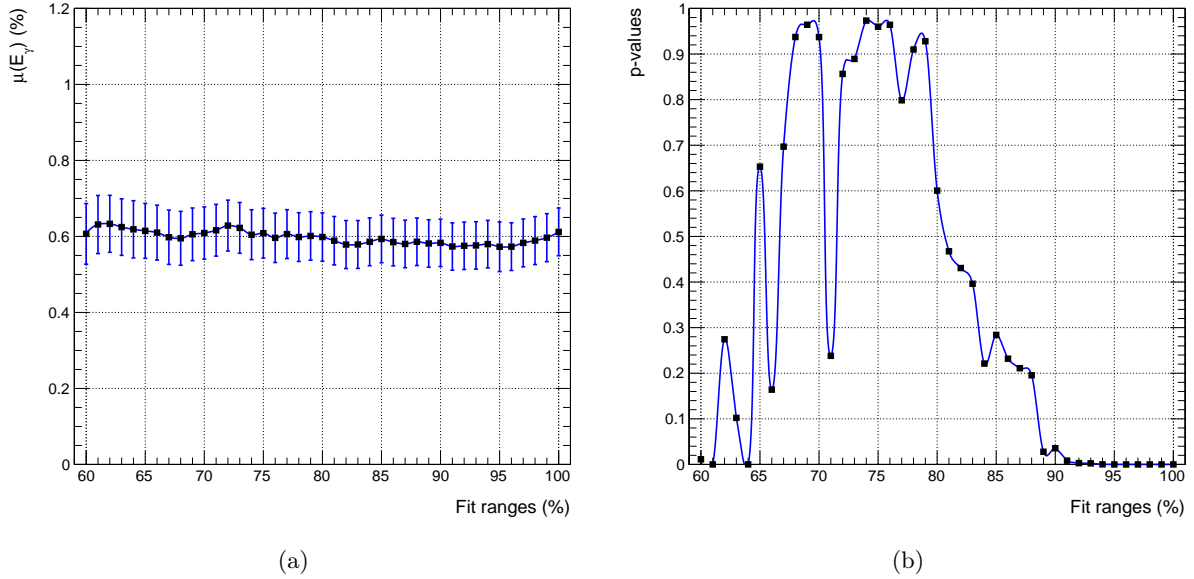


FIGURE 4.13 – Variation de l'échelle d'énergie ($\mu(E_\gamma)$) en fonction de la plage d'ajustement (a) et p-values en fonction des plages d'ajustement (b) pour la catégorie EB inclusif dans les données 2012.

comme la différence entre la valeur originelle de la moyenne de la fonction Voigtian et la valeur de la moyenne de la gaussienne. La figure 4.14 en montre un exemple pour les données 2012 et les simulations, pour la catégorie EB inclusif.

Échelle d'impulsion des muons :

Chaque muon voit son impulsion corrigée d'un facteur k suivant sa charge, η et ϕ , afin de tenir compte des imperfections de reconstruction. Ces facteurs, générés par un groupe de physiciens de Rochester, possèdent une incertitude δk . Afin d'évaluer l'impact de cette dernière sur l'échelle d'énergie des photons, nous réitérons 100 fois toute la procédure de sélection des événements en modifiant le facteur k (dans chaque catégorie en charge, η et ϕ) par un nombre aléatoire issu d'une gaussienne de largeur δk et de moyenne k . A chaque nouvelle sélection, les muons sont corrigés par ces nouveaux facteurs. Pour chacun de ces 100 ensembles de données, nous ajustons s^{RECO} avec une fonction Voigtian (la plage d'ajustement est identique à celle de la distribution de s^{RECO} originelle). Enfin, pour chaque catégorie, nous combinons les 100 moyennes des fonctions Voigtian et les ajustons avec une gaussienne. Nous attribuons alors le σ de cette gaussienne comme erreur systématique. La figure 4.15 présente l'ajustement gaussien des 100 moyennes de fonctions Voigtian pour la catégorie EB inclusif dans les données 2012 et les simulations.

4.2.1.4 Résultats

Nous présentons dans cette section nos résultats sur l'extraction de l'échelle d'énergie des photons de haute impulsion transverse, obtenus en appliquant la méthode décrite précédem-

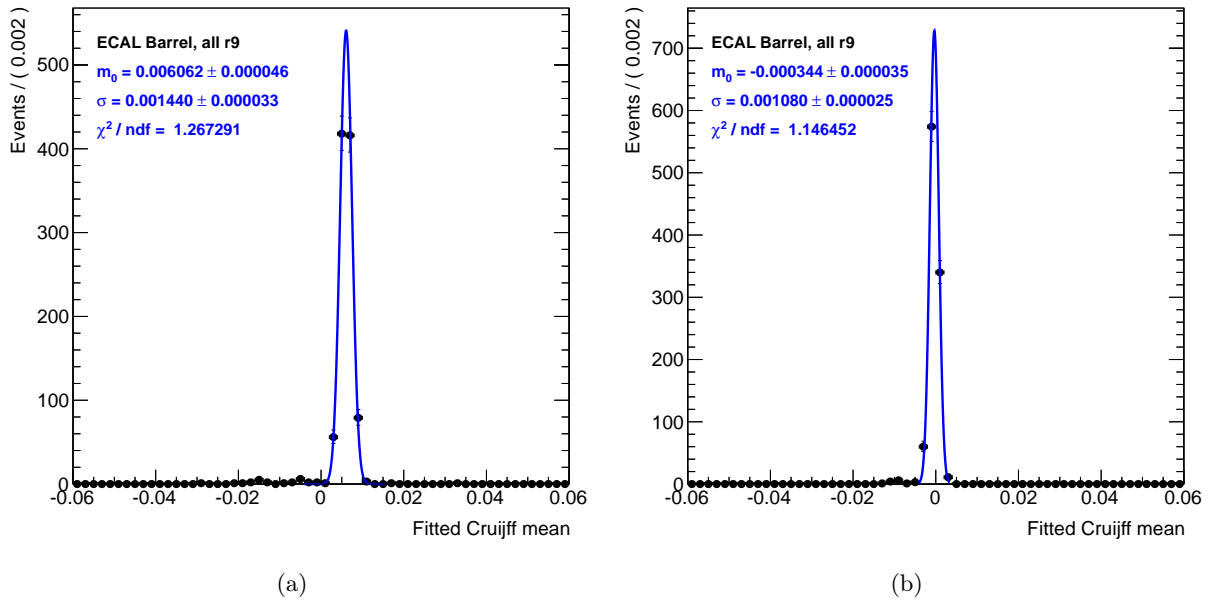


FIGURE 4.14 – Ajustement gaussien des moyennes des fonctions Cuijff pour les données 2012 (a) et pour les simulations (b), pour la catégorie EB inclusif.

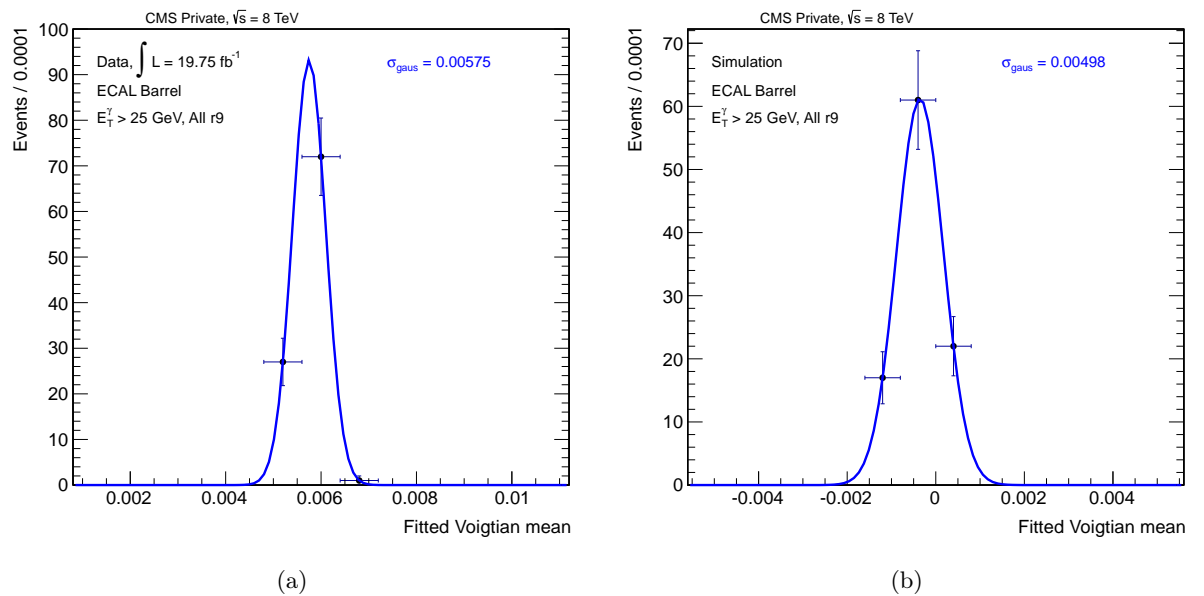


FIGURE 4.15 – Ajustement gaussien des moyennes des fonctions Voigtian obtenues pour différentes valeurs de l'échelle d'énergie des muons, pour les données 2012 (a) et pour les simulations (b), pour la catégorie EB inclusif.

Catégories	s^{RECO} (%)	Err. Stat.	Err Syst.	Err. Plage	Err. Fonc.	Err. μ	Correction (%)
s_{MC}^{RECO}							
EB bas r9	1,53	0,13	0,17	0,13	0,10	0,04	98,49
EB haut r9	0,38	0,10	0,08	0,02	0,01	0,07	99,62
EB inclusif	0,90	0,09	0,08	0,05	0,04	0,04	99,11
EE bas r9	0,08	0,24	0,24	0,20	0,02	0,13	99,92
EE haut r9	-0,25	0,20	0,09	0,06	0,04	0,04	100,25
EE inclusif	-0,11	0,16	0,18	0,17	0,01	0,04	100,11
$s_{Données}^{RECO}$							
EB bas r9	2,26	0,21	0,12	0,06	0,09	0,05	97,79
EB haut r9	1,81	0,18	0,14	0,12	0,04	0,05	98,23
EB inclusif	2,00	0,14	0,11	0,05	0,08	0,05	98,04
EE bas r9	0,61	0,39	0,20	0,18	0,01	0,07	99,39
EE haut r9	-0,06	0,38	0,14	0,08	0,07	0,08	100,06
EE inclusif	0,35	0,28	0,13	0,10	0,01	0,07	99,65

TABLE 4.7 – Résultats de l'extraction de l'échelle d'énergie pour la simulation (s_{MC}^{RECO}) et pour les données 2011 ($s_{Données}^{RECO}$).

ment, pour les données et simulations de 2011 et 2012.

Résultats 2011 :

Les figures 4.16 et 4.17 donnent respectivement les ajustements finaux de s^{RECO} pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau et les bouchons. Les valeurs extraites de l'échelle d'énergie ($\mu(E_\gamma)$), ainsi que les erreurs statistiques et systématiques associées, peuvent être trouvées pour les différentes catégories en η et $r9$ dans le tableau 4.7. Pour les simulations, les erreurs statistiques sont comprises entre 0,09 % (EB inclusif) et 0,24 % (EE bas $r9$). Les erreurs systématiques sont très proches de ces dernières, sauf pour les catégories de haut $r9$ où les erreurs statistiques dominent. Dans les données, le nombre d'événements étant plus faible, les erreurs statistiques, comprises entre 0,14 % (EB inclusif) et 0,39 % (EE bas $r9$), représentent l'essentiel des erreurs globales. Par ailleurs, nous constatons que l'échelle d'énergie mesurée dans les simulations n'est pas nulle (correction de l'ordre du %). Nous pouvons interpréter cet effet comme une sous optimisation du facteur correctif $F_{e,\gamma}$ de l'équation 3.2, sensé ramener l'échelle à zéro. Pour les données, les valeurs de l'échelle d'énergie sont plus éloignées de zéro que pour les simulations. Les corrections en énergie $F_{e,\gamma}$ ayant été obtenues avec des simulations $\gamma + jets$, il est normal que des corrections supplémentaires

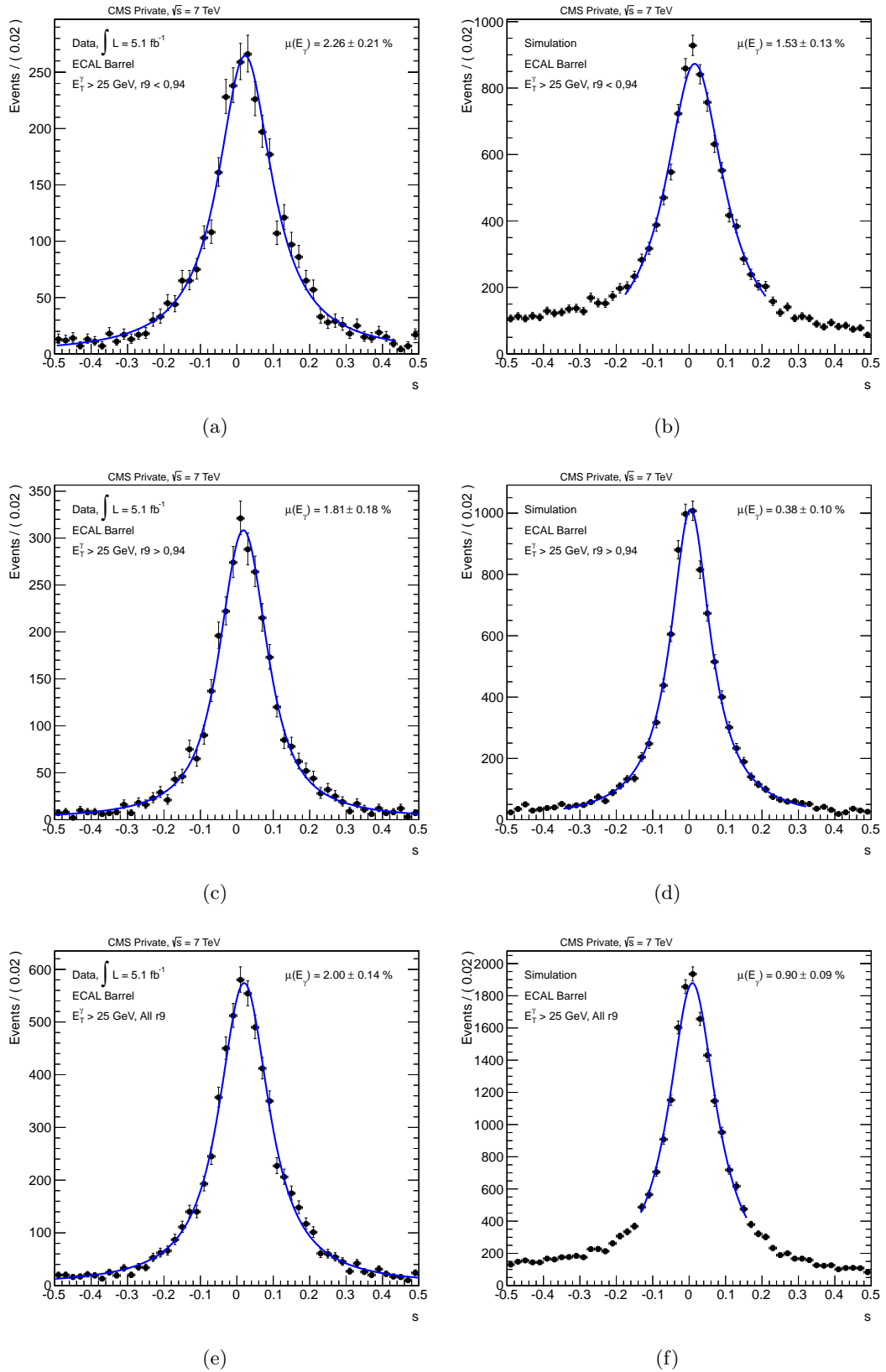


FIGURE 4.16 – Ajustements fins de s^{RECO} pour les trois catégories du tonneau : bas $r9$ (a,b), haut $r9$ (c,d) et inclusive (e,f), pour les données 2011 (à gauche) et la simulation (à droite).

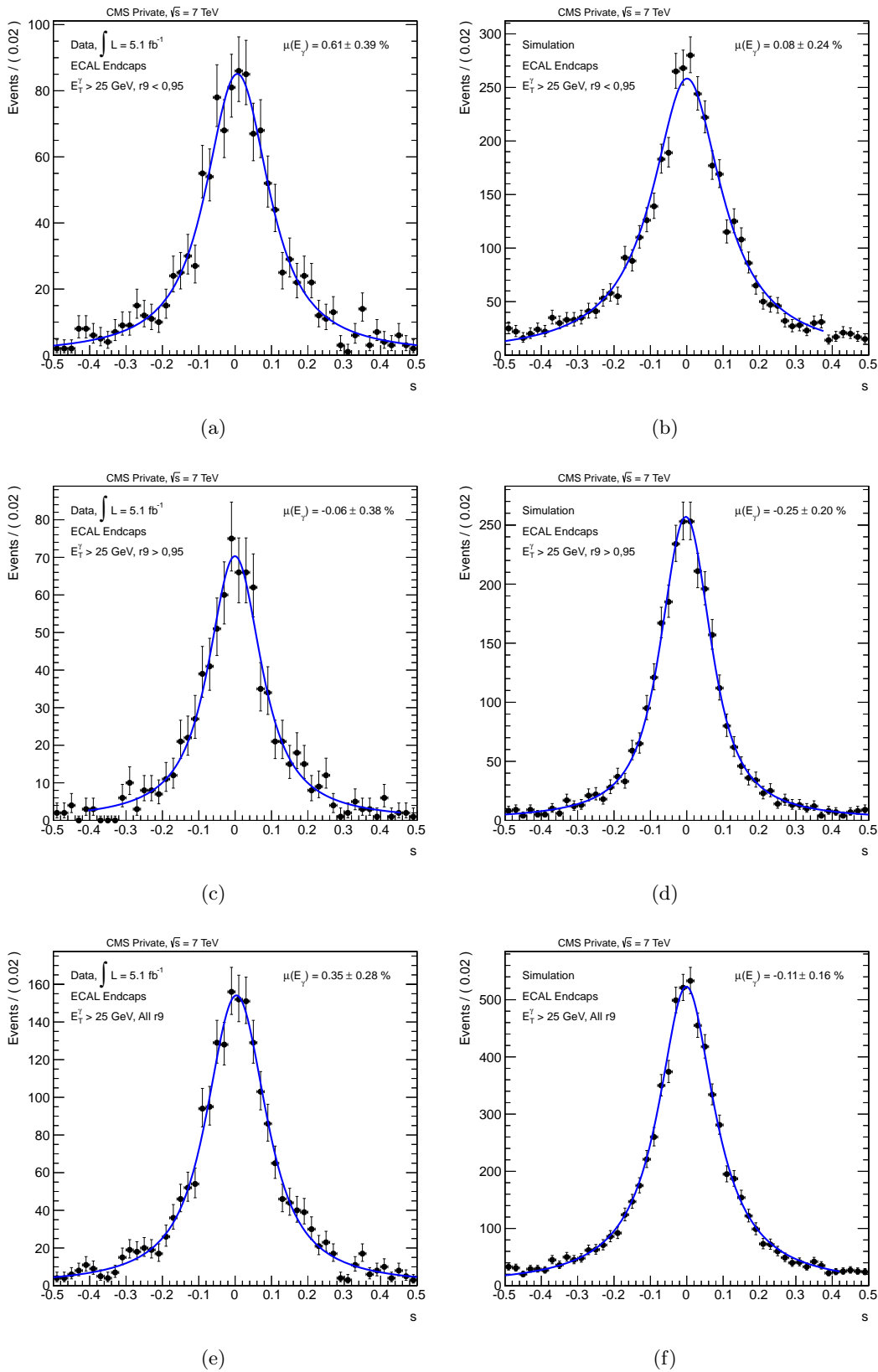


FIGURE 4.17 – Ajustements finaux de s^{RECO} pour les trois catégories des bouchons : bas $r9$ (a,b), haut $r9$ (c,d) et inclusive (e,f), pour les données 2011 (à gauche) et la simulation (à droite).

Catégories	s^{TRUE} (%)	Err. Stat.	$s_{MC}^{RECO} - s^{TRUE}$	Erreur	$s_{Données}^{RECO} - s_{MC}^{RECO}$	Erreur
EB bas r9	0,51	0,09	1,02	0,24	0,73	0,33
EB haut r9	0,18	0,04	0,20	0,14	1,43	0,27
EB inclusif	0,28	0,05	0,62	0,14	1,10	0,22
EE bas r9	0,88	0,14	-0,8	0,37	0,53	0,56
EE haut r9	0,47	0,09	-0,72	0,24	0,19	0,47
EE inclusif	0,29	0,05	-0,40	0,25	0,46	0,40

TABLE 4.8 – Comparaison de s^{RECO} avec l'échelle d'énergie véritable s^{TRUE} , pour la simulation et les données 2011.

doivent être appliquées aux vraies données. De plus, nous observons que ces corrections sur l'échelle d'énergie sont plus importantes dans le tonneau que dans les bouchons.

Regardons maintenant le tableau 4.8 qui compare les valeurs de l'échelle d'énergie extraite avec l'échelle d'énergie véritable s^{TRUE} . Premièrement, nous constatons que les différences entre s_{MC}^{RECO} et s^{TRUE} sont incompatibles avec les erreurs statistiques et systématiques, les différences les plus importantes correspondant aux catégories de bas r9 dans le tonneau. Ces différences sont vraisemblablement la combinaison de trois effets : des corrections en énergies $F_{e,\gamma}$ non optimisées pour la dernière génération de simulations, des facteurs de repondération de r9 également non optimaux, et la non prise en compte dans notre analyse sur les données 2011 d'un chemin de déclenchement spécifique. Toutefois, pour apprécier si ce désaccord est réellement significatif, nous avons calculé une p-value globale à l'aide des valeurs extraites de s_{MC}^{RECO} et s^{TRUE} pour quatre catégories : EB bas r9, EB haut r9, EE bas r9 et EE haut r9. Cette dernière, d'une valeur de 0,786 reste dans la plage d'acceptabilité.

Résultats 2012 :

Identiquement à l'analyse portant sur les données 2011, les ajustements finaux de s^{RECO} pour les données et les simulations 2011, sont présentés pour le tonneau et les bouchons respectivement par les figures 4.18 et 4.19. Les valeurs extraites de l'échelle d'énergie ($\mu(E_\gamma)$), ainsi que les erreurs statistiques et systématiques associées, peuvent être trouvées pour les différentes catégories en η et r9 dans le tableau 4.9. Alors que les erreurs statistiques des simulations sont relativement stables entre 2011 et 2012, celles des données diminuent d'un facteur deux. Ainsi, les erreurs statistiques et systématiques sont désormais d'une importance comparable. Comme pour l'analyse 2011, nous constatons que des facteurs de corrections restent à appliquer aux simulations 2012. En revanche, ces derniers sont plus importants dans les bouchons que dans le tonneau. Pour les données, ces facteurs sont ici aussi plus importants que pour les simulations.

Nous pouvons également regarder le tableau 4.10 qui compare les valeurs de l'échelle d'énergie extraite avec l'échelle d'énergie véritable s^{TRUE} . Contrairement à l'analyse de 2011,

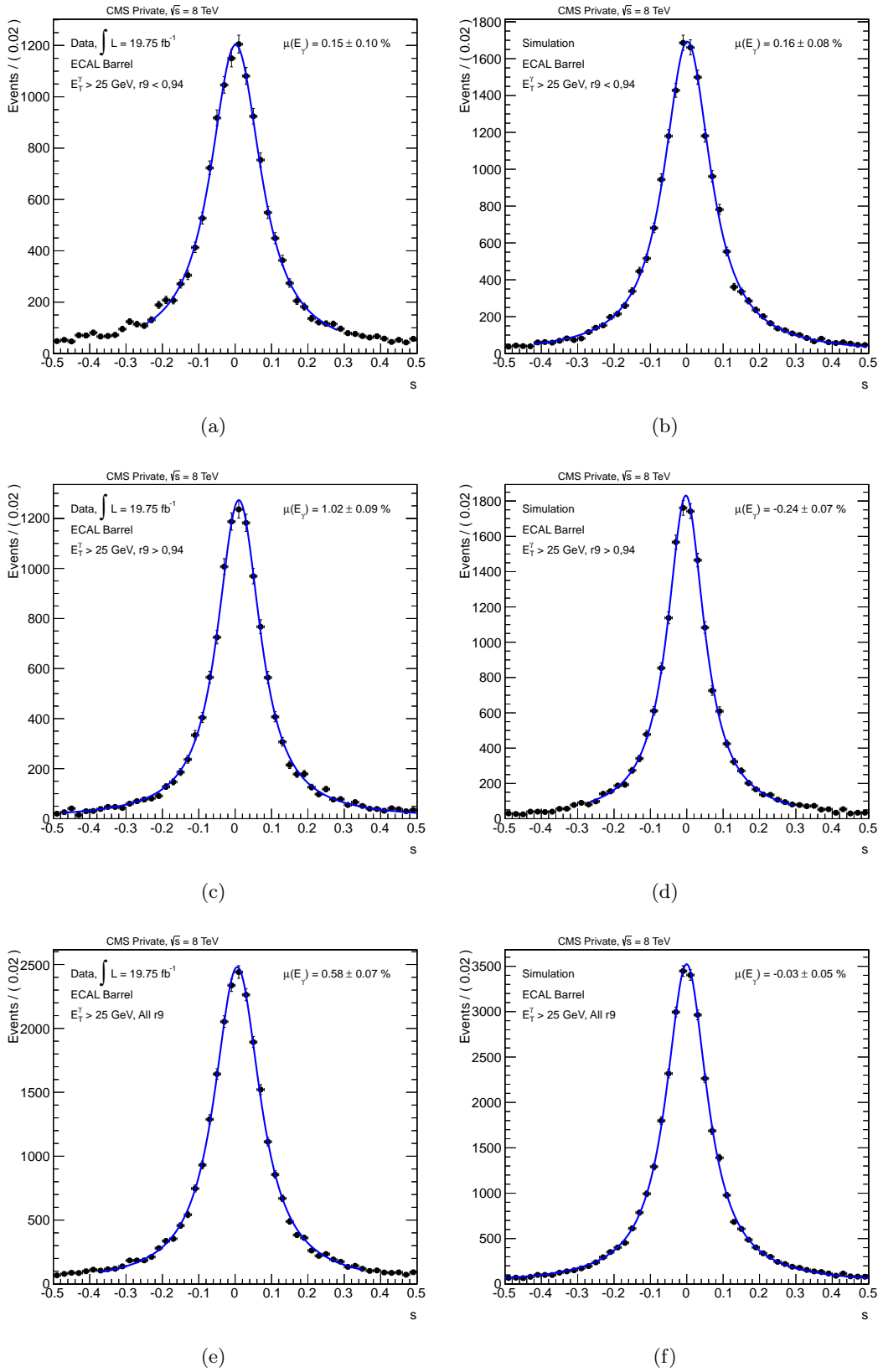


FIGURE 4.18 – Ajustements fins de s^{RECO} pour les trois catégories du tonneau : bas $r9$ (a,b), haut $r9$ (c,d) et inclusive (e,f), pour les données 2012 (à gauche) et la simulation (à droite).

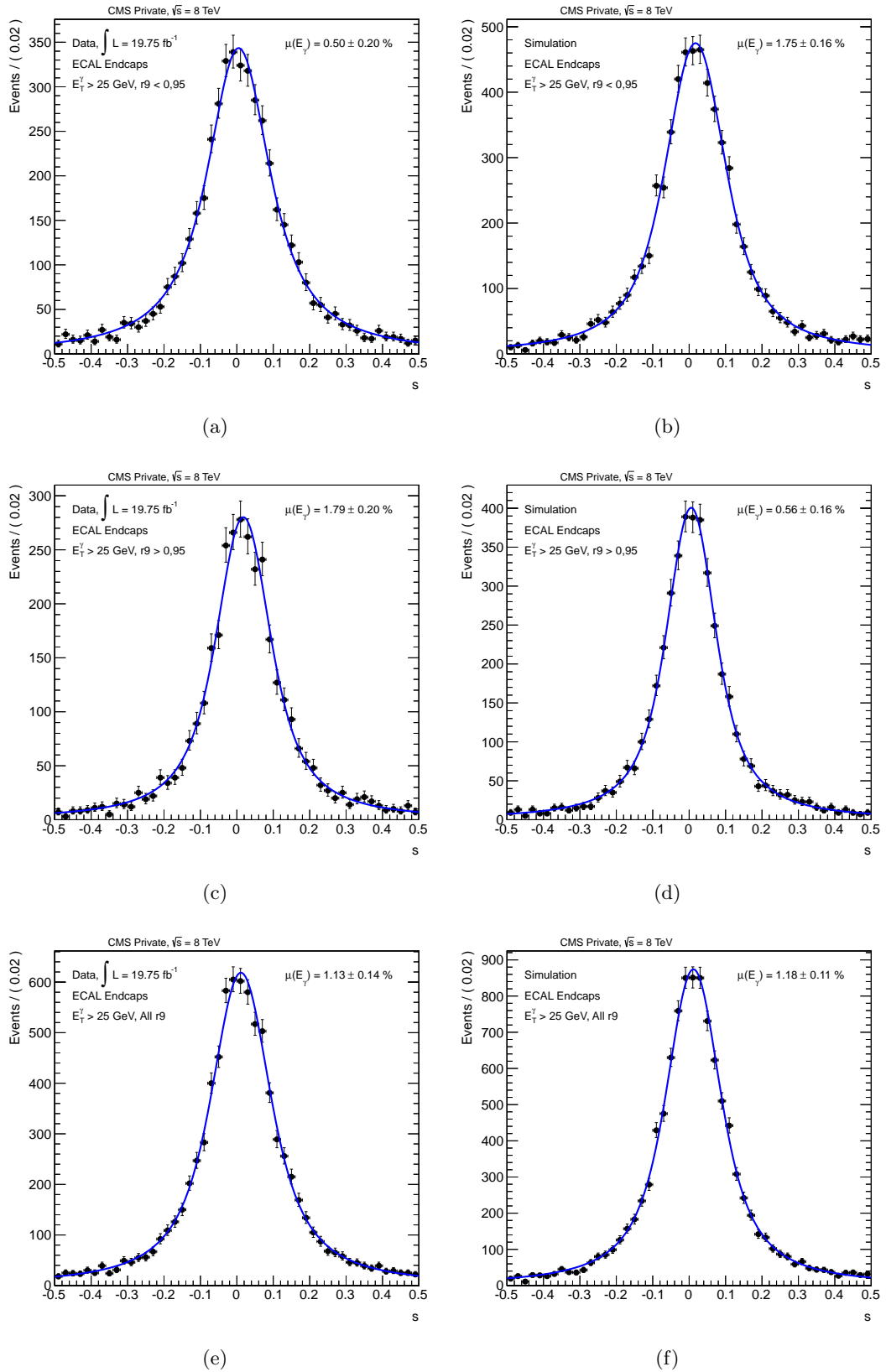


FIGURE 4.19 – Ajustements fins de s^{RECO} pour les trois catégories des bouchons : bas $r9$ (a,b), haut $r9$ (c,d) et inclusive (e,f), pour les données 2012 (à gauche) et la simulation (à droite).

Catégories	s^{RECO} (%)	Err. Stat.	Err Syst.	Err. Plage	Err. Fonc.	Err. μ	Correction (%)
s_{MC}^{RECO}							
EB bas r9	0,16	0,08	0,07	0,04	0,01	0,05	99,84
EB haut r9	-0,24	0,07	0,08	0,06	0,01	0,05	100,24
EB inclusif	-0,04	0,05	0,08	0,04	0,01	0,06	100,04
EE bas r9	1,75	0,16	0,19	0,16	0,08	0,06	98,28
EE haut r9	0,56	0,16	0,14	0,12	0,02	0,05	99,44
EE inclusif	1,18	0,11	0,11	0,08	0,05	0,05	98,84
$s_{Données}^{RECO}$							
EB bas r9	0,15	0,10	0,11	0,09	0,01	0,05	99,85
EB haut r9	1,02	0,09	0,10	0,08	0,04	0,04	98,99
EB inclusif	0,58	0,07	0,06	0,02	0,03	0,04	99,42
EE bas r9	0,50	0,20	0,08	0,06	0,01	0,05	99,51
EE haut r9	1,79	0,20	0,17	0,15	0,06	0,05	98,24
EE inclusif	1,13	0,14	0,12	0,09	0,05	0,05	98,89

TABLE 4.9 – Résultats de l'extraction de l'échelle d'énergie pour la simulation (s_{MC}^{RECO}) et pour les données 2012 ($s_{Données}^{RECO}$).

Catégories	s^{TRUE} (%)	Err. Stat.	$s_{MC}^{RECO} - s^{TRUE}$	Erreur	$s_{Données}^{RECO} - s_{MC}^{RECO}$	Erreur
EB bas r9	0,46	0,05	-0,30	0,12	-0,01	0,19
EB haut r9	0,28	0,03	-0,52	0,12	1,26	0,18
EB inclusif	0,29	0,03	-0,33	0,10	0,62	0,14
EE bas r9	2,14	0,06	-0,39	0,26	-1,25	0,33
EE haut r9	0,97	0,12	-0,41	0,25	1,23	0,34
EE inclusif	0,92	0,09	0,26	0,18	-0,05	0,25

TABLE 4.10 – Comparaison de s^{RECO} avec l'échelle d'énergie véritable s^{TRUE} , pour la simulation et les données 2012.

Catégories	s_{MC}^{RECO} (%)	Stat.	Syst.	$s_{MC, test}^{RECO}$	Stat.	$s_{Données}^{RECO}$	Stat.	Syst.	$s_{Données, test}^{RECO}$	Stat.
EB bas r9	1,53	0,13	0,17	-0,12	0,13	2,26	0,21	0,12	0,17	0,21
EB haut r9	0,38	0,10	0,08	-0,01	0,10	1,81	0,18	0,14	0,11	0,17
EB inclusif	0,90	0,09	0,08	0,02	0,08	2,00	0,14	0,11	0,13	0,14
EE bas r9	0,08	0,24	0,24	-0,01	0,24	0,61	0,39	0,20	0,12	0,39
EE haut r9	-0,25	0,20	0,09	-0,05	0,19	-0,06	0,38	0,14	-0,12	0,26
EE inclusif	-0,11	0,16	0,18	-0,03	0,16	0,35	0,28	0,13	-0,02	0,28

TABLE 4.11 – Test de clôture pour la simulation et les données 2011.

Catégories	s_{MC}^{RECO} (%)	Stat.	Syst.	$s_{MC, test}^{RECO}$	Stat.	$s_{Données}^{RECO}$	Stat.	Syst.	$s_{Données, test}^{RECO}$	Stat.
EB bas r9	0,16	0,08	0,07	0,01	0,08	0,15	0,10	0,11	-0,01	0,10
EB haut r9	-0,24	0,07	0,08	0,00	0,02	1,02	0,09	0,10	0,04	0,09
EB inclusif	-0,04	0,05	0,08	0,00	0,03	0,58	0,07	0,06	0,02	0,07
EE bas r9	1,75	0,16	0,19	0,11	0,16	0,50	0,20	0,08	0,06	0,20
EE haut r9	0,56	0,16	0,14	-0,05	0,04	1,79	0,20	0,17	0,02	0,20
EE inclusif	1,18	0,11	0,11	0,04	0,11	1,13	0,14	0,12	0,00	0,14

TABLE 4.12 – Test de clôture pour la simulation et les données 2012.

les différences entre les valeurs extraites de s_{MC}^{RECO} et s^{TRUE} sont proches de zéro (différence maximale de 0,52 %). Le test de p-value globale donne quant à lui une valeur de 0,986 qui est très proche de l'unité et atteste de la validité de notre estimateur.

Test de clôture :

Afin de compléter notre technique d'extraction de l'échelle d'énergie, nous avons réalisé un test de clôture. Ce dernier consiste en l'application de nos facteurs de correction aux données et aux simulations événement par événement, suivi d'une extraction de la nouvelle échelle d'énergie en suivant la même procédure qu'auparavant. Les résultats sont résumés grâce aux tableaux 4.11 et 4.12, respectivement pour les analyse de 2011 et 2012. Les nouvelles valeurs de l'échelle d'énergie extraite sont données par $s_{MC, test}^{RECO}$ pour les simulations et $s_{Données, test}^{RECO}$ pour les données. Avec cette nouvelle extraction, les résultats sont compatibles avec zéro (à l'intérieur d'un σ statistique), que ce soit pour pour les données 2011, 2012 et les simulations. Notre méthode prouve ainsi sa cohérence.

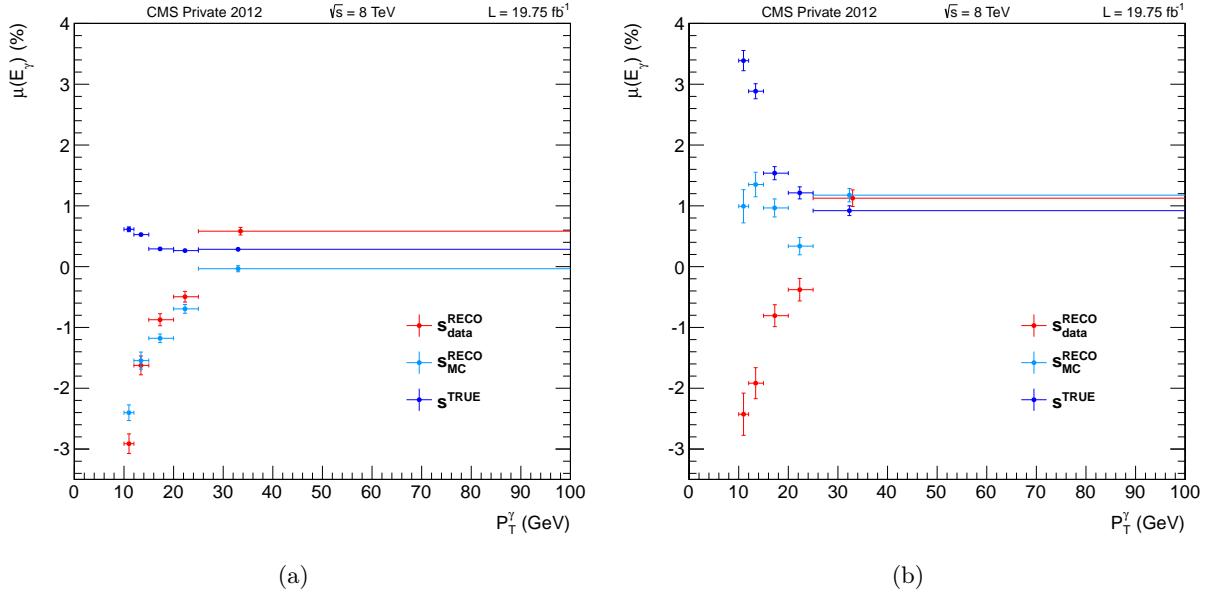


FIGURE 4.20 – Comparaison des ajustements de s^{RECO} dans la simulation et les données 2012 avec les ajustements de s^{TRUE} , pour plusieurs catégories en P_T^γ et sans coupures en r_9 , dans le tonneau (a) et les bouchons (b).

4.2.2 L'échelle d'énergie des photons de basse impulsion transverse

Dans la section précédente, nous avons montré que s^{RECO} est un bon estimateur de l'échelle d'énergie véritable s^{TRUE} pour les photons avec $P_T^\gamma > 25$ GeV. Nous allons voir que ce n'est plus le cas pour les photons de plus basse impulsion transverse et qu'il est nécessaire de modifier notre estimateur afin de mesurer correctement l'échelle d'énergie. L'étude présentée dans ce manuscrit se limite aux simulations et données 2012.

4.2.2.1 Défauts de s^{RECO} à bas P_T^γ

La figure 4.20 présente les ajustements s^{RECO} dans la simulation et les données 2012 ainsi que les ajustements de s^{TRUE} pour plusieurs catégories en impulsion transverse des photons ([10-12], [12-15], [15-20], [20-25], [25-] GeV), dans le tonneau et les bouchons. Les valeurs correspondantes peuvent être trouvées dans le tableau 4.13. Les catégories en P_T^γ jouissent d'une statistique très proche, comme en témoigne les barres d'erreurs statistiques indiquées sur ces diagrammes. Comme nous l'avons vu précédemment, la catégorie avec $P_T^\gamma > 25$ GeV présente un bon accord entre $s^{\text{RECO}}_{\text{MC}}$ et s^{TRUE} . En revanche, à plus basse impulsion transverse, nous observons deux phénomènes. Dans le tonneau tout d'abord, l'échelle d'énergie des données et des simulations diminue de manière similaire avec la diminution de P_T^γ . Les différences entre $s^{\text{RECO}}_{\text{MC}}$ et s^{TRUE} atteignent ainsi près de 3 % pour la catégorie de plus bas P_T^γ . Dans les bouchons, le même effet est observé avec les données, mais les simulations présentent cette fois un profil différent et fluctuent autour de 1 %. Par ailleurs, l'échelle d'énergie véritable augmente avec la diminution de P_T^γ et traduit une surestimation des facteurs correctifs $F_{e,\gamma}$.

P_T^γ (GeV)	s^{TRUE} (%)	Stat.	$s_{RECO,MC}$ (%)	Stat.	$s_{RECO,Donnes}$ (%)	Stat.
EB inclusif						
10-12	0,61	0,04	-2,40	0,13	-2,91	0,17
12-15	0,53	0,01	-1,55	0,15	-1,62	0,16
15-20	0,29	0,03	-1,18	0,08	-0,87	0,10
20-25	0,26	0,03	0,69	0,08	-0,50	0,09
> 25	0,29	0,03	0,03	0,05	0,58	0,07
EE inclusif						
10-12	3,39	0,17	0,99	0,28	-2,43	0,35
12-15	2,88	0,13	1,35	0,21	-1,92	0,26
15-20	1,54	0,11	0,97	0,15	-0,81	0,19
20-25	1,21	0,10	0,34	0,15	-0,38	0,19
> 25	0,92	0,09	1,18	0,11	1,13	0,14

TABLE 4.13 – Échelle d'énergie à bas P_T^γ pour les catégories inclusive en $r9$, dans le tonneau et les bouchons.

Alors que dans le tonneau les valeurs ajustées de s^{TRUE} sont cantonnées entre 0 et 1%, dans les bouchons l'échelle d'énergie véritable s'éloigne de zéro à près de 3,5 %.

Afin d'identifier quelles approximations dans la construction de s^{RECO} sont à l'origine de ce désaccord, définissons deux nouvelles variables :

$$s^{RECO,ZGEN} = \frac{M_{\mu\mu\gamma}^{R2} - M_{\mu\mu}^{R2}}{M_{\mu\mu\gamma}^{G2} - M_{\mu\mu}^{R2}} - 1 \quad \text{et} \quad s^{RECO,Z\mu GEN} = \frac{M_{\mu\mu\gamma}^{R2} - M_{\mu\mu}^{R2}}{M_{\mu\mu\gamma}^{G2} - M_{\mu\mu}^{G2}} \quad (4.8)$$

Pour passer de s^{RECO} à $s^{RECO,ZGEN}$, M_Z est remplacé par $M_{\mu\mu\gamma}^G$, et nous remplaçons également au dénominateur $M_{\mu\mu}^R$ par $M_{\mu\mu}^G$ pour obtenir $s^{RECO,Z\mu GEN}$. Ces deux variables ont été calculées pour chaque événements puis ajustées par une fonction Voigtian dans les différentes catégories de P_T^γ (la procédure de sélection des ajustements est identique à celle décrite 4.2.1.2). Les résultats sont résumés par la figure 4.21 et comparés avec les ajustements de s^{TRUE} et s^{RECO} pour le tonneau et les bouchons. Les différences entre $s^{RECO,Z\mu GEN}$ et s^{TRUE} sont relativement faibles, spécialement dans le tonneau où elles sont inférieurs au %, Les variations entre ces deux quantités rendent compte de la suppression du terme $E_{\mu\mu}^G - \vec{p}_{\mu\mu}^G \cdot \vec{u}_\gamma^G / E_{\mu\mu}^R - \vec{p}_{\mu\mu}^R \cdot \vec{u}_\gamma^R$ dans l'équation 4.4. De plus, la transformation $M_{\mu\mu}^G \rightarrow M_{\mu\mu}^R$ semble justifiée puisque $s^{RECO,Z\mu GEN}$ et $s^{RECO,ZGEN}$ sont presque parfaitement superposables. Les similitudes entre ces deux grandeurs traduisent notre très bonne connaissance des muons dans CMS. Finalement, l'essentiel du désaccord entre s^{TRUE} et s_{MC}^{RECO} provient du remplacement de $M_{\mu\mu\gamma}^G$ par une valeur fixe M_Z . Afin de diminuer ce biais, nous devons ainsi trouver une

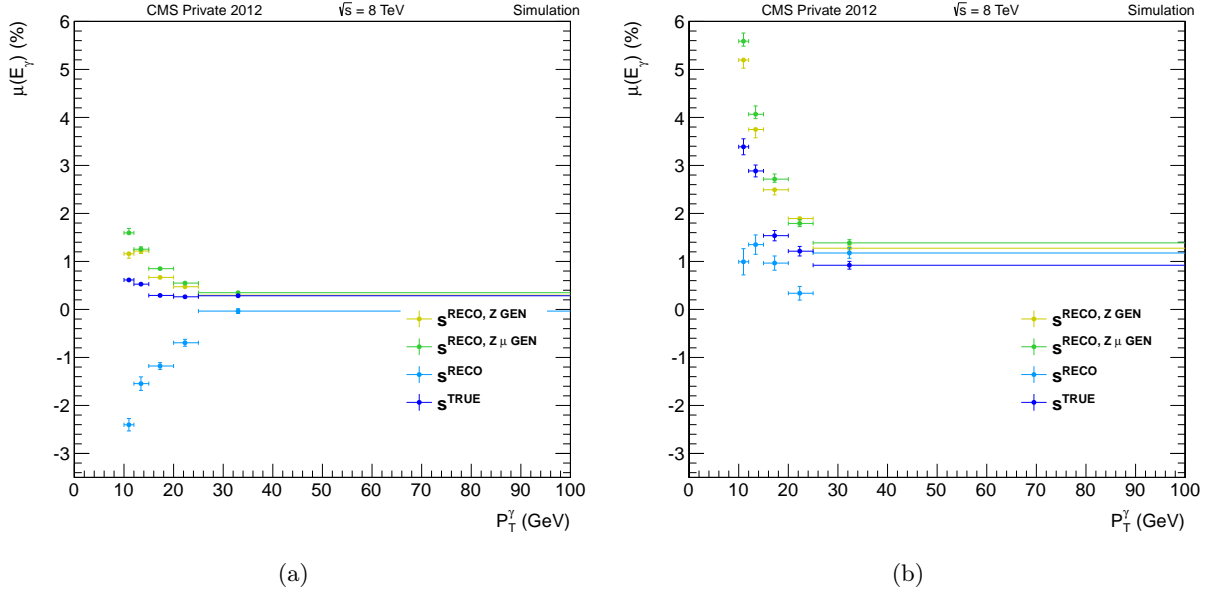


FIGURE 4.21 – Ajustements de s^{TRUE} , $s^{RECO, Z GEN}$, M_Z et $s^{RECO, Z \mu GEN}$ pour différentes catégories en P_T^γ pour la simulation 2012, dans le tonneau (a) et les bouchons (b).

meilleure variable de substitution pour $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$.

4.2.2.2 Construction d'un nouvel estimateur

Dans cette partie, il va s'agir de substituer M_Z à s^{RECO} par une variable dynamique rendant mieux compte de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$. Pour ce faire, nous allons utiliser en plus de nos événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ sans photons FSR. La sélection de ces événements est similaire à celle des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, à l'exception des étapes de sélection des photons et des triplets FSR qui ont été supprimées. Par ailleurs, une coupure additionnelle en Δ_R ($\Delta_R^{\gamma, \mu} > 0,8$) est ajoutée afin d'éliminer la majeure partie des γ FSR.

La figure 4.22 présente une surface de valeurs de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ pour différentes catégories ("bins") en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$, avec :

$$P_{T,Lead(Trail)} = \begin{cases} P_T^{\mu_{Near}+\gamma} & \text{si } P_T^{\mu_{Near}+\gamma} > (<) P_T^{\mu_{Far}} \\ P_T^{\mu_{Far}} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.9)$$

où $P_T^{\mu_{Near}}$ est l'impulsion transverse du muon le plus proche ("Near") du photon et $P_T^{\mu_{Far}}$ celle du muon le plus éloigné ("Far"). $P_T^{\mu_{Near}+\gamma}$ correspond pour sa part à l'impulsion transverse du couple $\mu_{Near} + \gamma$. Dans chaque catégorie en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$, la valeur de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ est obtenue en ajustant la distribution correspondante avec une fonction Voigtian. Il apparaît que la valeur ajustée de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ évolue avec les différentes catégories (variations $\in [87,93]$ GeV). En revanche, nous avons vérifié que $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ restait stable avec l'évolution de variables ne dépendant pas directement de l'énergie des muons et du photon. En complément de la figure 4.22, le graphique 4.23 apporte une information sur la localisation des événements dans

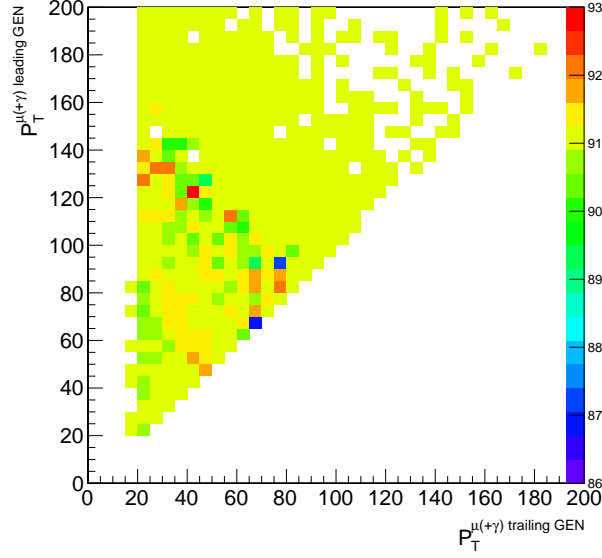


FIGURE 4.22 – Valeurs ajustées de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ pour différentes catégories en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$.

le plan $P_{T,Lead}$ - $P_{T,Trail}$. Ces derniers sont centrés majoritairement autour de $M_Z/2$ (~ 45 GeV) en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$. Dans les régions avec $P_{T,Lead} > 60$ GeV et $P_{T,Trail} > 60$ GeV, la statistique devient très faible (< 100 événements par bin).

Nous allons chercher à reproduire la surface $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ (figure 4.22) avec des informations purement reconstruites car nous ne voulons pas que notre estimateur dépende de la simulation. Pour y parvenir, nous allons utiliser les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ sans photons FSR et remplacer $P_T^{\mu Near+\gamma}$ et $P_T^{\mu Far}$ par $P_T^{\mu Lead}$ et $P_T^{\mu Trail}$. Dès lors, il est possible de faire la supposition suivante :

$$M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G \approx M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^G \approx M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^R \quad (4.10)$$

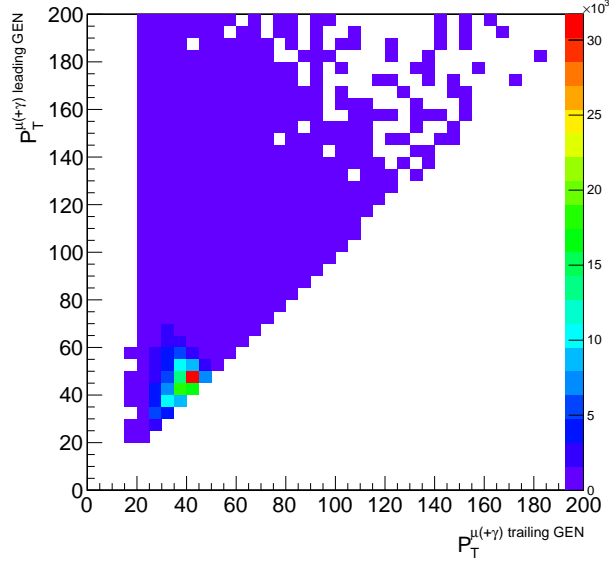
En regardant la figure 4.24 qui compare les surfaces $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$, $M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^G$ et $M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^R$ dans la simulation et dans les données, cette supposition semble être justifiée. En effet, les surfaces présentent une forme générale et des valeurs proches dans les catégories de plus haute densité d'événements.

Dans l'expression de s^{RECO} , nous allons dès lors remplacer M_Z par $M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^R$, qui fluctue suivant $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$. Finalement, nous définissons notre nouvel estimateur $s_{surface}$ comme suit :

$$s_{surface} = \frac{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{R2} - M_{\mu\bar{\mu}}^{R2}}{M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}^{R2} - M_{\mu\bar{\mu}}^{R2}} - 1 \quad (4.11)$$

4.2.2.3 Résultats

Nous présentons dans cette section les résultats d'extraction de l'échelle d'énergie des photons obtenus pour les cinq catégories en P_T^γ . Seules les catégories inclusives en $r9$ seront données dans la suite, mais les résultats correspondant aux catégories low et high $r9$ peuvent être trouvés en annexe B.


 FIGURE 4.23 – Densité d'événements dans le plan $P_{T,Lead}-P_{T,Trail}$, dans les simulations.

La figure 4.25, comparant s^{TRUE} et $s_{surface}$ dans la simulation et dans les données 2012 pour le tonneau et les bouchons, permet d'apprécier l'évolution du désaccord entre l'échelle d'énergie véritable et l'échelle d'énergie extraite grâce à notre nouvel estimateur. En comparant cette figure avec la figure 4.20 présentant les ajustements de notre ancien estimateur s^{RECO} pour les mêmes gammes en P_T^γ , nous observons que le biais diminue à la fois dans le tonneau et dans les bouchons. En effet, la différence maximale entre les valeurs extraites de s^{TRUE} et s_{MC}^{RECO} était d'environ 3,5 % dans le tonneau (2,5 % dans les bouchons) et n'est plus que d'environ 1,5 % dans le tonneau (1,5 % dans les bouchons) avec l'utilisation de $s_{surface}$. Remarquons également que les trois catégories de plus haut P_T^γ dans les bouchons offrent désormais un bon accord entre s^{TRUE} et s_{MC}^{RECO} . Cependant, une partie du biais subsistant, des améliorations supplémentaires à notre estimateur devront être apportées.

L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 4.14. Nous ne mentionnons dans ce tableau que les erreurs statistiques, mais des tests ont montrés que les erreurs systématiques étaient du même ordre que celles définies dans la partie 4.2.1.3. Toutefois, il serait intéressant d'évaluer la contribution à l'erreur globale des ajustements de $M_{Z \rightarrow \mu\bar{\mu}}$ dans les catégories en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$ et de la largeur de ces catégories.

4.3 Mesure de la résolution en énergie du ECAL

La mesure de la résolution en énergie du ECAL est réalisée grâce aux désintégrations $Z \rightarrow ee$ [44]. Pour plusieurs catégories en $|\eta|$, la masse invariante M_{ee} est ajustée grâce à une

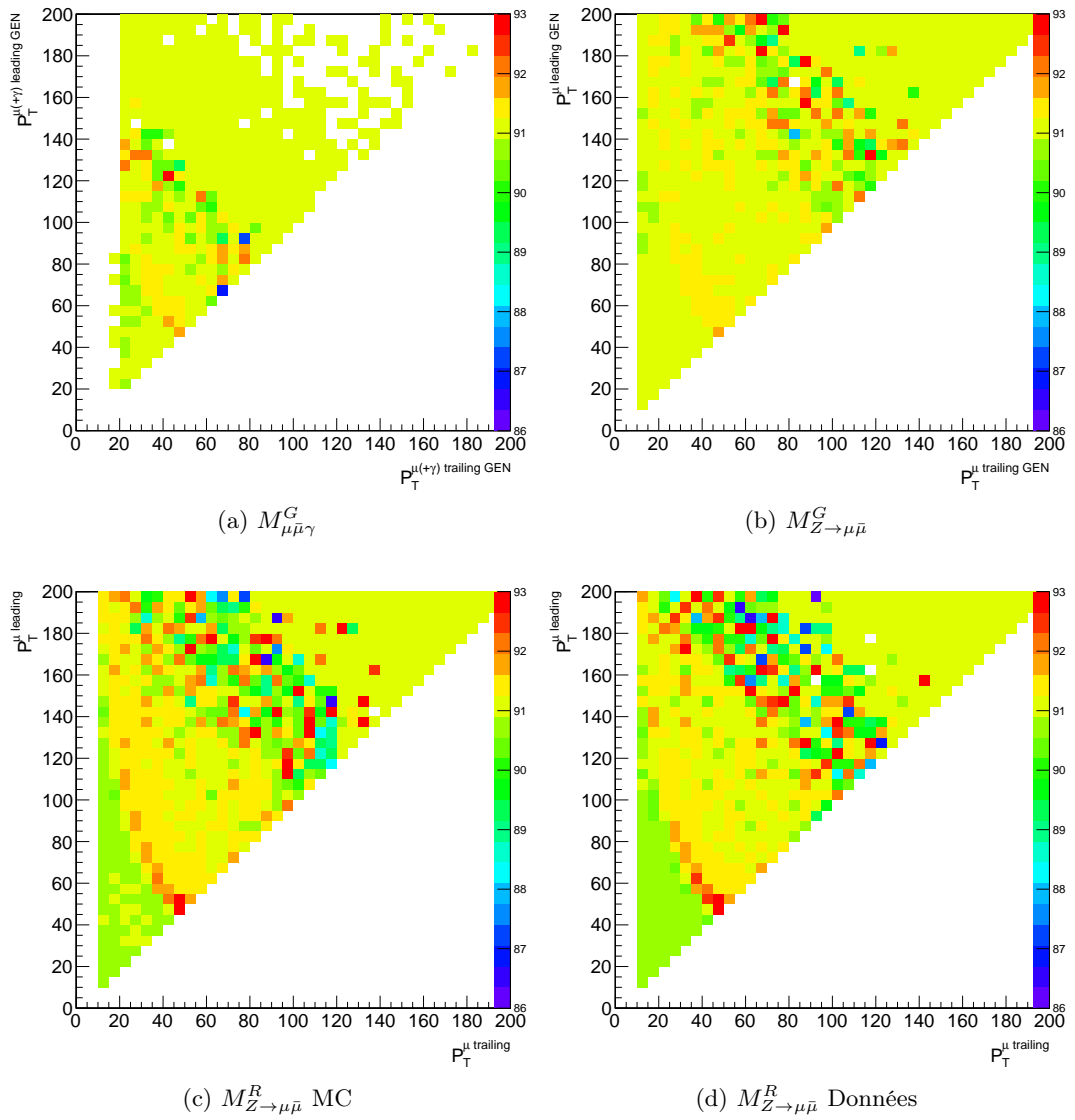


FIGURE 4.24 – Valeurs ajustées de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^G$ (a), $M_{Z\rightarrow\mu\bar{\mu}}^G$ (b) et $M_{Z\rightarrow\mu\bar{\mu}}^R$ dans la simulation (c) et dans les données (d) pour différentes catégories en $P_{T,Lead}$ et $P_{T,Trail}$.

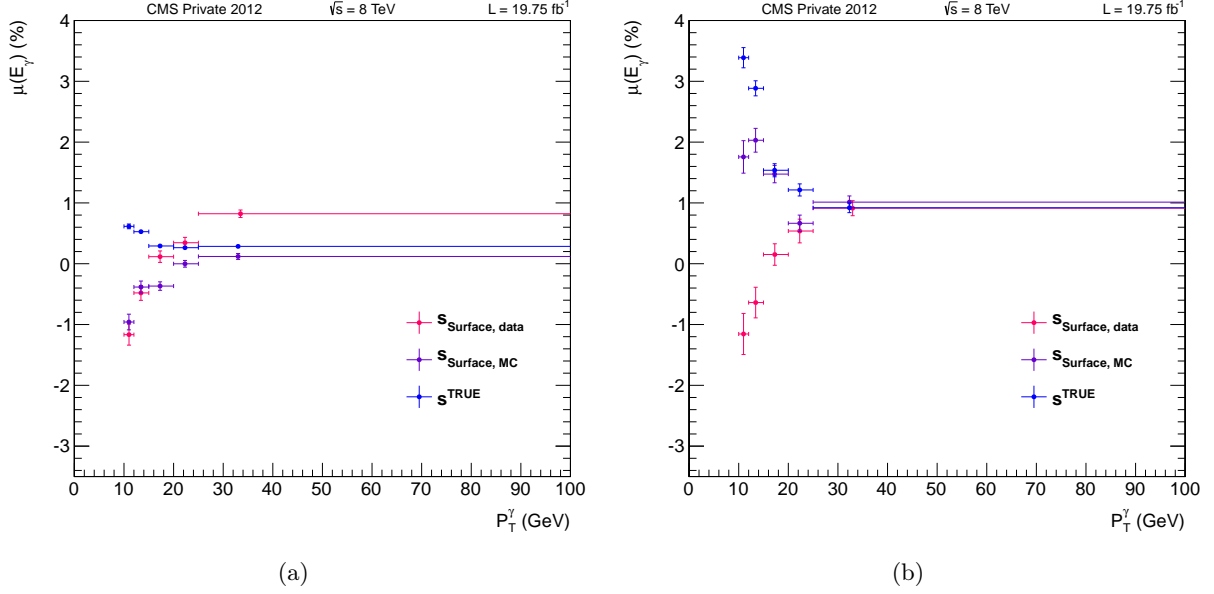


FIGURE 4.25 – Comparaisons des ajustements de s^{TRUE} et $s_{surface}$ dans la simulation et dans les données 2012, pour le tonneau (a) et les bouchons (b), sans coupures en $r9$.

P_T^γ (GeV)	s^{TRUE} (%)	Stat.	$s_{Surface, MC}$ (%)	Stat.	$s_{Surface, Donnes}$ (%)	Stat.
EB inclusif						
10-12	0,61	0,04	-0,95	0,13	-1,17	0,18
12-15	0,53	0,01	-0,38	0,10	-0,48	0,13
15-20	0,29	0,03	-0,37	0,07	0,12	0,10
20-25	0,26	0,03	-0,00	0,06	0,35	0,09
> 25	0,29	0,03	0,12	0,05	0,82	0,07
EE inclusif						
10-12	3,39	0,17	1,76	0,27	-1,16	0,34
12-15	2,88	0,13	2,03	0,20	-0,64	0,26
15-20	1,54	0,11	1,47	0,15	0,15	0,18
20-25	1,21	0,10	0,67	0,14	0,54	0,20
> 25	0,92	0,09	1,01	0,11	0,91	0,13

TABLE 4.14 – Résultats de l'extraction de l'échelle d'énergie à bas P_T^γ pour les catégories inclusive en $r9$, dans le tonneau et les bouchons.

fonction Crystal-Ball définie comme suit :

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.12)$$

avec $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$ et $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$

Le σ de cette fonction est alors assimilé à la résolution en masse invariante et relié à la résolution en énergie d'un électron en lui appliquant un facteur $\sqrt{2}$. Cependant, cette technique présente un inconvénient car deux objets sont présents dans le calorimètre électromagnétique. Il est ainsi intéressant de mesurer la résolution en énergie avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, où le photon est le seul objet du ECAL, pour voir s'il y a des différences avec les électrons. En collaboration avec les théoriciens de l'IPNL¹, nous avons élaboré une technique d'extraction de la résolution en énergie du ECAL pour les photons. Dans la suite, nous allons décrire la méthode utilisée et présenter une preuve de principe avec les données 2012.

4.3.1 Description de la méthode

4.3.1.1 Développement mathématique

Afin de décorréler les résolutions muoniques et photoniques, nous nous servons en plus des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ sans photons FSR. Pour les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$, en supposant les muons non massifs, la masse invariante dimuons est donnée par :

$$M_{\mu\bar{\mu}}^2 = 2(|\vec{p}_\mu| \times |\vec{p}_{\bar{\mu}}|)(1 - \cos\theta_{\mu\bar{\mu}}) = 2|\vec{p}_\mu| \times |\vec{p}_{\bar{\mu}}| C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} \quad (4.13)$$

où $\theta_{\mu\bar{\mu}}$ est l'angle entre μ et $\bar{\mu}$, \vec{p}_μ et $\vec{p}_{\bar{\mu}}$ respectivement l'impulsion du muon et de l'antimuon, et $C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} = (1 - \cos\theta_{\mu\bar{\mu}})$. De la même manière, pour les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, l'expression de la masse invariante $\mu\bar{\mu}\gamma$ s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 &= M_{\mu\bar{\mu}}^2 + 2E_\gamma(|\vec{p}_\mu| + |\vec{p}_{\bar{\mu}}| - |\vec{p}_\mu| \cos\theta_{\mu\gamma} - |\vec{p}_{\bar{\mu}}| \cos\theta_{\bar{\mu}\gamma}) \\ &= M_{\mu\bar{\mu}}^2 + 2E_\gamma(|\vec{p}_\mu| C_{\theta_{\mu\gamma}} + |\vec{p}_{\bar{\mu}}| C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

où $\theta_{\mu\gamma}$ et $\theta_{\bar{\mu}\gamma}$ sont les angles entre μ et γ et entre $\bar{\mu}$ et γ , E_γ l'énergie du photon, $C_{\theta_{\mu\gamma}} = (1 - \cos\theta_{\mu\gamma})$ et $C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}} = (1 - \cos\theta_{\bar{\mu}\gamma})$.

Pour calculer la résolution en masse pour chaque événement, nous avons besoin de connaître la variance d'un produit de gaussiennes. Sa racine carrée est donnée par :

$$\sigma_{XY} = \sqrt{\sigma_X^2 \sigma_Y^2 + \sigma_X^2 \bar{Y}^2 + \sigma_Y^2 \bar{X}^2} \quad (4.15)$$

avec X et Y deux variables aléatoires, et \bar{X} et \bar{Y} les moyennes des variables X et Y qui dans le cas d'un événement seul correspondent aux valeurs mesurées. Dans le cas où $X = Y$ il

1. G. Drieu La Rochelle, J.B. Flament, M. Elmer, N. Deutschmann

vient :

$$\sigma_{XX} = \sigma_X \sqrt{\sigma_X^2 + 2\bar{X}^2} \quad (4.16)$$

En utilisant la relation 4.16 sur le système $\mu\bar{\mu}$, nous obtenons :

$$\sigma_{\mu\bar{\mu}} = \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}} \sqrt{\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}^2 + 2\overline{M_{\mu\bar{\mu}}}^2} \quad (4.17)$$

et

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu\bar{\mu}} &= 2C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} \sigma_{\mu \times \bar{\mu}} \\ \text{en prenant } \sigma_{\mu} &= \sigma_{\bar{\mu}}, \quad \sigma_{\mu\bar{\mu}} = 2C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} \sigma_{\mu} \sqrt{\sigma_{\mu}^2 + |\vec{p}_{\mu}|^2 + |\vec{p}_{\bar{\mu}}|^2} \end{aligned} \quad (4.18)$$

où $\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}$, $\sigma_{\mu\bar{\mu}}$ et σ_{μ} sont les racines carrées des variances de $M_{\mu\bar{\mu}}$, $M_{\mu\bar{\mu}}^2$ et $|\vec{p}_{\mu}|$. Cependant, nous n'avons accès en réalité qu'à $\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle$, la moyenne de la variable $\sigma_{\mu\bar{\mu}}$ sur un ensemble d'événements (\equiv la somme de $\sigma_{\mu\bar{\mu}}$ pour chaque événement, divisée par le nombre d'événements). L'équation 4.17 devient alors :

$$\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle = \langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}} \sqrt{\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}^2 + 2\overline{M_{\mu\bar{\mu}}}^2} \rangle \quad (4.19)$$

De même, en négligeant le terme σ_{μ}^2 très petit devant $|\vec{p}_{\mu}|^2$, l'équation 4.18 se transforme en :

$$\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle = 2\sigma_{\mu} \langle C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} \sqrt{|\vec{p}_{\mu}|^2 + |\vec{p}_{\bar{\mu}}|^2} \rangle \quad (4.20)$$

Dans cette dernière équation, nous considérons que σ_{μ} est constant pour une gamme d'impulsion donnée.

Avec une procédure similaire, nous pouvons écrire pour le système $\mu\bar{\mu}\gamma$:

$$\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma} \rangle = \langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}} \sqrt{\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}}^2 + 2\overline{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}}^2} \rangle \quad (4.21)$$

et

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 \rangle &= \langle \sigma_{\mu\bar{\mu}}^2 \rangle + 4\sigma_{E_{\gamma}}^2 \langle (C_{\theta_{\mu\gamma}} |\vec{p}_{\mu}| + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}} |\vec{p}_{\bar{\mu}}|)^2 + (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_{\mu}^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle \\ &\quad + 4\langle \bar{E}_{\gamma}^2 (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_{\mu}^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle \end{aligned} \quad (4.22)$$

où $\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}$, $\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ et $\sigma_{E_{\gamma}}$ sont les racines carrées des variances de $M_{\mu\bar{\mu}}$, $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2$ et E_{γ} .

Finalement, la résolution en énergie $\sigma_{E_{\gamma}}$ est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_{E_{\gamma}} = \sqrt{\frac{\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2 \rangle - \langle \sigma_{\mu\bar{\mu}}^2 \rangle - 4\langle \bar{E}_{\gamma}^2 (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_{\mu}^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle}{4\langle (C_{\theta_{\mu\gamma}} |\vec{p}_{\mu}| + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}} |\vec{p}_{\bar{\mu}}|)^2 + (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_{\mu}^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle}} \quad (4.23)$$

4.3.1.2 Procédure d'extraction de la résolution en énergie

① La première étape de notre procédure consiste à déterminer σ_μ pour plusieurs catégories en $|\vec{p}_\mu|$. Pour ce faire, partons de l'expression 4.20. Pour chaque événement $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$, nous calculons $C_{\theta_{\mu\bar{\mu}}} \sqrt{|\vec{p}_\mu|^2 + |\vec{p}_{\bar{\mu}}|^2}$ et obtenons in fine la moyenne sur le nombre d'événements. Dans un second temps, nous ajustons la distribution de $M_{\mu\bar{\mu}}$ à l'aide d'une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball. La moyenne et largeur de la fonction Breit-Wigner sont fixées à celles du boson Z ($M_Z = 91,188$ GeV et $\Gamma_Z = 2,495$ GeV). Le σ de la fonction Crystal-Ball est alors identifié à $\langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}} \rangle$ qui nous permet d'obtenir $\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle$ ($\equiv \langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}^2} \rangle$) grâce à l'équation 4.19.

Sans faire de catégories en $|\vec{p}_\mu|$ cette fois, un ajustement similaire de la masse invariante $M_{\mu\bar{\mu}}$ nous donne accès grâce à la formule 4.19 à la valeur globale de $\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle$

② Dans un deuxième temps, à l'aide de nos événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, nous ajustons la distribution $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ avec une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball. Identiquement à l'ajustement de $M_{\mu\bar{\mu}}$, le σ de la fonction Crystal-Ball est alors identifié à $\langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}} \rangle$ puis transformé en $\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma} \rangle$ ($\equiv \langle \sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^2} \rangle$) grâce à l'équation 4.21.

③ Avec la connaissance de σ_μ pour chaque gamme de $|\vec{p}_\mu|$ grâce à l'étape ①, il est possible de calculer les deux derniers termes (...) de l'équation 4.23 en faisant la moyenne sur le nombre d'événements.

④ Finalement, en remplaçant tous les termes que nous avons calculés dans l'équation 4.23, nous obtenons σ_{E_γ} .

4.3.2 Résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats de l'extraction de la résolution en énergie du ECAL pour les données 2012. Notons qu'afin d'évaluer l'impact de l'empilement sur la résolution, il serait intéressant d'extraire cette dernière pour les données 2011 .

4.3.2.1 Mesures de σ_μ et $\langle \sigma_{\mu\bar{\mu}} \rangle$

Nous séparons dans un premier temps les muons des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ selon leur impulsion en huit catégories de 25 GeV de largeur, entre 50 et 225 GeV. Pour chacune de ces catégories, nous extrayons σ_μ comme décrit en ①. Dès lors, nous ajustons ces huit valeurs de σ_μ avec une fonction polynomiale d'ordre deux. Nous pourrions ainsi obtenir une valeur de σ_μ pour chacun des muons des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ et calculer les termes (...) de l'équation 4.23. La figure 4.26 présente ces ajustements pour les données 2012 et les simulations. Notons tout d'abord que la résolution des muons est quasi identiques dans les données et la simulation (ajustements très proches). Par ailleurs, à 40 GeV notre estimation de σ_μ / P^μ est de 1,0 %, valeur voisine des 1,2 % mentionnés plus haut [89]. La résolution muonique ne dépendant pas uniquement de P^μ mais aussi de $|\eta|$, nous réaliserons dans une analyse ultérieure une extraction de σ_μ par catégorie de P^μ et $|\eta|$. Qui plus est, même si le choix d'une fonction parabolique pour la description de σ_μ à bas P^μ semble être justifiée, à plus haute impulsion

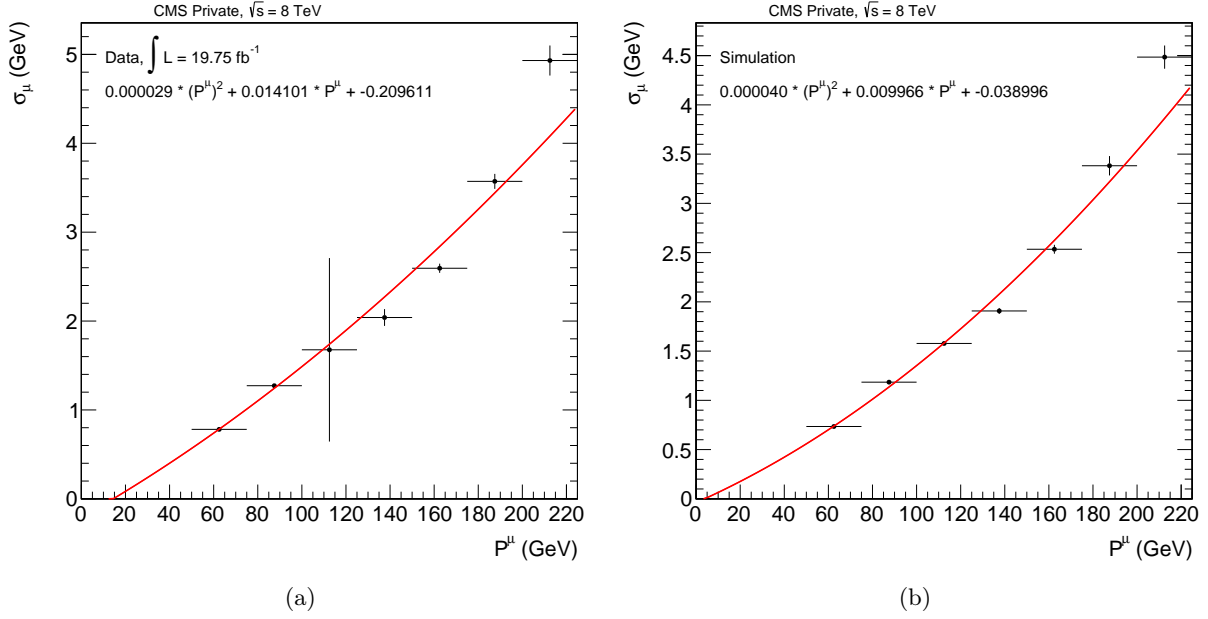


FIGURE 4.26 – Ajustement des valeurs extraites de σ_μ pour plusieurs catégories en impulsion muonique, dans les données 2012 (a) et les simulations (b).

son comportement diffère légèrement et nécessiterait l'utilisation d'une fonction polynomiale d'ordre supérieur.

Sans réaliser de coupures sur P^μ , nous extrayons $\langle\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}\rangle$ en ajustant $M_{\mu\bar{\mu}}$ avec une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball. Ces ajustements pour les données et les simulations sont présentés figure 4.27. Connaissant $\langle\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}}}\rangle$, nous remontons à $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}}\rangle$ grâce à l'équation 4.19. Nous obtenons ainsi les valeurs suivantes :

- $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}}\rangle = 159,06 \pm 0,22 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Données), $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}}\rangle = 148,17 \pm 0,19 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Simulation)

4.3.2.2 Mesure de $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle$

Avec nos événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, nous ajustons maintenant $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ avec une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball afin d'extraire $\langle\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}}\rangle$. La figure 4.28 présente ces ajustements pour le tonneau et les bouchons, dans les données et les simulations. En appliquant la formule 4.21 sur $\langle\sigma_{M_{\mu\bar{\mu}\gamma}}\rangle$, nous obtenons pour $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle$ les valeurs suivantes :

- Tonneau : $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle = 160 \pm 3 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Données), $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle = 156 \pm 3 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Simulation)
- Bouchons : $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle = 214 \pm 5 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Données), $\langle\sigma_{\mu\bar{\mu}\gamma}\rangle = 214 \pm 4 \text{ (stat.) } GeV^2$ (Simulation)

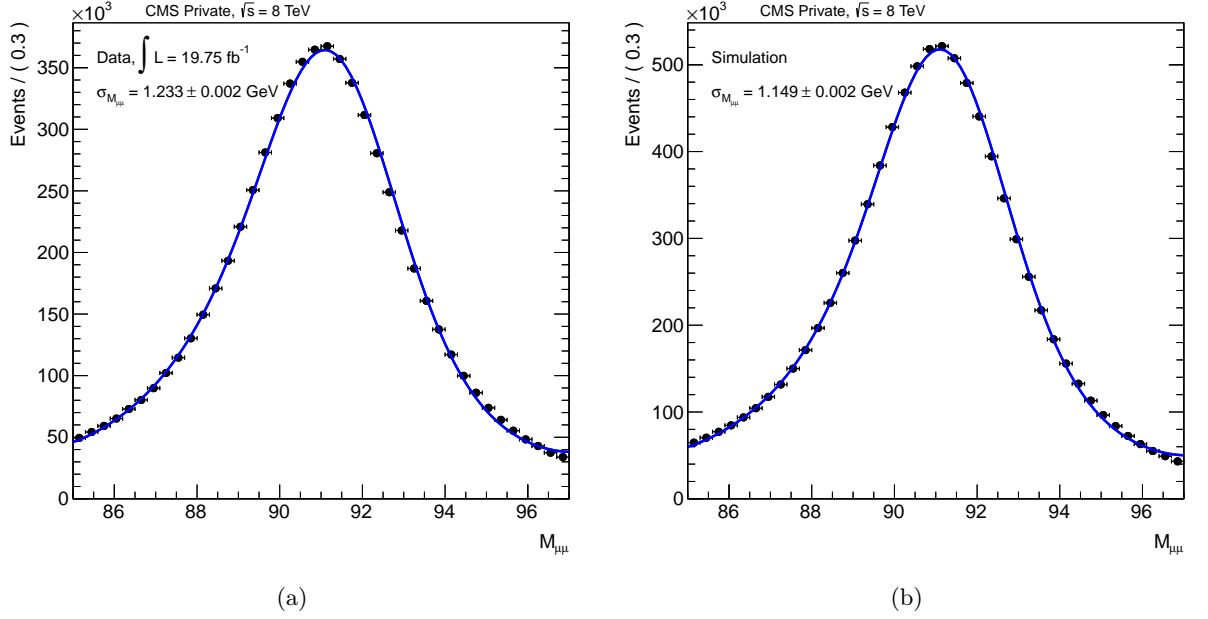


FIGURE 4.27 – Ajustement de $M_{\mu\bar{\mu}}$ avec une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball, dans les données 2012 (a) et les simulations (b).

4.3.2.3 Obtention des termes supplémentaires dans l'expression de σ_{E_γ}

Les deux derniers termes $\langle \bar{E}_\gamma^2 (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_\mu^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle$ ($\equiv Term1$) et $\langle (C_{\theta_{\mu\gamma}} \overline{|\vec{p}_\mu|} + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}} \overline{|\vec{p}_{\bar{\mu}}|})^2 + (C_{\theta_{\mu\gamma}}^2 \sigma_\mu^2 + C_{\theta_{\bar{\mu}\gamma}}^2 \sigma_{\bar{\mu}}^2) \rangle$ ($\equiv Term2$) de l'équation 4.23 sont assimilés à la valeur moyenne sur le nombre d'événements. Avec cette procédure, nous obtenons les résultats suivants :

- Tonneau :
 $Term1 = 538 \pm 2$ (stat.) GeV^4 (Données), $Term1 = 494 \pm 2$ (stat.) GeV^4 (Simulation)
 $Term2 = 6205 \pm 16$ (stat.) GeV^2 (Données), $Term2 = 6243 \pm 14$ (stat.) GeV^2 (Simulation)
- Bouchons :
 $Term1 = 666 \pm 3$ (stat.) GeV^4 (Données), $Term1 = 602 \pm 3$ (stat.) GeV^4 (Simulation)
 $Term2 = 827 \pm 4$ (stat.) GeV^2 (Données), $Term2 = 841 \pm 4$ (stat.) GeV^2 (Simulation)

4.3.2.4 Extraction finale de σ_{E_γ} et comparaison avec $Z \rightarrow ee$

Pour chacune des catégories, nous utilisons l'équation 4.23 et obtenons les valeurs de σ_{E_γ} suivantes :

- Tonneau : $\sigma_{E_\gamma} = 0,27 \pm 0,08$ (stat.) GeV (Données), $\sigma_{E_\gamma} = 0,13 \pm 0,16$ (stat.) GeV (Simulation)
- Bouchons : $\sigma_{E_\gamma} = 2,32 \pm 0,16$ (stat.) GeV (Données), $\sigma_{E_\gamma} = 2,52 \pm 0,12$ (stat.) GeV (Simulation)

Des incertitudes systématiques provenant de la fonction et de la plage d'ajustement de $M_{\mu\mu}$ et $M_{\mu\mu\gamma}$, de l'ajustement global donnant σ_μ et sur l'impulsion des muons restent à calculer.

Les énergies moyennes des photons de $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ sont les suivantes :

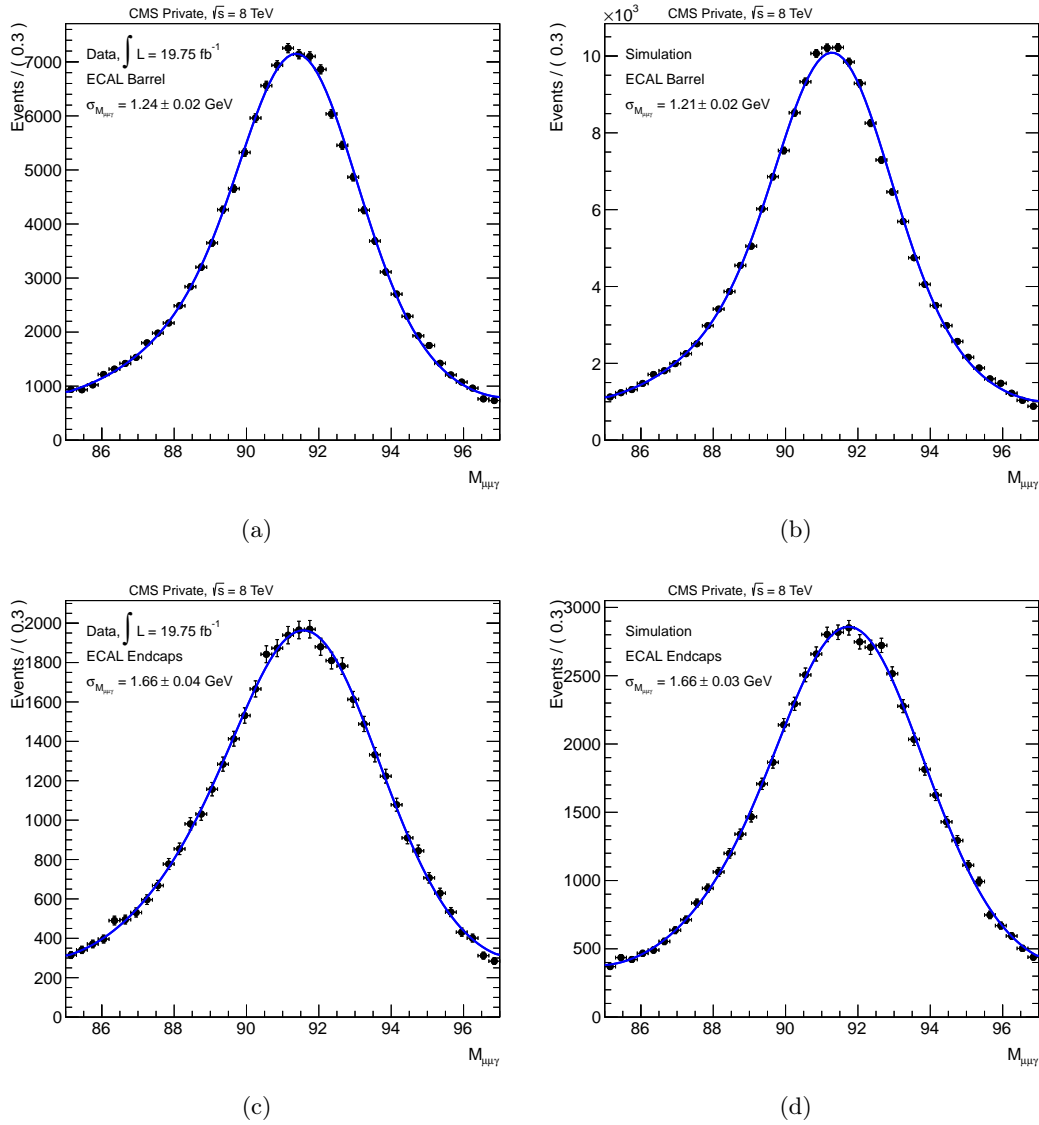


FIGURE 4.28 – Ajustement de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ avec une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Cristal-Ball, pour le tonneau (a,b) et les bouchons (c,d), dans les données 2012 (à gauche) et les simulations (à droite).

- Tonneau : $\bar{E}_\gamma = 25,26$ GeV (Données), $\bar{E}_\gamma = 25,08$ GeV (Simulation)
- Bouchons : $\bar{E}_\gamma = 67,96$ GeV (Données), $\bar{E}_\gamma = 66,69$ GeV (Simulation)

A ces énergies, nous sommes sensibles aux trois termes de résolution S, N et C de l'équation 3.12. Afin d'évaluer la pertinence de nos résultats, calculons les rapports $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma$:

- Tonneau : $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma = 1,1 \pm 0,4$ (stat.) % (Données), $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma = 0,5 \pm 0,7$ (stat.) % (Simulation)
- Bouchons : $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma = 3,4 \pm 0,3$ (stat.) % (Données), $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma = 3,8 \pm 0,2$ (stat.) % (Simulation)

Les résultats dans les données et les simulations pour les deux parties du détecteur sont concentrés entre 0,5 % et 3,8 %. Nous pouvons comparer ces valeurs avec les résolutions obtenues avec $Z \rightarrow ee$ (voir figure 3.27). Pour les électrons, la résolution est comprise entre 1,3 et 5 % suivant les valeurs de $|\eta|$. Dans le tonneau, nos résultats pour les données semblent en assez bon accord avec les valeurs de $Z \rightarrow ee$. Néanmoins, pour la simulation la différence est plus importante. Avec la prise en compte des erreurs systématiques et l'augmentation de la granularité en η nous pourrions évaluer si ces différences sont vraiment significatives. En effet, notre sélection $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ tend à favoriser les photons ayant une bonne résolution et donc des valeurs de $|\eta|$ faibles. Dans les bouchons en revanche, nos résultats sont en accord avec $Z \rightarrow ee$ à l'intérieur des barres d'erreurs statistiques. Cependant, comme nous pouvons le voir, la valeur de $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma$ obtenue pour les données est inférieure à celle des simulations. Cet effet surprenant traduit l'importance des valeurs des deux termes $\langle \dots \rangle$ de l'équation 4.23 dans notre méthode. Une amélioration de leur estimation est actuellement en cours d'étude afin d'évaluer leur impact sur la résolution finale.

Avec l'augmentation combinée de l'empilement et de la perte de transparence des cristaux, la résolution va encore se détériorer. Voilà pourquoi beaucoup d'efforts sont concentrés sur le développement d'algorithmes sophistiqués pour pallier ce problème

4.4 Étude d'un algorithme de clusterisation dynamique

L'augmentation de la luminosité instantanée en 2012 a eu pour conséquence d'accroître l'empilement. Ainsi, il y avait en moyenne une vingtaine d'interactions à chaque croisement de paquet à la fin de l'année 2012. A la reprise des collisions en 2015 l'empilement sera encore plus important. Or, ce dernier dégrade la résolution en énergie du ECAL. Afin de pallier ce problème, plusieurs évolutions dans les mécanismes de clusterisation ont été imaginées. Parmi elles, un algorithme de clusterisation dynamique a été proposé par la collaboration et testé avec des événements $Z \rightarrow e\bar{e}$ sans montrer d'amélioration flagrante. Dans cette section, nous allons chercher à évaluer l'intérêt de cette méthode à l'aide des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$. Nous verrons ainsi comment les photons migrent entre les différentes catégories en $r9$, et quels sont les impacts de cet algorithme sur la résolution et l'échelle d'énergie des photons.

Cette étude réalisée courant de l'année 2012 s'est appuyée sur une statistique de $3,3 fb^{-1}$ correspondant à la prise de données 2012B (voir tableau 4.15). Une sélection identique à celle décrite à la section 4.1.2 à été utilisée. Cependant, des versions préliminaires des corrections

Datasets	Runs	$N_{evts}^{initial}$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$	Empilement moyen
Run2012B-Zmmg-PromptSkim-v1	194427-195633	373770	1,593	18,9
Run2012B-Zmmg-PromptSkim-v2	195633-197044	400314	1,707	18,9

 TABLE 4.15 – Échantillons de données $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ utilisés pour l'étude de l'algorithme de clusterisation dynamique.

ξ (%)	0	1	2	3	4	5
nb événements EB	10707	10704	10691	10674	10650	10625

 TABLE 4.16 – Variation du nombre d'événements EB en fonction des valeurs de ξ .

en énergie des photons et de l'impulsion des muons ont été appliquées.

4.4.1 Description de l'algorithme

L'augmentation de l'empilement dégrade les performances de résolution en énergie. Une façon de diminuer cet effet dans le tonneau pourrait consister à rendre le seuil d'acceptation d'un basic cluster au sein d'un supercluster dépendant de l'énergie du basic cluster graine :

$$E_{BC} > \sqrt{E_{SEED}^2 + \left(\frac{\xi E_{BC,S}}{\cosh(\eta_{BC,S})} \right)^2} \quad (4.24)$$

où E_{BC} et $E_{BC,S}$ sont les énergies d'un basic cluster et du basic cluster graine, et E_{SEED} une valeur fixe de 0,35 GeV. Dans cette expression, la valeur de ξ va déterminer la dépendance du seuil par rapport à l'énergie du basic cluster graine. Par défaut, $\xi = 0$ pour les données 2012. Dans la suite nous allons tester cinq autres valeurs pour ξ : 1, 2, 3, 4 et 5 %. Pour les différentes valeurs de ξ , il a été vérifié que les distributions du nombre de vertex et de P_T^γ présentaient les mêmes formes.

4.4.2 Migration des événements

Avec l'augmentation de ξ , nous pouvons tout d'abord constater une diminution du nombre d'événements survivant notre sélection $\mu\bar{\mu}\gamma$ (voir tableau 4.16). La raison principale est que pour être considéré comme un photon, un supercluster doit avoir une énergie minimum de 10 GeV. Plus ξ est grand, moins le nombre de clusters à l'intérieur d'un supercluster est important. La suppression de certains clusters résulte ainsi en une diminution de l'énergie du supercluster. Bien que le pourcentage d'événements perdus soit presque insignifiant ($< 1\%$ entre $\xi = 0\%$ et $\xi = 5\%$), le nombre de basic cluster contenus dans un supercluster change énormément en fonction de ξ comme l'illustre la figure 4.29. Par exemple, le pourcentage des photons avec un seul basic cluster à l'intérieur d'un supercluster, passe de 46 à 75 % entre ξ

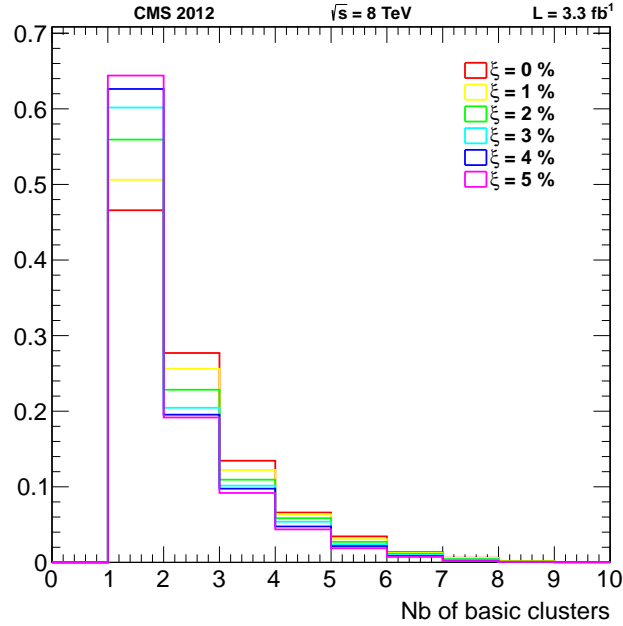


FIGURE 4.29 – Pourcentage de photons avec un nombre "N" de basic clusters pour différentes valeurs de ξ .

= 0 % et $\xi = 5$ %.

Cette évolution de la répartition du nombre de clusters au sein d'un supercluster a pour conséquence directe la migration des événements entre les catégories de haut et bas r_9 . Le tableau 4.17 indique que les événements se déplacent de bas vers haut r_9 avec l'augmentation de ξ . Ce mécanisme, déjà mis en évidence avec des événements de simulation $H \rightarrow \gamma\gamma$, est accentué dans les données $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$. En effet, entre $\xi = 0$ % et $\xi = 3$ %, nous avons une augmentation de 15 % des photons de haut r_9 dans les données, contre 6,5 % avec les simulations $H \rightarrow \gamma\gamma$. Ce processus semble être la conséquence de la chute du nombre de clusters à l'intérieur d'un supercluster avec ξ et se traduit par un dépôt d'énergie plus localisé. Par ailleurs, en regardant la figure 4.30 nous voyons que la migration des événements entre les

ξ (%)	nb événements bas r_9 ($< 0,94$)	nb événements haut r_9 ($> 0,94$)
0	6564 (61 %)	4143 (39 %)
1	6404 (60 %)	4300 (40 %)
2	6103 (57 %)	4588 (43 %)
3	5850 (55 %)	4824 (45 %)
4	5682 (53 %)	4968 (47 %)
5	5549 (52 %)	5076 (48 %)

TABLE 4.17 – Variation du nombre d'événements EB en fonction des valeurs de ξ .

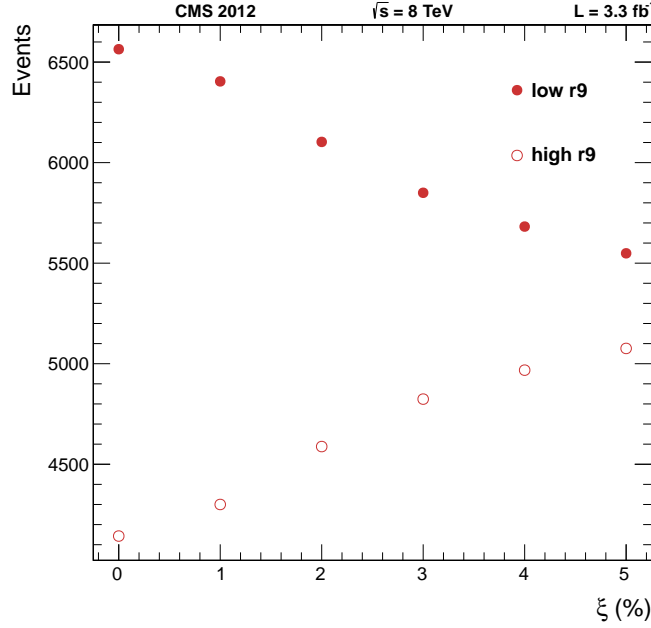


FIGURE 4.30 – Évolution des événements de haut (high) et bas (low) $r9$ en fonction de ξ .

catégories de $r9$ n'est pas linéaire. La pente diminue ainsi avec l'augmentation de ξ . A haute valeur de ξ , le nombre de clusters appartenant à un supercluster devient très faible et l'impact de l'augmentation de ξ sur la migration diminue. Ce mécanisme est confirmé par le tableau 4.18 qui présente l'évolution du nombre d'événements dans les catégories de haut et bas $r9$ avec ξ , pour des nombres de basic clusters différents. Avec l'augmentation de ξ , la fraction de photons de bas et haut $r9$ est stable pour $nBC = 1$, mais évolue significativement vers bas $r9$ pour $nBC = 2$. De plus, avec l'augmentation de ξ , la fraction de la population totale ayant $nBC = 1$ s'accroît fortement (augmentation de 37 % entre $\xi = 0$ % et $\xi = 5$ %), tandis que le nombre d'événements avec $nBC = 2$ ou $nBC = 3$ diminue de manière conséquente.

4.4.3 Impact sur la résolution en énergie

Pour évaluer l'impact de l'algorithme de clusterisation dynamique sur la résolution en énergie, nous avons fait le choix d'utiliser la variable σ_{eff} , qui correspond à un intervalle contenant 68,3 % de la statistique d'une distribution donnée. Nous la calculons pour deux variables $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{RAW}$ et s^{RAW} , qui sont respectivement la masse invariante $\mu\bar{\mu}\gamma$ et notre estimateur s de l'échelle d'énergie obtenus avec l'énergie brute (RAW) des particules au lieu de l'énergie RECO. Le choix de l'énergie RAW plutôt que RECO permet de s'affranchir des effets dus aux corrections en énergie. Notons toutefois que les mêmes effets ont été vus après applications des corrections en énergie.

L'algorithme de clusterisation dynamique a été originellement développé pour pallier la détérioration de la résolution avec l'augmentation de l'empilement. Pour voir s'il apporte une réelle amélioration, regardons avec la figure 4.31 l'évolution de σ_{eff} de $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{RAW}$ et s^{RAW} en fonction du nombre de vertex. Les erreurs statistiques sur σ_{eff} sont respectivement de 0,15 et

ξ (%)	Catégories	$nBC=1$	$nBC=2$	$nBC=3$
0	bas $r9$	1312 (26 %)	2513 (85 %)	1426 (99%)
	haut $r9$	3676 (74 %)	453 (15 %)	14 (1 %)
	fraction du total	47 %	28 %	13 %
1	bas $r9$	1409 (26 %)	2456 (90 %)	1304 (99,6 %)
	haut $r9$	4009 (74 %)	286 (10 %)	5 (0,4 %)
	fraction du total	51 %	26 %	12 %
2	bas $r9$	1521 (25 %)	2313 (95 %)	1170 (100 %)
	haut $r9$	4459 (75 %)	129 (5 %)	0 (0 %)
	fraction du total	56 %	23 %	11 %
3	bas $r9$	1639 (26 %)	2143 (98 %)	1084 (100 %)
	haut $r9$	4784 (74 %)	40 (2 %)	0 (0 %)
	fraction du total	60 %	20 %	10 %
4	bas $r9$	1713 (26 %)	2070 (99 %)	1039 (100 %)
	haut $r9$	4957 (74 %)	11 (1 %)	0 (0 %)
	fraction du total	63 %	20 %	10 %
5	bas $r9$	1772 (26 %)	2032 (99,7 %)	976 (100 %)
	haut $r9$	5071 (74 %)	5 (0,3 %)	0 (0 %)
	fraction du total	64 %	19 %	9 %

TABLE 4.18 – Migration des événements dans le tonneau entre haut et bas $r9$, pour différentes valeurs de ξ et des nombres de basic clusters différents (nBC).

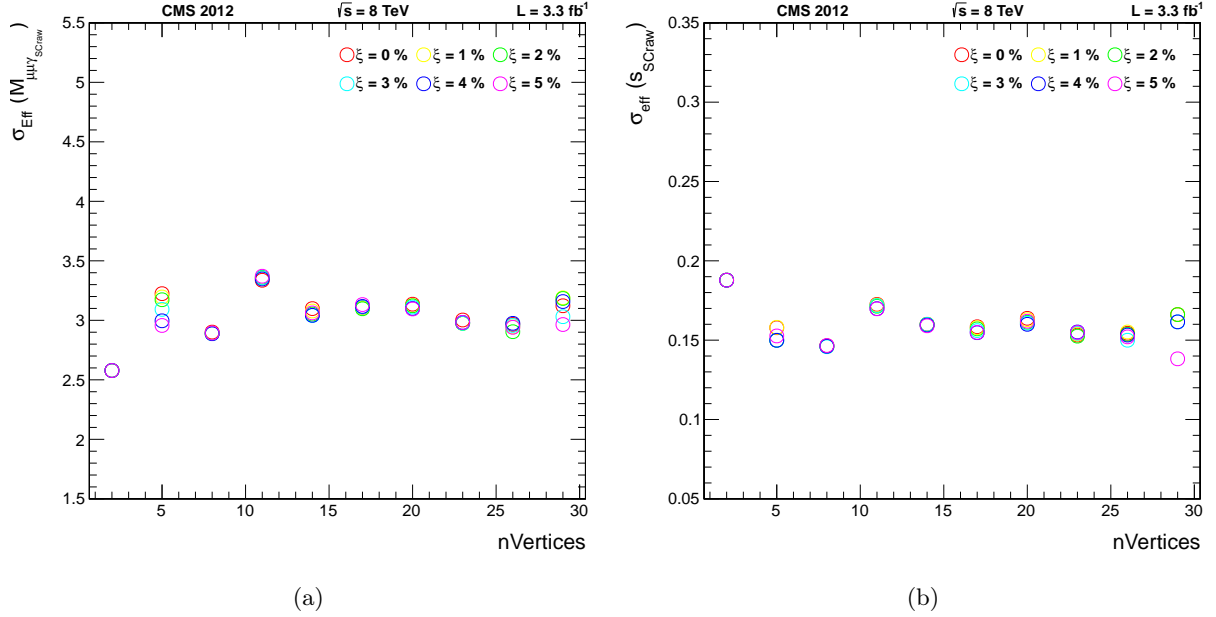


FIGURE 4.31 – Évolution de σ_{eff} pour $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{RAW}$ (a) et s^{RAW} (b) en fonction du nombre de vertex, pour différentes valeurs de ξ .

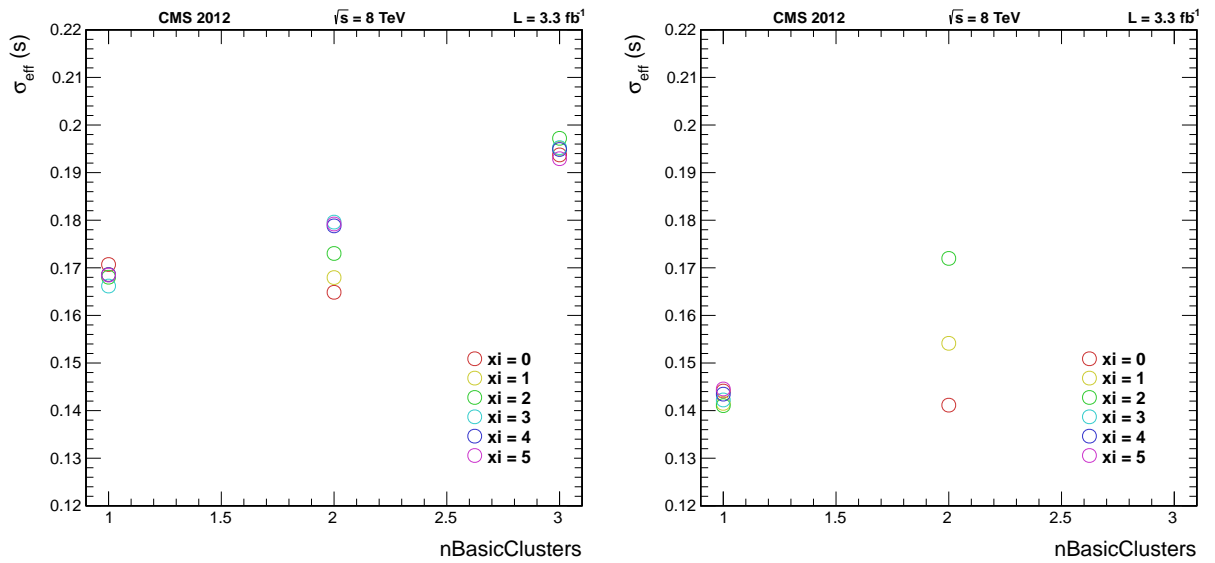
0,01 pour $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}^{RAW}$ et s^{RAW} . Pour les différentes valeurs de ξ , les données présentent le même comportement en fonction du nombre de vertex (points à l'intérieur des erreurs statistiques). L'absence d'effet est également présent pour les catégories de haut et bas $r9$.

Bien que n'apportant pas d'amélioration significative à la résolution en énergie avec le nombre de vertex, tentons de voir si cet algorithme permet de gagner en résolution en dissociant les événements suivant le nombre de basic clusters à l'intérieur d'un supercluster. Pour ce faire, observons la figure 4.32 et le tableau correspondant 4.19. Nous constatons premièrement que pour toutes les valeurs de ξ la résolution se dégrade avec l'augmentation de nBC . Cet effet est normal puisque pour les hautes valeurs de nBC , l'énergie des photons convertis est plus étalée à l'intérieur d'un supercluster. Deuxièmement, pour $nBC = 1$ la résolution minimale est obtenue pour $\xi = 3\%$ à bas $r9$ (amélioration de 1,6 % par rapport à $\xi = 0$) et $\xi = 2\%$ à haut $r9$ (amélioration de 2,1 % par rapport à $\xi = 0$) et pour la catégorie inclusive (amélioration de 2,5 % par rapport à $\xi = 0$). Cependant, ces améliorations ne sont pas significatives car elles sont à l'intérieur des erreurs statistiques. Enfin, pour des valeurs de nBC plus élevées, les plus petites valeurs de σ_{eff} sont obtenues pour $\xi = 0$.

4.4.4 Impact sur l'échelle d'énergie des photons

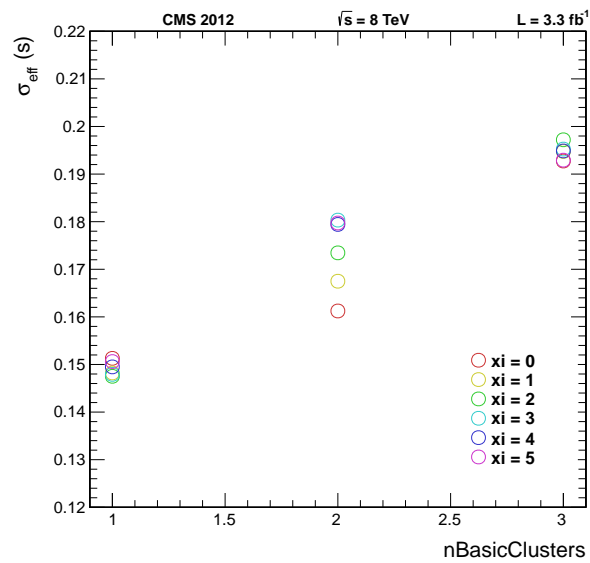
Nous avons également étudié l'impact de l'algorithme de clusterisation dynamique sur l'échelle d'énergie des photons. Pour chaque valeur de ξ , nous avons appliqué la méthode décrite à la section 4.2.1.2 sur des photons de haute impulsion transverse ($P_T^\gamma > 25$ GeV). La génération des erreurs systématiques étant relativement longue, les valeurs obtenues sont

1. Les σ_{eff} n'ont pas été calculés car le nombre d'événements n'était pas suffisant (entre 0 et 10).



(a)

(b)



(c)

FIGURE 4.32 – Évolution de σ_{eff} pour s^{RAW} en fonction du nombre basic clusters, pour différentes valeurs de ξ , pour bas $r9$ (a), haut $r9$ (b) et inclusif (c).

nBC	$\sigma_{eff,\xi=0\%}$	$\sigma_{eff,\xi=1\%}$	$\sigma_{eff,\xi=2\%}$	$\sigma_{eff,\xi=3\%}$	$\sigma_{eff,\xi=4\%}$	$\sigma_{eff,\xi=5\%}$
EB bas $r9$						
1	0,1707	0,1686	0,1680	0,1662	0,1686	0,1685
2	0,1649	0,1679	0,1730	0,1796	0,1788	0,1792
3	0,1937	0,1951	0,1972	0,1953	0,1949	0,1929
EB haut $r9$						
1	0,1441	0,1415	0,1410	0,1422	0,1435	0,1445
2	0,1411	0,1541	0,1720	X ¹	X	X
3	X	X	X	X	X	X
EB $r9$ inclusif						
1	0,1513	0,1482	0,1475	0,1479	0,1495	0,1506
2	0,1612	0,1675	0,1735	0,1803	0,1794	0,1797
3	0,1927	0,1947	0,1972	0,1953	0,1949	0,1929

TABLE 4.19 – Évolution des σ_{eff} de s^{RAW} en fonction du nombre de basic cluster (nBC) pour différentes valeur de ξ .

présentées avec les erreurs statistiques uniquement. Les résultats peuvent être résumés pour les trois catégories en $r9$ (bas, haut et inclusif) du tonneau à l'aide de la figure 4.33 et du tableau 4.20 correspondant, qui présentent les valeurs de s^{RECO} dans les données en fonction de ξ . Les photons de haut $r9$ (en bleu) présentent un profil plat en ξ et toutes les valeurs de s^{RECO} sont à l'intérieur des barres d'erreurs. Au contraire, pour les photons de bas $r9$, la valeur ajustée de la variable s^{RECO} décroît avec l'augmentation de ξ . Ainsi, entre $\xi = 0$ et $\xi = 5\%$, nous observons une différence de 1,08 % sur s^{RECO} qui est en dehors des erreurs statistiques. Enfin, la catégorie inclusive en $r9$ combine ces deux effets. Notons cependant que les erreurs statistiques entre les catégories étant corrélées, les effets observés ne sont pas forcément significatifs.

Afin d'intégrer l'effet de l'empilement dans l'extraction de l'échelle d'énergie des photons, nous avons ajusté les distributions de s^{RECO} pour différentes catégories en nombre de vertex et pour les différentes valeurs de ξ . La figure 4.34 présente les résultats pour les trois catégories de $r9$. Sur ces graphiques, les cinq catégories de $nVertex$ ont un poids statistique équivalent. Nous observons premièrement que la valeur de s^{RECO} diffère suivant le nombre de vertex et présente un maximum pour $12 < nVertex < 19$. Deuxièmement, l'étalement de s^{RECO} est le plus important pour la catégorie de bas $r9$ (variations de -1,5 à 2,5 %). Par ailleurs, un effet similaire à ce que nous venons de voir est présent : l'augmentation de ξ tend à réduire la valeur de l'échelle d'énergie.

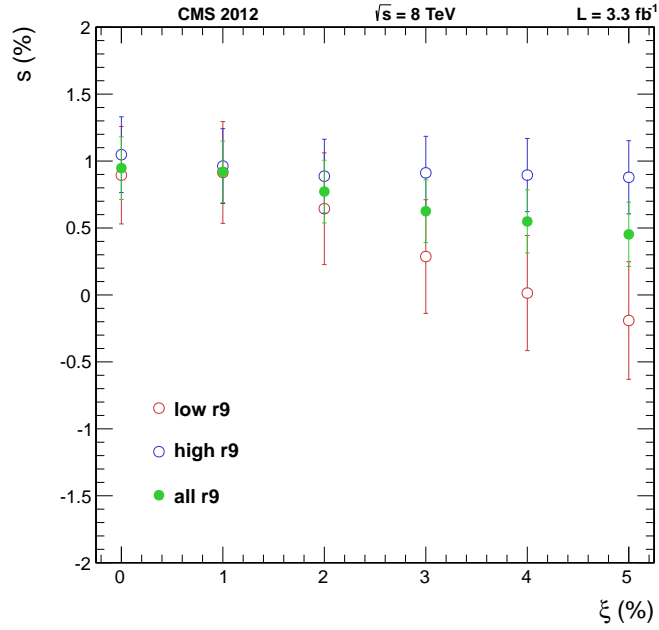
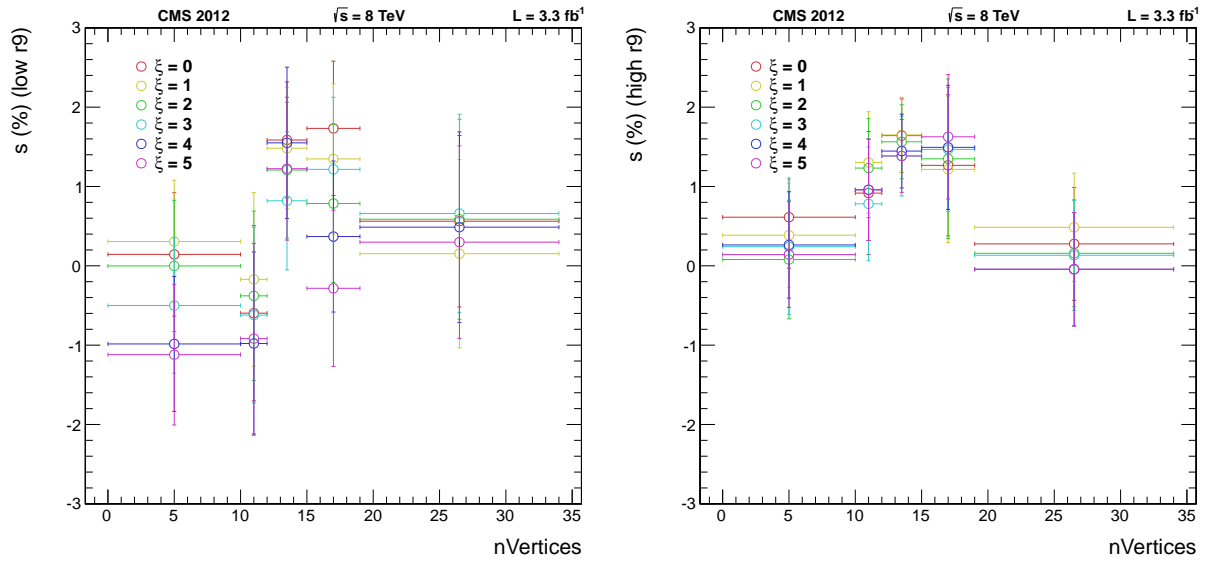


FIGURE 4.33 – Évolution de l'échelle d'énergie extraite en fonction de ξ pour la catégorie inclusive, de haut $r9$ et de bas $r9$.

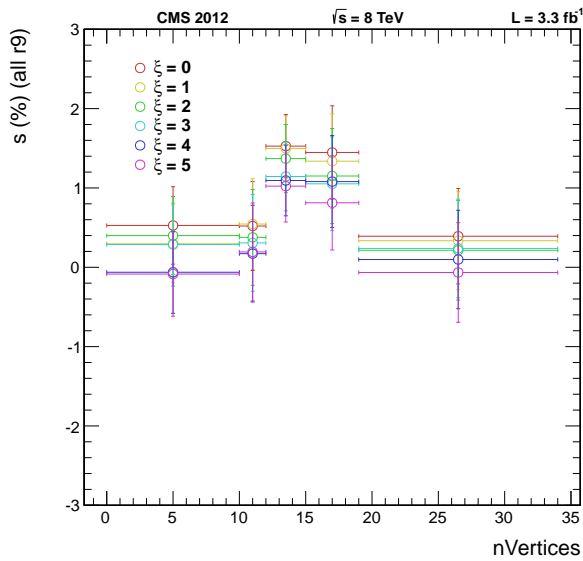
ξ (%)	s^{RECO} (%), bas $r9$	s^{RECO} (%), haut $r9$	s^{RECO} (%), inclusif
0	$0,89 \pm 0,37$	$1,05 \pm 0,29$	$0,95 \pm 0,24$
1	$0,91 \pm 0,39$	$0,96 \pm 0,28$	$0,92 \pm 0,23$
2	$0,64 \pm 0,42$	$0,89 \pm 0,28$	$0,78 \pm 0,24$
3	$0,29 \pm 0,43$	$0,91 \pm 0,28$	$0,63 \pm 0,24$
4	$0,01 \pm 0,43$	$0,90 \pm 0,28$	$0,55 \pm 0,24$
5	$-0,19 \pm 0,44$	$0,88 \pm 0,28$	$0,45 \pm 0,25$

TABLE 4.20 – Échelle d'énergie extraite en fonction de ξ pour la catégorie inclusive, de haut $r9$ et de bas $r9$.



(a)

(b)



(c)

FIGURE 4.34 – Évolution de l'échelle d'énergie extraite en fonction du nombre de vertex pour différents ξ pour bas $r9$ (a), haut $r9$ (b) et pour la catégorie inclusive (c).

Finalement, nous avons observé que l'algorithme de clusterisation dynamique était responsable d'une migration des événements entre bas et haut $r9$, cette évolution tendant à se réduire avec l'augmentation de ξ . De plus, il semble qu'avec nos événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, la résolution en énergie (estimée avec σ_{eff}) ne soit pas clairement dépendante du nombre de vertex, et ce quelque soit les corrections et les valeurs de ξ appliquées. L'utilisation de l'algorithme de clusterisation dynamique, développé pour réduire l'effet de l'empilement, n'améliore ainsi pas cette dernière (variations dans les barres d'erreurs). Enfin, pour la catégorie de bas $r9$, cet algorithme réduit la valeur ajustée de notre estimateur de l'échelle d'énergie s^{RECO} sans affecter la catégorie de haut $r9$. Au regard des résultats de nos études, le choix de l'algorithme de clusterisation dynamique ne paraît pas le plus adapté.

4.5 Conclusions et perspectives

Les analyses présentées dans ce chapitre permettent de se rendre compte de l'importance des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ dans la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS. Bien que leur statistique soit faible comparée à $Z \rightarrow ee$, ils sont une des seules sources du Modèle Standard de vrais photons sélectionnables avec une grande pureté. Ainsi, notre sélection basée sur une suite de coupures séquentielles nous permet d'obtenir une pureté de l'ordre de 97,5 % pour les catégories inclusives et de plus 99,5 % pour les catégories de haut $r9$. Pour les données 2011, l'accord avec les simulations est meilleur que 4 %, et meilleur que 1,5 % pour les données et simulations 2012. Par ailleurs, nos choix de coupures nous permettent de conserver près de 70 % des photons FSR. Afin de disposer d'une statistique plus importante tout en gardant une pureté élevée, il pourrait être intéressant d'utiliser une technique de sélection multivariée (arbres de décisions, réseaux de neurones).

La première analyse présentée dans ce chapitre portait sur l'extraction de l'échelle d'énergie des photons de haute impulsion transverse ($P_T^\gamma > 25$ GeV), pour les données et simulations de 2011 et 2012. Il a fallu dans un premier temps mettre au point un estimateur de l'échelle d'énergie contenant uniquement des informations reconstruites. Pour ce faire, nous avons utilisé nos très bonnes connaissances de l'impulsion des muons dans CMS, ainsi que des caractéristiques du boson Z grâce aux données du LEP. Dans un second temps, nous avons développé une technique d'extraction de l'échelle d'énergie basée sur des ajustements de notre estimateurs dans plusieurs catégories en $r9$. En plus des erreurs statistiques, trois sources d'erreurs systématiques, d'une amplitude comparable aux erreurs statistiques, ont été étudiées. Pour 2012, nous avons montré que nos valeurs d'échelle d'énergie dans les simulations étaient compatibles avec l'échelle d'énergie véritable. Pour les données 2011, cette même technique a été approuvée par la collaboration [95]. Concernant les résultats obtenus, nous avons vu qu'il était nécessaire d'appliquer des facteurs correctifs additionnels, à la fois dans les données et les simulations, afin de rendre l'échelle d'énergie compatible avec zéro. Dans le futur, avec une statistique plus importante, nous serons en mesure de séparer les photons en plusieurs catégories de $|\eta|$, à la manière de $Z \rightarrow ee$, et de proposer nos facteurs de correction aux analyses de physique comme $H \rightarrow \gamma\gamma$.

A basse impulsion transverse ($P_T^\gamma < 25$ GeV), nous avons constaté un biais dans la mesure de l'échelle d'énergie. Afin de résoudre ce problème, nous avons développé un nouvel estimateur ($s_{surface}$), reposant sur l'utilisation d'une surface $M_{\mu\mu}$ dans le plan $P_{T,Lead}^\mu$ et $P_{T,Trail}^\mu$, obtenue à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$. Les valeurs ajustées de $M_{\mu\mu}$, dans chacune des catégories de la surface, viennent remplacer dans notre estimateur $M_{\mu\mu\gamma}^{GEN}$ afin d'avoir une information purement reconstruite. En utilisant la même méthode d'extraction de l'échelle d'énergie qu'à haute impulsion transverse, mais avec ce nouvel estimateur, nous avons pu réduire le biais d'un facteur proche de deux. Toutefois, un biais résiduel subsistant, il serait utile d'améliorer encore notre estimateur. De plus, des erreurs systématiques provenant de la génération de la surface $M_{\mu\mu}$ restent à évaluer.

Dans ce chapitre, nous avons également proposé une nouvelle méthode d'extraction de la résolution en énergie des photons. Elle s'appuie sur l'utilisation combinée des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ et $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ afin de dissocier les résolutions muonique et photonique. Les résultats obtenus ($\sigma_{E_\gamma} / E_\gamma \approx 1,0$ % pour EB et 3,5 % EE) sont proches des valeurs données par les analyses utilisant les désintégrations $Z \rightarrow ee$, particulièrement dans les bouchons où nos résultats sont compatibles à l'intérieur des erreurs statistiques. Cependant, nos résultats de la résolution dans le tonneau pour les simulations sont plus faibles que ceux des analyses $Z \rightarrow ee$. Il est ainsi primordial d'évaluer toutes les sources possibles d'erreurs systématiques afin de juger la compatibilité ou non de nos résultats. Par ailleurs, avec notre statistique, une étude avec plusieurs catégorie en $|\eta|$ est envisageable et permettrait d'étudier l'évolution de la résolution avec la pseudo rapidité.

Enfin, les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ nous ont permis d'évaluer l'utilité d'un algorithme de clusterisation dynamique. Ce dernier est sensé compenser la perte de résolution en énergie des photons et des électrons, due à l'augmentation de l'empilement, en rendant le seuil d'acceptation d'un basic cluster au sein d'un supercluster dépendant de l'énergie du basic cluster graine. Avec une partie des données 2012, nous avons pu mettre en évidence une migration des photons entre les catégories de bas et haut $r9$ avec l'application de cet algorithme. Qui plus est, nous n'avons pas observé d'amélioration sensible de la résolution pour les différents seuils (ξ) testés (variations dans les barres d'erreurs statistiques). De plus, nous avons vu que cet algorithme impactait les valeurs de l'échelle d'énergie dans la catégorie de bas $r9$. Au vu de ces résultats, l'utilisation de cet algorithme ne paraît pas justifié. En revanche, avec la reprise des collisions à plus haute luminosité instantanée, il est essentiel de mettre au point d'autres algorithmes compensant la perte de résolution.

En conclusion, les désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ peuvent être utilisées dans une large gamme d'analyses de calibration du calorimètre électromagnétique. Ces événements sont aussi primordiaux dans certaines analyses de physique, avec la mesure de l'efficacité du photonID et du veto des électrons dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple. Forts de notre connaissance des photons, nous nous concentrerons dans le chapitre suivant sur ce dernier canal afin de rechercher d'éventuels bosons de Higgs additionnels se désintégrant en deux photons.

Chapitre 5

Recherches de bosons de Higgs additionnels dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Sommaire

5.1	Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$	164
5.1.1	Signal et bruits de fond	164
5.1.2	Échantillons utilisés	167
5.1.3	Chemins de déclenchement	167
5.2	Description de l'analyse Higgs en deux photons Modèle Standard	170
5.2.1	Reconstruction des photons et de leur l'énergie	170
5.2.2	Identification des photons	171
5.2.2.1	Présélection	171
5.2.2.2	PhotonID	173
5.2.3	Vertex diphotons	174
5.2.3.1	Identification du vertex	174
5.2.3.2	Probabilité de sélection du bon vertex	175
5.2.4	Classification des événements	177
5.2.4.1	Discriminant multivarié de classification des événements	177
5.2.4.2	Événements étiquetés dans des canaux exclusifs	178
5.2.5	Modèle du signal	182
5.2.6	Modèle du bruit de fond	183
5.2.7	Incertitudes systématiques	184
5.2.8	Analyse statistique	186
5.3	L'analyse à basse masse	188
5.3.1	Modifications générales	188
5.3.1.1	Efficacité du HLT	189
5.3.1.2	Efficacité de la présélection	189
5.3.1.3	Efficacité de la sélection hors ligne	190
5.3.1.4	Veto des électrons	190

5.3.1.5	Diminution des effets d'allumage	191
5.3.2	Modélisation du bruit de fond et du signal	197
5.3.2.1	Modélisation du bruit de fond	197
5.3.2.2	Modélisation du signal	202
5.3.3	Résultats et perspectives	202

En 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé conjointement la découverte d'un nouveau boson avec une masse de 125 GeV, compatible (à l'intérieur des erreurs statistiques et systématiques) avec les prédictions d'un boson de Higgs du Modèle Standard [96] [97]. Avec l'utilisation de l'intégralité des données de 2011 à 7 TeV et de 2012 à 8 TeV, ainsi que l'amélioration des analyses, ce boson ressemble aujourd'hui encore plus à celui du Modèle Standard [32] : spin 0^+ privilégié, désintégration observée dans les canaux fermioniques ($\tau\tau$, $b\bar{b}$) et bosoniques (W^+W^- , ZZ , $\gamma\gamma$). Bien que ce résultat soit un succès incontestable pour le Modèle Standard, d'autres modèles s'accommodent parfaitement de ce boson de Higgs léger, tout en postulant l'existence de bosons additionnels. Ainsi, comme nous l'avons vu au premier chapitre, les modèles à deux doublets de Higgs prédisent trois bosons de Higgs neutres (dont deux CP-pair : h et H) et deux chargés. Par ailleurs, en introduisant deux doublets et un singulet, le modèle supersymétrique NMSSM prédit lui aussi l'existence de bosons de Higgs supplémentaires : trois bosons scalaires (H_1 , H_2 et H_3), deux pseudoscalaires et deux chargés. En considérant le boson découvert à 125 GeV comme H_2 , l'étude phénoménologique menée dans notre groupe a montré qu'une vaste plage de masse était possible pour H_1 entre 60 et 125 GeV, avec la possibilité d'une désintégration en deux photons. Ces constatations nous ont amenés à réaliser l'analyse décrite dans ce chapitre, ayant pour but de rechercher des bosons de Higgs additionnels à basse masse (< 125 GeV). Ces recherches porteront sur la plage de masse comprise entre 90 et 120 GeV.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, ses différents bruits de fond et les différents échantillons que nous avons utilisés. Notre analyse s'appuyant sur l'étude " $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard", nous expliciterons dans un deuxième temps la philosophie et la structure de cette dernière. Dès lors, nous décrirons les modifications que nous avons apportées à cette analyse afin de gagner en sensibilité. Enfin, nous présenterons nos résultats en terme de section efficace et de signification statistique.

5.1 Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

5.1.1 Signal et bruits de fond

Malgré son faible rapport d'embranchement d'environ 0,23 % à 125 GeV (dû à la désintégration du boson de Higgs via une boucle de quarks ou de bosons W), le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard donne un état final clair en milieu hadronique et offre la possibilité de reconstruire un pic de masse avec une grande précision. Pour ces deux raisons, ce canal est l'un des plus importants en termes de sensibilité attendue et pour l'étude des propriétés du nouveau boson. Avec la figure 5.1, nous pouvons constater qu'il existe une vaste gamme de valeurs pour le

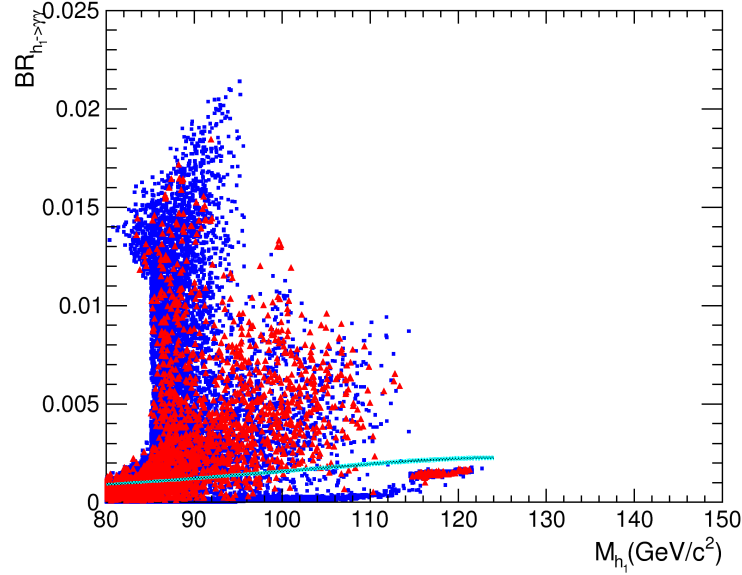


FIGURE 5.1 – Rapports d’embranchement de $H_1 \rightarrow \gamma\gamma$ dans le cadre du NMSSM, pour deux contraintes différentes sur la densité relicue : $\Omega < 0,1118$ (bleu) et $0,1118 < \Omega < 0,128$ (rouge). La ligne verte correspond au rapport d’embranchement du boson de Higgs standard [45].

rapport d’embranchement en deux photons du boson H_1 du NMSSM : de 0 jusqu’à plus de 2 %, suivant la masse de H_1 et les contraintes utilisées. Qui plus est, la force du signal ($\sigma \times BR$) pour H_1 peut être jusqu’à 3,5 fois plus élevée que celle du boson de Higgs standard dans la plage de masse [85,95] GeV comme le montre la figure 5.2. Sur ce même graphique, nous remarquons que des points entre 110 et 122 GeV semblent déjà exclus grâce l’analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard. Par ailleurs, alors que le boson de Higgs standard est produit majoritairement par fusion de gluons, le poids des modes de production d’un boson de Higgs additionnel type NMSSM ou 2HDM peuvent être très différents. Une recherche ne privilégiant aucun canal de production particulier apparaît donc essentielle.

Bien que notre signal soit très clair, un important bruit de fond diphoton continu est présent. La source principale correspond au bruit de fond irréductible avec la production directe de deux photons prompts. Ces photons peuvent être issus de processus de type Born (figure 5.3a), Box (figure 5.3b) ou de la fragmentation d’un ou plusieurs jets (figures 5.3c et 5.3d). Viennent ensuite les bruits de fond réductibles $pp \rightarrow \gamma + jet$ (\equiv "prompt-fake") et $pp \rightarrow jet + jet$ (\equiv "fake-fake"), avec un ou deux jets mal identifiés comme des photons (désintégration des π^0 en deux photons très proches). Finalement nous trouvons le bruit de fond Drell-Yan, centré autour du pic du Z , où deux électrons sont mal identifiés comme des photons. Le Drell-Yan décroissant très vite après 90 GeV, il ne représente pas une grande contribution au bruit de fond de l’analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard. En revanche, pour notre étude à basse masse ce dernier devient problématique. Des efforts ont donc été faits afin de le réduire et le modéliser correctement.

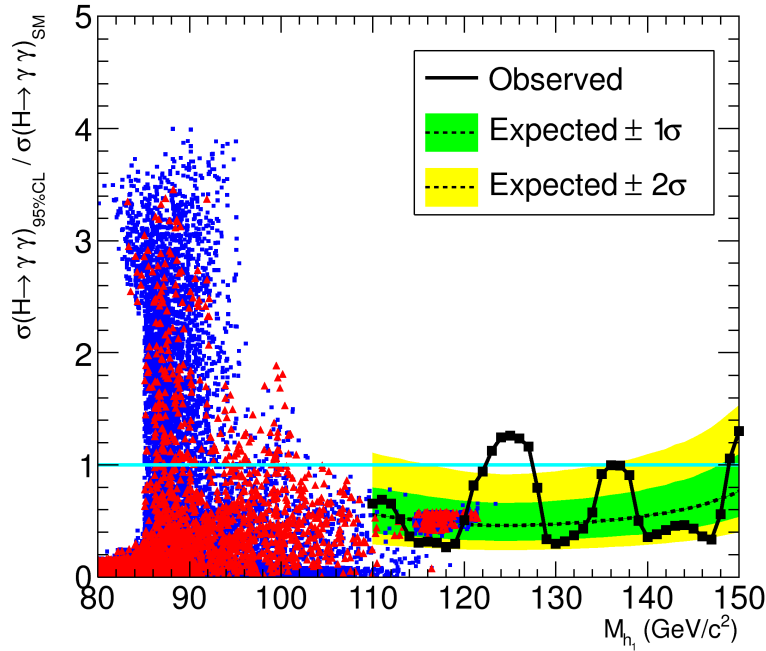


FIGURE 5.2 – Sections efficaces de production dans le NMSSM de $H_1 \rightarrow \gamma\gamma$ normalisées à la section efficace du boson de Higgs standard, pour deux contraintes différentes sur la densité relic : $\Omega < 0,1118$ (bleu) et $0,1118 < \Omega < 0,128$ (rouge) [45]. La limite d'exclusion d'un boson de Higgs standard obtenue avec les données à 7 et 8 TeV est superposée en noir.

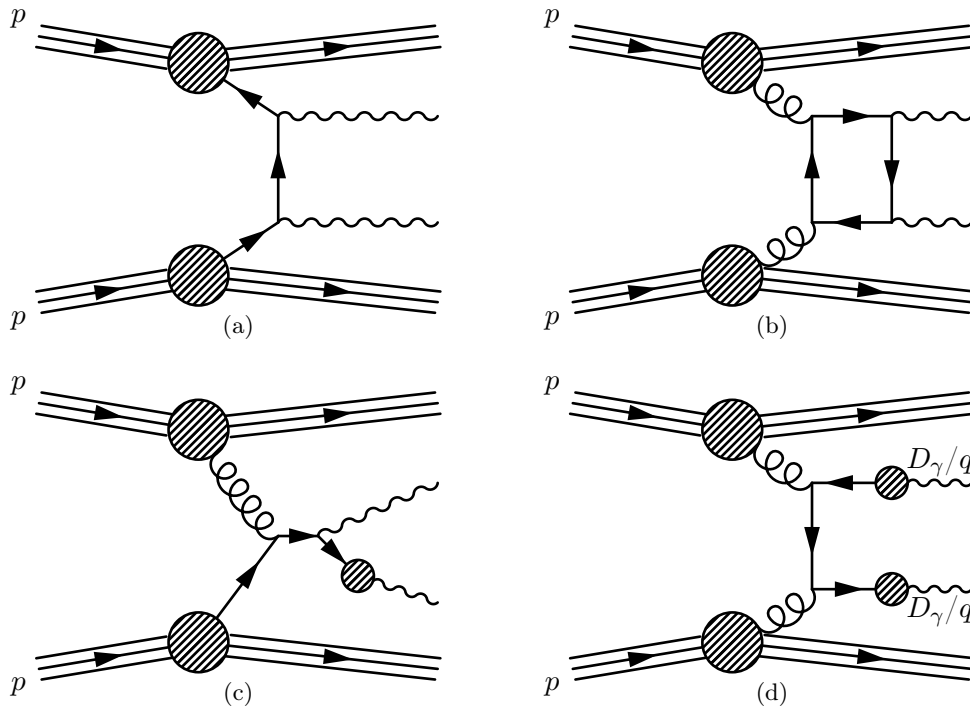


FIGURE 5.3 – Exemples de diagrammes de Feynman correspondant au bruit de fond irréductible : événements born (a), box (b), avec un (c) ou deux (d) photons de fragmentation.

Datasets	Runs	$N_{evts}^{initial}$	$\mathcal{L} (fb^{-1})$	Empilement moyen
Photon Run2012A-22Jan2013-v1	190456-193575	13031092	0,9	17
DoublePhoton Run2012B-22Jan2013-v1	193834-196531	24671302	4,4	19
DoublePhoton Run2012C-22Jan2013-v1	201668-201669	1165957	7,1	20
DoublePhoton Run2012D-22Jan2013-v1	208303-208538	49707516	7,3	21

TABLE 5.1 – Échantillons de données 2012, utilisés pour notre analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ à basse masse.

5.1.2 Échantillons utilisés

Notre analyse s'appuie sur l'intégralité des données collectées en 2012 à 8 TeV, soit une luminosité intégrée d'environ $19,7 fb^{-1}$. La prise de donnée 2012 est divisée en quatre périodes (A,B,C et D). Pour notre analyse, tous les échantillons ont été reconstruits avec le même ensemble de calibrations. Ces derniers sont donnés par le tableau 5.1, avec leur luminosité et empilement moyen.

Des échantillons de signal ont été générés en grande quantité afin d'être utilisés tant pour l'entraînement des discriminants multivariés que pour la construction du modèle du signal. Dans notre analyse, toutes simulations de signal disponibles entre 90 et 120 GeV ont été employées. Les échantillons ggH (fusion de gluons) et VBF (fusion de bosons vecteurs) ont été obtenus avec le générateur d'éléments de matrices NLO POWHEG, interfacé avec PYTHIA 6.4. Pour les échantillons VH (HiggsStrahlung) et $t\bar{t}H$, seul PYTHIA a été utilisé. Les échantillons de simulation du bruit de fond diphoton continu sont quant à eux utilisés uniquement pour l'entraînement des discriminants multivariés. Le bruit de fond correspondant à la production de deux photons prompts a été généré à l'aide de SHERPA 1.4.2. et PYTHIA a été utilisé pour la simulation des autres processus où des photons apparaissent lors de la fragmentation de jets. Enfin, MADGRAPH a servi à la génération du bruit de fond Drell-Yan, employé comme nous le verrons dans la modélisation du pic du Z . Notons également que pour obtenir une meilleure description des données chaque échantillon de simulation a été séparé en trois périodes, avec un nombre d'événements proportionnel à la luminosité des prises de données AB, C et D, et un l'empilement correspondant. L'ensemble des échantillons exploité est donné dans le tableau 5.2.

5.1.3 Chemins de déclenchement

Les chemins de déclenchement utilisés dans l'analyse peuvent être catégorisés en deux types : ceux avec des coupures en E_T de 26/18 GeV (initiés par deux candidats L1 e/γ) et les autres avec des coupures en E_T de 36/22 GeV (initiés par un candidat L1 e/γ). Les coupures HLT portent sur l'isolation plus l'identification dans le calorimètre (Iso+CaloId) et sur la variable $r9$. Les photons passant ces coupures sont considérés comme de "bons" photons. La stratégie générale consiste à garder le maximum de paires diphotons en utilisant

1. Sections efficaces utilisées pour le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard à 125 GeV [98].

Datasets	Processus	Générateur	$N_{initial\ evts}$	σ (pb)	\mathcal{L} (fb^{-1})
GluGluToHToGG_M-*_8TeV-powheg-pythia6	Signal ggH	POWHEG	488530	$19,27^1$	25,35
VBF_HToGG_M-*_8TeV-powheg-pythia6	Signal VBF	POWHEG	99863	$1,653^1$	60,41
WH_ZH_HToGG_M-*_8TeV-pythia6	Signal WH et ZH	PYTHIA	100230	$0,7046/0,4153^1$	~ 140
TTH_HToGG_M-*_8TeV-pythia6	Signal $t\bar{t}H$	PYTHIA	232326	$0,1293^1$	1797
DiPhotonJetsBox_M60_8TeV-sherpa	2γ Box + Born	SHERPA	14426200	120,354	
GJet_Pt-20to40_doubleEMEnriched_TuneZ2star_8TeV-pythia6	$\gamma+jet$ pr.fa.	PYTHIA	5907942	150,34	39,30
GJet_Pt40_doubleEMEnriched_TuneZ2star_8TeV_ext-pythia6	$\gamma+jet$ pr.fa.	PYTHIA	17748810	478,58	37,09
QCD_Pt-30to40_doubleEMEnriched_TuneZ2star_8TeV-pythia6	$\gamma+jet$ pr.fa/fa.fa.	PYTHIA	6055810	12208	0,50
QCD_Pt-40_doubleEMEnriched_TuneZ2star_8TeV-pythia6	$\gamma+jet$ pr.fa/fa.fa.	PYTHIA	9782021	51439	0,19
DYJetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball	Drell-Yan	MADGRAPH	14427282	3532,8	4,08

TABLE 5.2 – Échantillons de simulation utilisés pour notre analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ à basse masse, correspondants à la prise de donnée 2012.

les chemins de déclenchement "OR" suivant : "HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass*" (Mass60 pour les runs A,B et C, et Mass70 pour le run D) et "HLT Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85 OR CaloId10 Iso50". Le calcul de l'efficacité de ces chemins (évaluée séparément pour le L1 et le HLT) s'appuie sur une méthode de "tag and probe" avec des événements $Z \rightarrow ee$ de données. Pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard, l'efficacité HLT des deux chemins précédents (avec la sortie du BDT diphoton $> -0,78$, voir section 5.2) est de $99,43 \pm 0,03$ %. L'ensemble des chemins de déclenchement utilisés en 2012 sont donnés par le tableau 5.3.

Afin d'améliorer l'accord entre les données et les simulations plusieurs corrections ont été appliquées. Les simulations ont été générées avec une largeur de point de collision de 6,2 cm, alors que cette largeur est plus proche de 5 cm dans les données. Une repondération de la variable $\Delta_{ZChosenToGen}$ (distance entre le vertex choisi et le vertex généré) a donc été réalisée à l'aide d'un ajustement utilisant deux gaussiennes. Cette procédure a ensuite été validée à l'aide d'événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$, le vertex ayant été réajusté après la suppression des traces muoniques afin de ressembler à la topologie des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$. Par ailleurs, même avec l'utilisation d'échantillons de simulation "run-dépendants", la distribution du nombre de vertex peut être biaisée par notre sélection et par les chemins de déclenchement utilisés. Ainsi, les simulations ont subi une procédure de repondération de l'empilement. Pour ce faire, la distribution des interactions d'empilement véritable a été pondérée grâce une distribution d'empilement issue des données, obtenue en utilisant la luminosité instantanée par croisement de faisceau en combinaison avec une section efficace d'interaction pp inélastique de 68,4 mb. La comparaison des distributions des vertex reconstruits dans les données et les simulations a été effectuée et validée grâce à des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$.

Chemin de déclenchement	Prescale	L1 seed
HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass60	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass70	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 CaloId10 Iso50 Photon18 CaloId10 Iso50 Mass60	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 Mass60	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 R9Id85 Photon18 CaloId10 Iso50 Mass60	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 R9Id85 Photon18 R9Id85 Mass60	1	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 Photon18	600-1600	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18	1000-1600	L1 DoubleEG 13 7
HLT Photon36 CaloId10 Iso50 Photon22 CaloId10 Iso50	1	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85	1	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85 OR CaloId10 Iso50	1	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 R9Id85 Photon22 CaloId10 Iso50	1	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 R9Id85 Photon22 R9Id85	1	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 Photon22	300-800	L1 SingleEG 22
HLT Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22	300-500	L1 SingleEG 22

TABLE 5.3 – Chemins de déclenchement utilisés pour la prise de données 2012.

5.2 Description de l'analyse Higgs en deux photons Modèle Standard

L'analyse " $H \rightarrow \gamma\gamma$ Modèle Standard" identifie et classe les événements selon leur mode de production, en requérant la présence d'objets additionnels dans l'état final. Les événements contenant des leptons, des jets et de l'énergie transverse manquante sont étiquetés et associés aux productions VH et fusion de quarks top. Puis, une sélection Dijet étiquette les événements non déjà étiquetés afin de cibler la fusion de bosons vecteurs. Les événements restants sont pour leur part séparés en catégories à l'aide d'un estimateur multivarié (arbre de décision boosté, BDT), entraîné pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit des événements diphotons. Ce BDT prend notamment comme variables d'entrée la sortie des estimateurs multivariés d'identification des photons et de sélection des bons vertex, ainsi que l'estimation de la résolution en masse et en énergie pour chaque événement. Les résultats dans chaque catégorie sont ensuite combinés pour obtenir une meilleure sensibilité. Dans ce qui suit, nous décrivons uniquement les méthodes d'analyse utilisées sur les données 2012 et les simulations correspondantes.

5.2.1 Reconstruction des photons et de leur l'énergie

Une bonne connaissance de la forme du signal est essentielle afin d'obtenir une grande sensibilité en fin d'analyse. En effet, la largeur reconstruite du pic du boson de Higgs dans la région de faible masse (~ 125 GeV) est dominée par la résolution du détecteur lorsque le bon vertex a été choisi. Il est ainsi primordial d'avoir un très bon accord entre les données et les simulations.

Comme nous l'avons déjà expliqué au chapitre 3, les candidats photons sont reconstruits à partir de clusters d'énergie déposée dans le ECAL et combinés au sein de superclusters. Dans le tonneau, l'algorithme "hybrid superclustering" est utilisé pour la clusterisation, et dans les bouchons, "multi5x5 superclustering" est employé. Par ailleurs, la reconstruction des conversions aide à l'identification du bon vertex d'interaction du boson de Higgs. Environ un quart des événements ont au moins un des deux photons reconstruits et sélectionnés comme une conversion. Les paires de traces de conversion sont reconstruites grâce à l'information combinée des traces standards, des traces spécifiques aux électrons et des traces de conversions déclenchées par le ECAL. Outre ces algorithmes de clusterisation, trois facteurs vont affecter la détermination de l'énergie des photons : les coefficients d'intercalibration des cristaux, les corrections pour la perte de transparence et les corrections en énergie des superclusters. Ces dernières corrections, prenant notamment en compte le confinement des gerbes à l'intérieur du ECAL et le confinement global des gerbes pour les photons qui convertissent dans le matériel en amont du calorimètre, sont basées sur une technique de régression multivariée (voir section 3.2.1.4). La régression est entraînée à l'aide de photons prompts de simulation ($\gamma + jets$) en utilisant le rapport de l'énergie générée sur l'énergie RAW du supercluster comme cible. En plus des coordonnées globales η et ϕ du supercluster, la régression prend

en entrée une collection de variables de forme de la gerbe et les coordonnées des clusters : $r9$, $E_{5 \times 5}/E_{SC}^{RAW}$, l'énergie du supercluster pondérée par les largeurs en η et ϕ , le nombre de "basic clusters", le rapport de l'énergie du HCAL derrière le supercluster sur l'énergie du ECAL, ainsi que des informations additionnelles sur le "basic cluster" graine (énergie, position, matrice de covariance et nombre traduisant le rapport de l'énergie des cristaux). Ces variables permettent d'avoir une information sur la localisation de la conversion du photon, sur la forme et la profondeur de la gerbe, et sur l'énergie perdue en amont du ECAL. A ces dernières, viennent s'ajouter le nombre de vertex primaires et la densité d'énergie moyenne ρ afin de prendre en compte les effets dus à l'empilement. Finalement, en plus d'une correction de l'énergie des photons, la régression fournit une estimation de la résolution en énergie (σ_E/E) par photon.

Comme avec les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, des différences entre données et simulations existent malgré les multiples corrections appliquées. Ces désaccords sont corrigés grâce à l'application de facteurs d'échelle d'énergie obtenus avec des événements $Z \rightarrow ee$ dans les données, et l'utilisation de facteurs détériorant la résolution (facteurs de "smearing") dans les simulations. Les corrections d'échelle d'énergie sont différentes en fonction des époques de prise de données, des régions en pseudorapacité, des catégories en $r9$ et en P_T^γ . De même, des facteurs de smearing différents sont appliqués suivant η et $r9$. Par ailleurs, la variable $r9$ qui joue un grand rôle dans la détermination des conversions en amont du ECAL est repondérée événement par événement par une transformation linéaire qui a été optimisée en utilisant des désintégrations $Z \rightarrow ee$. La figure 5.4 permet d'apprécier l'accord entre données et simulations après application de ces corrections.

5.2.2 Identification des photons

5.2.2.1 Présélection

Tous les photons prompts et non-prompts dans l'acceptance doivent passer une série de coupures de présélection. Ces dernières permettent de conserver un espace des phases identique entre les données passant les différents chemins de déclenchement et les simulations où ces chemins ne sont pas utilisés. Elles sont ainsi plus dures que les critères des seuils de déclenchement, de même que les critères de génération des simulations. Les variables utilisées sont définies comme suit :

- HoE : rapport de l'énergie déposée dans le HCAL sur l'énergie déposée dans le ECAL à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,15$.
- $CovIEtaIEta$: équivalent à $\sigma_{i\eta i\eta}$, il s'agit de l'élément $\eta - \eta$ de la matrice de covariance $\eta - \phi$ permettant de caractériser la largeur du supercluster selon η .
- $EtCorrHcallIso$: isolation dans le calorimètre hadronique à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,3$.
- $EtCorrTrkIso$: isolation dans le trajectographe à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,3$.
- $ChargedPFIso$: somme des impulsions transverses des particules chargées issues de l'algorithme de "particle flow" à l'intérieur d'un cône $0,02 < \Delta_R < 0,2$.

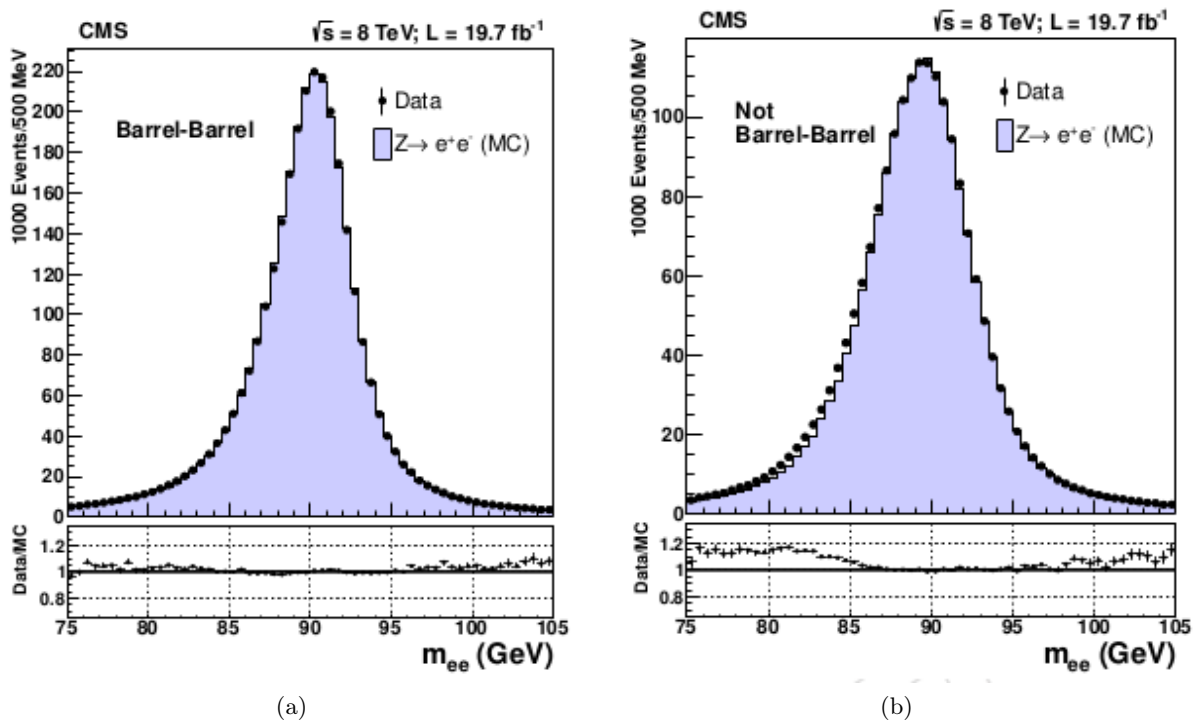


FIGURE 5.4 – Masse invariante des événements $Z \rightarrow ee$ des données et des simulations à 8 TeV, où les électrons sont reconstruits comme des photons et où l’ensemble des corrections et smearing ont été appliqués. Le Graphique (a) correspond aux événements avec les deux électrons dans EB, et le (b) correspond aux événements restants [99].

	Tonneau		Bouchons		Tonneau et Bouchons		
$r9$	HoE	CovIEtaIEta	HoE	CovIEtaIEta	EtCorrHcallIso	EtCorrTrkIso	ChargedPFIso
$\leq 0,9$	$< 0,075$	$< 0,0014$	$< 0,075$	$< 0,034$	$< 4 \text{ GeV}$	$< 4 \text{ GeV}$	$< 4 \text{ GeV}$
$> 0,9$	$< 0,082$	$< 0,0014$	$< 0,075$	$< 0,034$	$< 50 \text{ GeV}$	$< 50 \text{ GeV}$	$< 50 \text{ GeV}$

TABLE 5.4 – Coupures de présélection appliquées aux données et simulations 2012.

Les coupures associées à ces variables sont résumées dans le tableau 5.4. Par ailleurs, afin d'éviter la mauvaise identification d'un électron comme un photon, un veto électron est appliqué ("Conversion Safe Electron Veto"). Il consiste en la suppression d'un candidat photon si son supercluster correspond aussi à un électron n'étant pas associé à une conversion et ne possédant pas de coups manquants dans le trajectographe. L'efficacité de la présélection a été évaluée avec des événements $Z \rightarrow ee$ en utilisant la méthode de "Tag and Probe", en inversant le veto électron. L'efficacité de ce veto a pour sa part été étudiée avec nos désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ (sélectionnés comme décrits dans la section 4.1.3) en faisant le rapport du nombre de photons passant le veto électron sur le nombre total de photons passant la présélection.

5.2.2.2 PhotonID

Après l'étape de présélection, un arbre de décision boosté (BDT) est utilisé afin de distinguer les photons prompts des non-prompts. Ces derniers sont issus majoritairement de la désintégration de mésons neutres de haut P_T , où les deux photons sont inclus dans un même supercluster et ressemblent à un unique photon. Ce BDT est entraîné à l'aide d'échantillons de simulations. Les photons prompts, utilisés comme signal dans l'entraînement du BDT, proviennent des datasets "doubleEMEnriched" (voir tableau 5.2), tout comme les photons non-prompts. La moitié des photons non-prompts et la totalité des photons prompts sont employés lors de la phase d'entraînement. En plus de la présélection et d'une coupure $E_T > 20 \text{ GeV}$, nous requérons que les photons prompts coïncident avec les photons générés (correspondance à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,3$ avec un photon dont la mère est un quark ou un antiquark), contrairement aux photons non-prompts qui ne doivent pas correspondre à un photon généré. Par ailleurs, pour que l'entraînement soit le plus indépendant possible du point de vue de la cinématique du photon, les variables P_T et η_{SC} des photons prompts sont repondérées afin de correspondre à celles des photons non-prompts de bruit de fond.

Le BDT d'identification prend en compte la forme des gerbes avec les variables d'entrée : $\sigma_{i\eta i\eta}$, $cov_{i\eta i\phi}$, E_2/E_5 , $r9$, σ_η , σ_ϕ et σ_{RR} (pour les bouchons). D'autre part, les variables d'isolation $ChargedPFIso$ (pour le vertex sélectionné et pour le vertex de score le plus bas, voir section 5.2.3) et $PhotonPFIso$ (isolation du photon issu de l'algorithme de "particle flow" à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,3$) sont aussi employées. Une information sur l'empilement est donnée avec l'utilisation de la densité d'énergie moyenne par angle solide ρ . Enfin, la pseudorapidité et l'énergie RAW du supercluster sont utilisées comme variables d'entrées afin de prendre en compte la dépendance des variables de formes de gerbes et d'isolation de E_T^{RAW} et

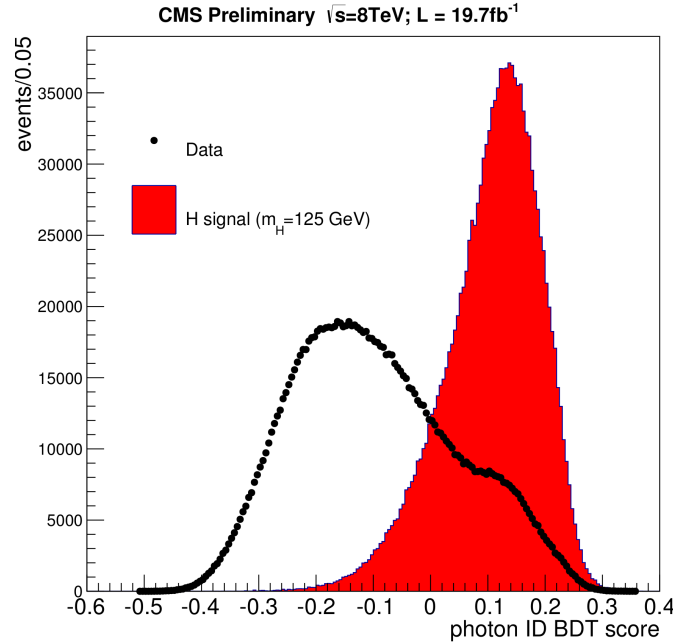


FIGURE 5.5 – Sortie du BDT d’identification des photons pour les photons de plus bas score des paires diphoton pour la plage de masse $100 < m_{\gamma\gamma} < 180$ GeV pour les événements de données à 8 TeV passant la présélection et pour les événements de signal simulés [99].

η . Le BDT a été vérifié contre le surentraînement et sa performance a été évaluée en utilisant les photons prompts issus de la désintégration de bosons de Higgs simulés et la deuxième moitié des photons non-prompts des échantillons "doubleEMEnriched". La figure 5.5 présente la sortie du BDT pour les données et les simulations. Comme nous pouvons le voir, ce BDT a été optimisé afin de conserver le maximum de photons issus d’un boson de Higgs (en rouge).

Seule une coupure très lâche sur la sortie du BDT ($BDT_{output} > -0,2$) est appliquée en plus de la présélection. Les valeurs de sortie du BDT pour chaque photon, de même que treize autres variables (centrées sur la cinématique de l’événement), sont ensuite utilisées comme entrées du BDT de classification des événements (voir section 5.2.4). Finalement, la validation des variables d’entrées et de la sortie du BDT d’identification des photons est réalisée grâce à des électrons de $Z \rightarrow ee$ reconstruits comme des photons, ainsi qu’avec des photons issus des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$.

5.2.3 Vertex diphotons

5.2.3.1 Identification du vertex

Comme nous le mentionnions plus tôt, la résolution en masse d’une résonance étroite avec désintégration en deux photons est dominée par la résolution en énergie des photons et par la détermination de l’angle d’ouverture entre les deux photons. La région d’interaction au cœur de CMS possédant une largeur moyenne de 5 cm et l’empilement moyen étant d’environ 20 interactions par croisement de paquet, la résolution sur l’angle d’ouverture n’est négligeable devant la résolution en énergie que si le point d’interaction est connu à moins de 10 mm.

Ainsi, la résolution en masse peut être préservée en assignant correctement le vertex aux deux photons reconstruits. Pour ce faire, un discriminant multivarié sélectionne le meilleur vertex en exploitant les propriétés cinématiques des traces, leur corrélation avec la cinématique diphoton et l'information provenant des conversions. Dans les événements où au moins un des deux photons se convertit en une paire e^+e^- (dans le tonneau, environ 50 % des photons se convertissent en amont du ECAL et près de 66 % dans les bouchons), les traces de conversions reconstruites permettent de déterminer la coordonnée longitudinale du vertex d'interaction primaire. La reconstruction des conversions a été validée avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ ayant passés la présélection. Pour le cas d'événements avec deux photons non-convertis, seules des variables cinématiques sont utilisées pour identifier le bon vertex :

$$\begin{aligned}
- \text{sumpt2} &: \sum_i |\vec{P}_T^i|^2 \\
- \text{ptbal} &: - \sum_i \vec{P}_T^i \cdot \frac{P_T^{\vec{\gamma}}}{|P_T^{\vec{\gamma}}|} \\
- \text{ptasym} &: (|\sum_i \vec{P}_T^i| - P_T^{\vec{\gamma}}) / (|\sum_i \vec{P}_T^i| + P_T^{\vec{\gamma}})
\end{aligned}$$

où les sommes portent sur toutes les traces associées à un vertex donné. Dans le cas d'une conversion, la variable $\text{pullconv} = |z_{\text{vertex}} - z_{\text{conv}}| / \sigma_{\text{conv}}$ est ajoutée, avec z_{conv} la position estimée du vertex primaire et σ_{conv} la résolution mesurée dans les données

Ces variables sont combinées au sein d'un BDT, entraîné avec des événements simulés de $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H = 120$ GeV. Ses performances ont été testées avec des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ réels où l'on supprime les muons de l'événement pour reproduire le cas $H \rightarrow \gamma\gamma$ non convertis, et $\gamma + jets$ (photons convertis).

5.2.3.2 Probabilité de sélection du bon vertex

La fraction des événements où le vertex n'est pas choisi correctement étant élevée (efficacité de sélection du vertex de 79,6 % pour un boson de Higgs à 125 GeV), l'estimation d'une probabilité de bonne assignation du vertex événement par événement est importante afin d'être en mesure de profiter de la très bonne résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Ainsi, un deuxième discriminant multivarié (BDT) a été développé pour répondre à cette nécessité. Ce BDT est entraîné à étiqueter les événements où le vertex choisi est à une distance inférieure à 10 mm du vertex généré (\equiv "right vertex" ; distance supérieure à 10 mm \equiv "wrong vertex"), à partir d'échantillons de simulation $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H = 130$ GeV. Les variables d'entrée utilisées sont les suivantes : la sortie du BDT d'identification du bon vertex, le nombre de vertex dans l'événement, l'impulsion transverse du couple diphoton ($P_T^{\gamma\gamma}$), les distances entre le vertex choisi et le deuxième et troisième meilleur vertex, ainsi que le nombre de photons avec une trace de conversion associée. Le BDT a été entraîné afin de donner un score faible aux événements où il est probable que le vertex ait été correctement assigné. La probabilité de sélection du vertex a une relation linéaire avec la sortie du BDT d'identification du vertex. Le BDT de probabilité de sélection du bon vertex a été testé avec des événements simulés de signal (voir figure 5.6) et a été validé dans les données en utilisant les événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ et $\gamma + jets$ (voir figure 5.7).

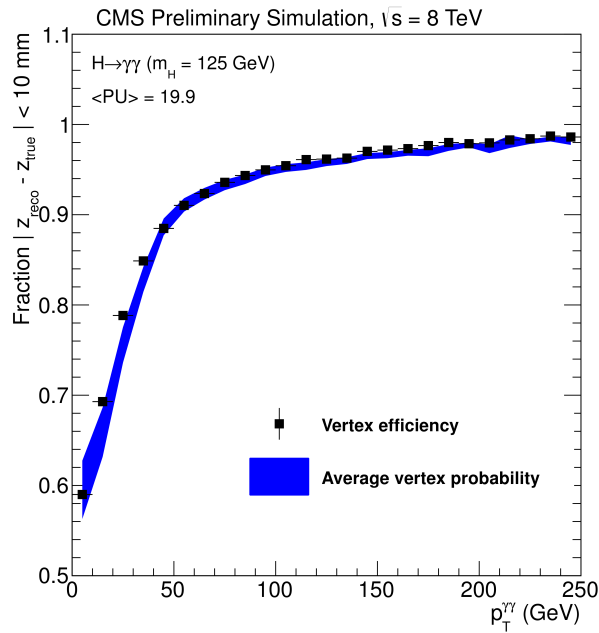


FIGURE 5.6 – Fraction des vertex diphotons associés à un vertex reconstruit avec une distance inférieure à 10 mm par rapport au vertex du boson de Higgs simulé [99].

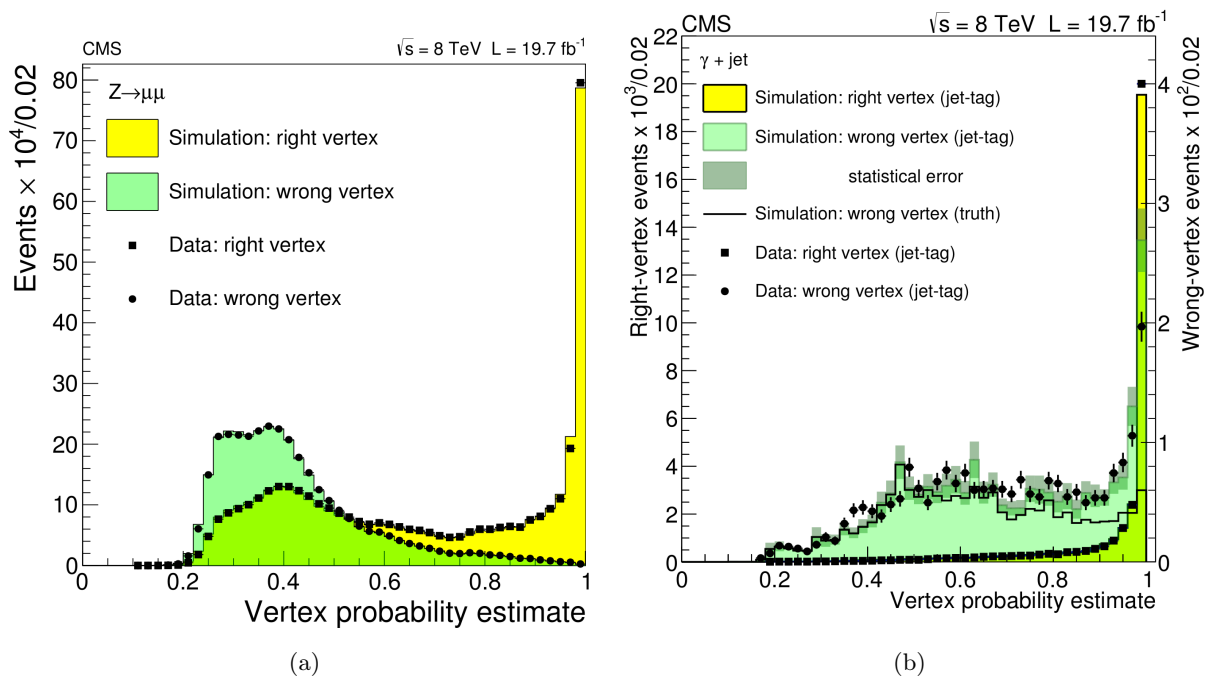


FIGURE 5.7 – Sortie du BDT de probabilité de sélection du bon vertex pour des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ (a) et $\gamma + jets$ (b) de données et de simulation à 8 TeV [99].

5.2.4 Classification des événements

Seuls les événements avec deux photons, qui satisfont les critères de présélection, avec une masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ comprise entre 100 et 180 GeV, et avec $P_T^{\gamma(1)} > m_{\gamma\gamma} / 3$ et $P_T^{\gamma(2)} > m_{\gamma\gamma} / 4$ ($P_T^{\gamma(1)}$ et $P_T^{\gamma(2)}$ sont respectivement les impulsions transverses des photons "Lead" et "Sublead") sont utilisés dans l'analyse. Ces dernières coupures en P_T^γ permettent d'éviter la déformation de $m_{\gamma\gamma}$ pour les faibles valeurs de la masse invariante diphoton. En addition, seuls les événements avec une valeur de sortie du BDT d'identification des photons supérieure à -0,2 sont conservés (ce critère permet de retenir 99 % du signal et de rejeter 23,5 % du bruit de fond). Enfin, s'il y a plus d'un candidat diphoton dans un événement donné, alors seul le couple avec la somme d'impulsions transverses la plus élevée est sélectionné.

Afin d'obtenir la meilleure sensibilité en fin d'analyse, les événements sont séparés en plusieurs catégories suivant leur résolution en masse et leur probabilité de faire partie du signal plutôt que du bruit de fond. En premier lieu, certains événements sont extraits et étiquetés grâce à la présence d'objets additionnels qui caractérisent un mécanisme de production particulier. Le reste des événements (~ 99 % de l'ensemble) est pour sa part classé à l'aide d'un discriminant multivarié. Finalement, nous arrivons à un total de 14 catégories pour l'analyse à 8 TeV.

5.2.4.1 Discriminant multivarié de classification des événements

Un discriminant multivarié (BDT) est utilisé afin de catégoriser les événements non étiquetés. Il a été optimisé afin que sa sortie soit d'autant plus grande que la résolution en masse d'un événement est bonne et que sa probabilité d'être un signal est élevée. L'analyse statistique s'appuyant sur un ajustement de la masse invariante diphoton, les variables d'entrée de ce BDT sont choisies en raison de leur faible dépendance en masse et sont construites de manière à être sans dimension (celles avec une unité d'énergie sont divisées par $m_{\gamma\gamma}$). Ce discriminant utilise notamment un estimateur de la résolution en masse par événement, la sortie du BDT d'identification des photons et des informations sur la cinématique diphoton. La liste complète des variables d'entrée est donnée ci-dessous :

- $P_T^{\gamma(1)}/m_{\gamma\gamma}$ et $P_T^{\gamma(2)}/m_{\gamma\gamma}$: impulsions transverse des photons "lead" et "sublead" normalisées.
- $\eta^{\gamma(1)}$ et $\eta^{\gamma(2)}$: les pseudorapidités des photons "lead" et "sublead"
- $\cos(\phi^{\gamma(1)} - \phi^{\gamma(2)})$: le cosinus de l'angle entre les deux photons dans le plan transverse.
- $\sigma_m^{\text{correct(incorrect)}}/m_{\gamma\gamma}$: résolutions en masse invariante diphoton attendues, sous l'hypothèse que le vertex ait été correctement (*correct*) choisi ou non (*incorrect*). Elles dépendent de plusieurs facteurs : de l'emplacement des dépôts d'énergie associés dans le calorimètre, d'une information concernant la conversion d'un ou deux photons en amont du ECAL et de la probabilité de sélection du bon vertex.
- p_{vtx} : la probabilité de sélection du bon vertex.
- la sortie du BDT d'identification de chacun des photons.

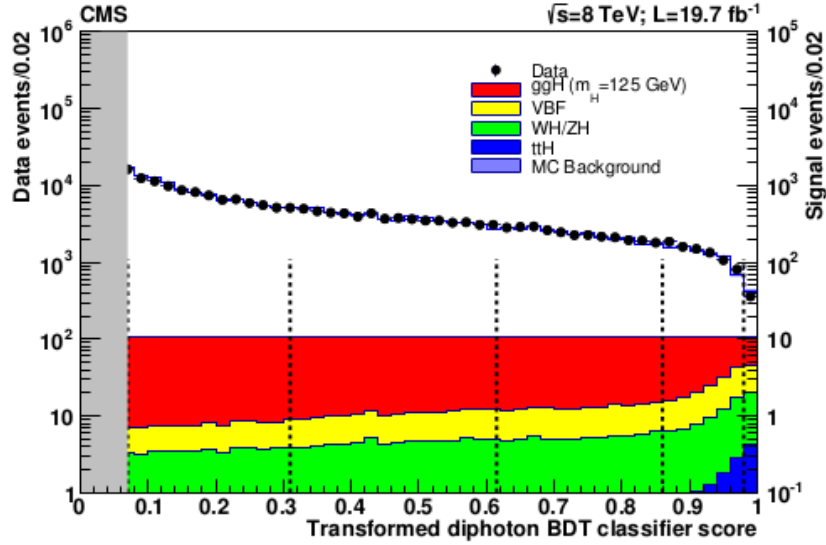


FIGURE 5.8 – Sortie transformée du BDT diphoton pour les événements présélectionnés de données et de signal simulé [99].

De plus, pour s’assurer que le BDT attribue bien une valeur élevée aux événements avec une bonne résolution en masse, chaque événement est pondéré par un facteur inversement proportionnel à la résolution en masse :

$$w_{sig} = \frac{p_{vtx}}{\sigma_m^{correct}/m_{\gamma\gamma}} + \frac{1 - p_{vtx}}{\sigma_m^{incorrect}/m_{\gamma\gamma}} \quad (5.1)$$

Ces poids permettent uniquement d’optimiser la catégorisation du BDT diphoton et ne seront plus utilisés dans la suite de l’analyse.

Ce classificateur multivarié attribue à chaque événement des données un score. La figure 5.8 présente les performances de ce BDT sur des échantillons de signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec $m_H = 125$ GeV et sur les données à 8 TeV ayant passées la présélection. La sortie du BDT a été transformée afin que la somme des événements de signal ait une distribution plate et uniforme sur l’ensemble du score du BDT transformé. Les événements ont été séparés en plusieurs catégories dont le nombre et les limites ont été optimisés afin d’avoir la meilleure sensibilité en fin d’analyse (les lignes verticales en pointillés sur la figure 5.8 indiquent les frontières entre les différentes catégories). Nous pouvons voir que les données sont complètement dominées par les événements de bruit de fond et que le rapport signal sur bruit augmente de manière conséquente avec le score du BDT. Mentionnons également que le comportement du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulé a été validé grâce à l’utilisation de données et de simulations $Z \rightarrow ee$ où les électrons ont été reconstruits comme des photons.

5.2.4.2 Événements étiquetés dans des canaux exclusifs

Comme nous le mentionnions plus tôt dans ce chapitre, des sélections peuvent être enrichies pour des mécanismes de production autres que ggH en requérant la présence d’objets

supplémentaires, en plus de la paire diphoton. Ainsi, les bosons de Higgs produits par fusion de boson vecteur sont accompagnés de paires de jets fortement séparés en pseudorapidité. La production par HiggsStrahlung est quant à elle accompagnée par des leptons chargés, de l'énergie transverse manquante, ou par des jets provenant de la désintégration des bosons W ou Z . Enfin, avec la production $t\bar{t}H$, les quarks top se désintègrent et les deux photons sont alors accompagnés de jets de b et de leptons chargés ou de jets additionnels. Le fait d'étiqueter tous ces mécanismes a pour effet d'accroître significativement la précision de l'analyse sur la mesure de la force du signal ainsi que sur les mesures des différents couplages du boson de Higgs.

Dans un premier temps, les événements avec des leptons issus de désintégrations leptoniques ou semi-leptoniques sont sélectionnés. La catégorie ciblant le mécanisme $t\bar{t}H$ est alors construite (voir 5.2.4.2). Puis, les autres événements avec des leptons sont séparés en deux catégories $VHLeptonTight$ (deux leptons de même saveur ou un lepton et de l'énergie transverse manquante) et $VHLeptonLoose$ (un lepton). Dès lors, les événements avec deux jets sont classés en trois catégories à l'aide d'un BDT pour cibler le processus VBF : $DijetTag0$, $DijetTag1$ et $DijetTag2$. Ensuite, les événements avec une grande énergie transverse manquante (> 70 GeV) sont rangés dans la catégorie $VHMETTag$. Les événements avec au moins un jet de b + quatre jets forment une nouvelle catégorie ciblant le mécanisme $t\bar{t}H$: $t\bar{t}HMultijetTag$. Après, les événements où une paire de jet est compatible avec un boson W ou Z forment la catégorie $VHDijetTag$. Enfin, les événements restant sont regroupés en cinq catégories à l'aide du BDT diphoton : $Untagged0$ à $Untagged4$.

Sélection VBF :

La fusion de bosons vecteurs permet d'avoir dans l'état final deux jets vers l'avant, provenant de la dispersion de deux quarks. Une présélection lâche des événements dijet est appliquée et un BDT est entraîné sur des événements de simulation passant cette présélection afin de séparer le signal VBF du bruit de fond diphoton. Les événements de signal produit par ggH et passant la présélection sont inclus au bruit de fond pour l'entraînement du BDT. Dès lors, un autre BDT (combiné) est entraîné et utilise comme variables d'entrée le score des BDT dijet et diphoton ainsi que l'impulsion transverse du système diphoton. Finalement, les événements étiquetés VBF sont sélectionnés s'ils passent la présélection dijet et une coupure minimum sur le score du BDT combiné. Ils sont ensuite classifiés suivant le score de ce BDT en trois catégories, dont les frontières sont indiquées en lignes pointillées sur la figure 5.9.

La présélection requière que les deux jets de plus grand P_T dans l'événement, avec $|\eta| < 4,7$ (au delà de $|\eta| = 4,7$, les corrections en énergie des jets sont moins fiables), aient respectivement $P_T > 30$ GeV et $P_T > 20$ GeV ainsi qu'une masse invariante supérieure à 75 GeV. Par ailleurs, le seuil en P_T du photon lead est augmenté : $P_T^{\gamma(1)} > m_{\gamma\gamma} / 2$. Les jets issus de l'empilement sont quant à eux supprimés en utilisant un critère basé sur la largeur des jets et sur la compatibilité des traces avec le vertex primaire. Enfin, tous les jets à l'intérieur d'un cône $\Delta_R < 0,5$ autour d'un des deux photons sont rejetés afin d'éviter que les photons aient été inclus dans la reconstruction des jets. Pour le BDT dijet, les variables d'entrée

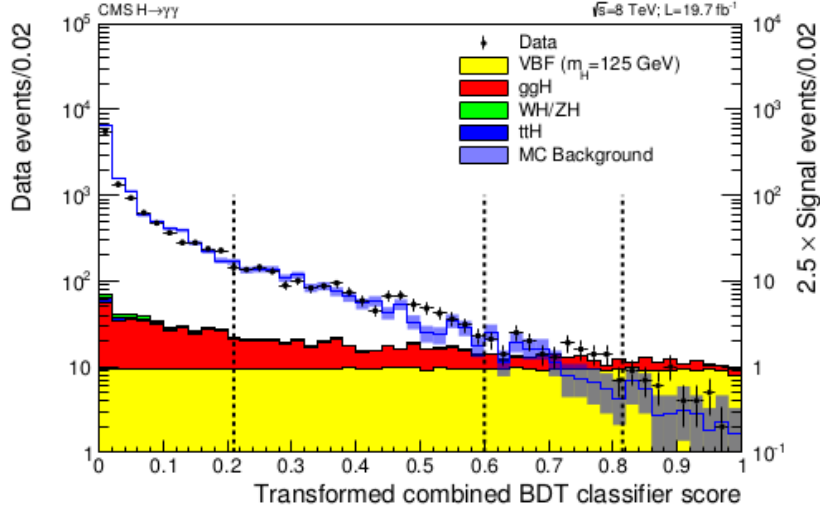


FIGURE 5.9 – Sortie du BDT combiné dijet/diphoton pour les événements présélectionnés de données, de signal et de bruit de fond. Les lignes pointillées verticales correspondent aux frontières des catégories d'événements [99].

sont les suivantes : l'impulsion transverse des photons, $P_T^{\gamma(1)}/m_{\gamma\gamma}$ et $P_T^{\gamma(2)}/m_{\gamma\gamma}$, l'impulsion transverse des deux jets de plus haut P_T , la masse invariante dijet, la différence entre les deux pseudorapidités des jets, la différence en pseudorapidité entre les couples dijet et diphoton et la différences en ϕ entre ces deux paires.

Sélection VH :

La sélection des événements produits par HiggsStrahlung a été obtenue en minimisant l'incertitude attendue sur la mesure de la force du signal, en utilisant des régions de contrôle dans les données pour estimer le bruit de fond et des échantillons de simulation pour évaluer l'efficacité sur le signal. Quatre grandes classes ont été définies à l'aide des événements avec un muon ou avec un électron passant des critères d'identification, des événements avec au moins deux jets et des événements avec une importante énergie transverse manquante (\cancel{E}_T). Pour les catégories leptoniques et en \cancel{E}_T , les événements doivent satisfaire la coupure $P_T^{\gamma(1)} > 3 m_{\gamma\gamma} / 2$, et $P_T^{\gamma(1)} > m_{\gamma\gamma} / 2$ pour la catégorie avec au moins deux jets.

Les muons sont reconstruits en utilisant l'algorithme de "particle flow" et doivent avoir $|\eta| < 2,4$. Ils sont soumis à une sélection stricte, basée sur la qualité des traces et le nombre de coups dans le trajectographe et les chambres à muons. En outre, chaque muon du trajectographe doit correspondre à un muon du spectromètre afin de réduire la contamination des muons produits lors de la désintégration de hadrons et dans les interactions dans le halo des faisceaux. Finalement, un critère d'isolation assez lâche est appliqué. Les électrons utilisent la même région en acceptance du ECAL que les photons et sont identifiés à l'aide d'une technique multivariée (technique utilisée pour le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ [100]). Leurs traces ne peuvent pas avoir de coup manquant dans le détecteur à pixels et doivent passer des critères sur le paramètre d'impact transverse et longitudinal par rapport au vertex. Par ailleurs, les

électrons ne doivent pas provenir de conversion et doivent satisfaire comme pour les muons une coupure d'isolation "particle flow".

Deux catégories leptoniques sont utilisées. La catégorie dite "VH tight l " est caractérisée par une signature leptonique complète, et requière la présence d'un second lepton de même saveur et de charge opposée en plus du premier ou d'une énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 35$ GeV. Pour la signature lepton + \cancel{E}_T , l'impulsion transverse du muon ou de l'électron doit être supérieure à 20 GeV. Pour la signature dilepton, ce critère est abaissé à 10 GeV, mais la masse invariante de la paire dilepton doit être comprise entre 70 et 110 GeV. Dans la seconde catégorie ("VH loose l "), seul un unique électron ou muon avec $P_T > 20$ GeV est requis, mais des critères supplémentaires sont présents afin de réduire le bruit de fond des désintégrations leptoniques du Z avec des photons FSR et ISR. Ainsi, aucun photon ne peut se trouver dans un cône $\Delta_R < 1,0$ autour d'un électron ou d'un muon, la masse invariante électron + photon doit être supérieure à $M_Z + 10$ GeV et un veto de conversion est appliqué sur les électrons afin de réduire le nombre d'électrons issus de conversions.

Les événements avec au moins deux jets forment la catégorie "VH Dijet Tag". Il faut que les paires de jets aient une impulsion transverse $P_T > 20$ GeV, soient dans l'acceptance avec $|\eta| < 2,4$ et avec une masse invariante comprise entre 60 et 120 GeV. De plus, des jets additionnels peuvent être présents et l'impulsion transverse du système diphoton doit satisfaire $P_T^{\gamma\gamma} > 13 m_{\gamma\gamma} / 12$. Enfin, la coupure $|\cos(\theta)| < 0,5$, où θ est l'angle entre le système diphoton et dijet, est appliquée afin de réduire la contamination ggh ($|\cos(\theta)|$ est plat pour VH et pique à 1 pour ggH).

La dernière catégorie ("VH MET Tag") contient les événements avec une grande énergie transverse manquante. A ces derniers, il est requis d'avoir une séparation en ϕ entre la paire diphoton et \cancel{E}_T supérieure à 2,1 et inférieure à 2,7 avec le jet de plus haut P_T . Par ailleurs, après l'application de corrections, les événements doivent satisfaire $\cancel{E}_T > 70$ GeV.

Pour chacune des quatre catégories, une coupure additionnelle sur le score du BDT diphoton est également appliquée.

Sélection $t\bar{t}H$:

La production d'un boson de Higgs en association avec des quarks top ne possède une section efficace que de 0,3 fb (NLO). Dès lors, très peu d'événements sont attendus avec notre luminosité intégrée. Afin de maximiser l'efficacité sur le signal, les événements sont séparés en deux catégories : " $t\bar{t}H$ lepton Tag" et " $t\bar{t}H$ Multijet Tag", chacune contenant à la fois les désintégrations leptoniques et hadroniques des quarks top. De la même manière que pour les catégories VH, les critères de sélection ont été obtenus en minimisant l'incertitude attendue sur la mesure de la force du signal du processus $t\bar{t}H$. Ainsi, le photon de plus haut P_T doit satisfaire $P_T^{\gamma(1)} > m_{\gamma\gamma} / 2$, le P_T des jets doit être supérieur à 25 GeV et au moins un jet de quark b doit être présent. La catégorie " $t\bar{t}H$ Multijet Tag" requiert la présence d'au moins quatre jets dans l'événement, sans leptons, et la catégorie " $t\bar{t}H$ lepton Tag" est définie en requérant au moins un jet et un lepton (électron ou muon) avec $P_T > 20$ GeV. De surcroît, une coupure sur le score du BDT diphoton est faite pour les événements entrants dans ces

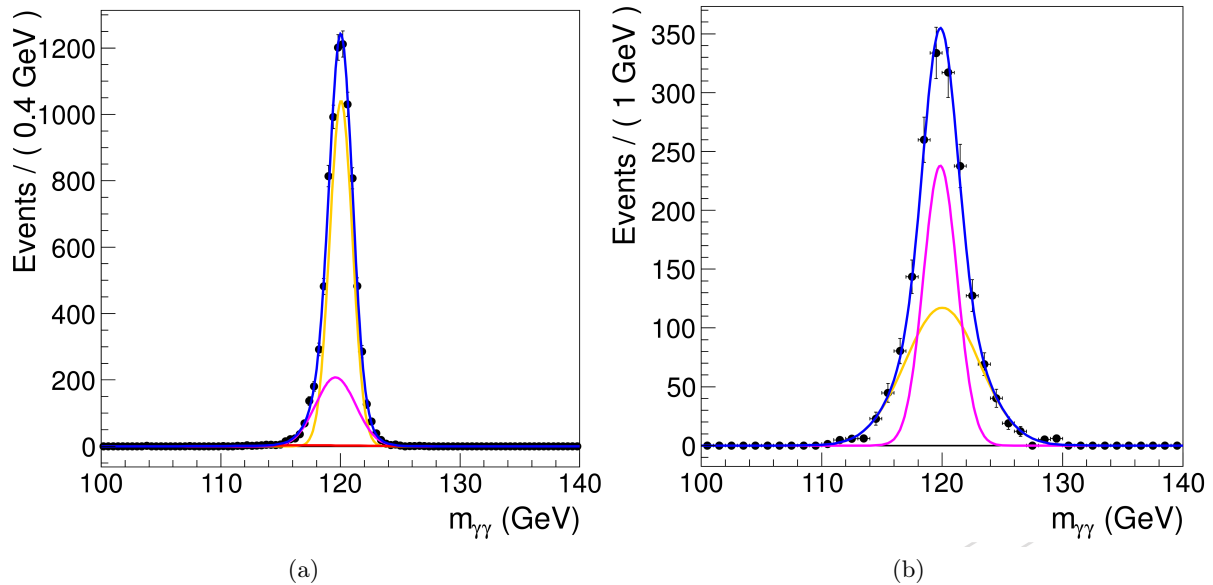


FIGURE 5.10 – Ajustements du signal simulé avec la sélection correcte du vertex primaire (a) et incorrecte (b), pour la classe inclusive $0,72 < BDT_{\gamma\gamma} < 0,89$ et pour une masse de boson de Higgs de 120 GeV issus du mécanisme ggH [99]. Les courbes bleues correspondent aux ajustements finaux, sommes des gaussiennes roses et jaunes.

deux classes.

Dans chacune des catégories que nous venons de décrire, les masses invariantes $m_{\gamma\gamma}$ pour les données et pour le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulé sont modélisées par des fonctions paramétriques. L'hypothèse d'un boson de Higgs standard en plus du bruit de fond est alors testé contre l'hypothèse bruit de fond seul en réalisant un ajustement simultané des masses invariantes diphoton dans les différentes catégories.

5.2.5 Modèle du signal

Un modèle paramétrique du signal est construit séparément pour chaque catégorie d'événements et pour chaque mécanisme de production, à partir d'un ajustement du pic de masse invariante pour les neuf valeurs de m_H dans l'intervalle $110 < m_H < 150$, par pas de 5 GeV. Deux ajustements sont réalisés pour chaque point de masse, à l'aide d'une somme de deux à cinq gaussiennes, suivant que le vertex ait été correctement identifié ou non. Les ajustements sont d'abord effectués pour $m_H = 125$ GeV afin de déterminer le nombre de gaussiennes à utiliser et les valeurs de départ de leurs paramètres pour les ajustements des autres points de masse. La résolution sur le pic du signal pour les événements avec un choix incorrect du vertex primaire est beaucoup moins bonne que dans le cas d'un choix de vertex correct (pour la catégorie "Untagged 0" par exemple (voir figure 5.10) : FWHM correct $\sim 1,5$ GeV et FWHM incorrect $\sim 2,3$ GeV). Un exemple représentatif de ces ajustements est donné par la figure 5.10, correspondant au mécanisme ggH de la seconde catégorie inclusive de plus haut score du BDT diphoton. La forme combinée dans chaque catégorie est construite en sommant

les formes des deux sous-composantes (choix correct et incorrect du vertex), en fonction de l'efficacité d'identification du bon vertex déterminé dans les simulations. Finalement, les modèles de signal pour les points de masse intermédiaires sont obtenus grâce à une interpolation linéaire des paramètres d'ajustements.

5.2.6 Modèle du bruit de fond

Dans chaque catégorie, le bruit de fond est modélisé en ajustant la masse invariante diphoton des données avec une fonction analytique, dans l'intervalle $100 < m_{\gamma\gamma} < 180$. Une méthode a été développée afin de traiter les incertitudes systématiques associées au choix de la fonction d'ajustement (méthode de l'enveloppe), de la même manière que les erreurs systématiques associées aux autres mesures. Ainsi, le choix de la fonction d'ajustement du bruit de fond est inclus comme un paramètre de nuisance discret dans la fonction de vraisemblance utilisée pour extraire les résultats. Les familles de fonctions considérées sont les exponentielles, les fonctions de lois de puissance, les polynômes de Bernstein et les séries de Laurent. L'ensemble des fonctions à l'intérieur de ces familles est testé en minimisant la valeur de deux fois le logarithme négatif de la fonction de vraisemblance ($2NLL$) à laquelle est ajoutée un terme de pénalité prenant en compte le nombre de paramètres libres de la fonction considérée :

$$2NLL = -2\ln(L) + cN_p \quad (5.2)$$

où N_p est le nombre de paramètres libres de la fonction d'ajustement et $\ln(L)$ le logarithme de la fonction de vraisemblance. Pour une valeur de $c = 1$, la méthode donne des biais négligeables dans les tests réalisés avec des pseudo-expériences. Lorsque une mesure est réalisée, par exemple μ la force du signal, l'enveloppe de la plus faible valeur de $2NLL$ en fonction de μ est choisie. Cette enveloppe ne peut être que plus large que les profils de $2NLL$ obtenus par l'ajustement d'une fonction unique.

Afin d'évaluer un biais de la méthode, des pseudo-expériences sont générées pour chaque catégorie d'événements, où les données sont ajustées par des fonctions de chacune des familles. Pour chaque famille, le nombre de degrés de liberté est augmenté jusqu'à ce que le F-test entre les degrés $N+1$ et N d'un ajustement ne montre plus d'amélioration significative (p -value $< 0,05$). La fonction avec N degrés de liberté est alors retenue comme représentante de sa famille de fonctions. Pour chaque catégorie d'événements l'ajustement des données avec la fonction retenue est utilisé pour générer des pseudo-expériences. La méthode de l'enveloppe est alors appliquée à ces pseudo-expériences, avec l'ajout au bruit de fond d'une composante de signal ayant une force comprise entre un demi et deux fois celle du Modèle Standard.

Un exemple d'ajustement pour la catégorie exclusive de plus haut score du BDT diphoton est donné par la figure 5.11.

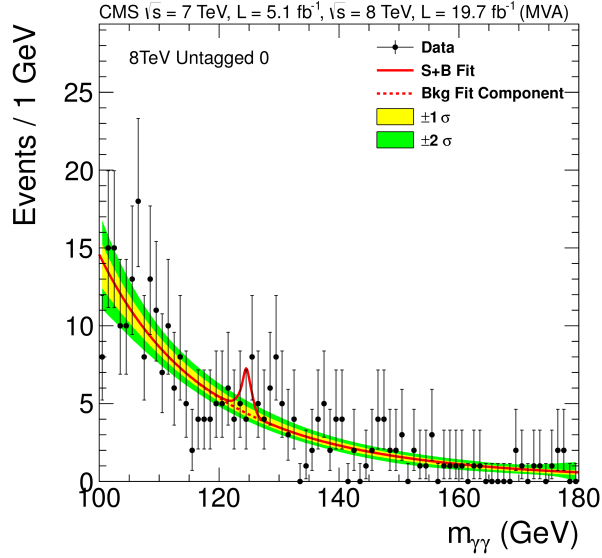


FIGURE 5.11 – Masse invariante diphoton construite avec les événements de la catégorie exclusive de plus haut score du BDT diphoton ajustée avec avec un model de signal plus bruit de fond [99].

5.2.7 Incertitudes systématiques

En plus des incertitudes systématiques sur la modélisation du bruit de fond que nous venons de mentionner, nous allons expliciter dans ce qui suit les différentes contributions de la modélisation du signal à l’erreur systématique globale. Les erreurs systématiques attribuées aux photons individuels sont les suivantes :

- *Mesure et correction de l’échelle d’énergie dans les données, et résolution en énergie dans les simulations* : Bien que les erreurs statistiques mesurées avec les électrons de $Z \rightarrow ee$ soient faibles, la méthode d’extraction donne lieu à plusieurs erreurs systématiques liées à l’imperfection de l’accord entre données et simulations. Ces incertitudes sont obtenues pour les mêmes catégories en $|\eta|$ et r_9 que les corrections de l’échelle et de la résolution et sont décorréées. Dans le tonneau, la dépendance en énergie du "smearing" gaussien appliqué aux simulations est prise en compte. De plus, il existe une incertitude globale liée à la mauvaise description possible des désintégrations $Z \rightarrow ee$ dans les simulations, provenant des imperfections de simulation des radiations dans l’état final.
- *Incertitudes sur l’échelle d’énergie dues aux différences entre photons et électrons* : Une source d’erreur importante vient d’une prise en compte imparfaite des différences entre photons et électrons dans les simulations, dont la cause principale est la mauvaise description du budget matériel en amont du ECAL (déficit de matériel dans les simulations). Une incertitude est ainsi assignée à l’énergie des photons dans les huit catégories en $|\eta|$ et r_9 . Dans l’analyse, deux paramètres de nuisance pour $|\eta| < 1,0$ et $|\eta| > 1,0$ sont utilisés pour modéliser cette incertitude. La variation de la fraction de lumière de scintillation arrivant sur les photodétecteurs en fonction de la profondeur longitudinale des cristaux est une autre différence entre les électrons et les photons. L’uniformité de la

réponse est également modifiée par les radiations induisant une perte de transparence des cristaux. L'impact sur l'incertitude de l'échelle d'énergie est estimé à environ la moitié de celle due à la mauvaise modélisation du budget matériel. Enfin, une source d'erreur supplémentaire est ajoutée afin de prendre en compte l'imperfection de la modélisation des gerbes électromagnétiques dans la dernière version de GEANT4.

- *Sortie du BDT d'identification des photons et BDT d'estimation de la résolution en énergie par photon* : La source d'erreurs principale provient de l'imperfection de simulation des variables de forme des gerbes. La contribution de ces deux incertitudes à la force du signal domine l'erreur systématique globale après l'incertitude sur les sections efficaces.
- *Efficacité de la présélection des photons* : Cette incertitude correspond à l'incertitude sur les facteurs de correction de l'efficacité données/simulations, mesurés en utilisant une technique de "Tag and Probe" avec des événements $Z \rightarrow ee$.

Par ailleurs, il existe des sources d'erreurs systématiques que nous pouvons assigner à chaque événement :

- *Non linéarité de l'échelle d'énergie* : Des différences existent entre les énergies typiques des électrons de $Z \rightarrow ee$ et celles des photons de $H \rightarrow \gamma\gamma$. Grâce aux études en catégories de E_T avec les désintégrations $Z \rightarrow ee$ et des gerbes électroniques avec les événements $W \rightarrow e\nu$, une limite de l'incertitude sur la masse diphoton (autour de 125 GeV) de 0,1 % a pu être déterminée. Pour la meilleure catégorie exclusive de l'analyse, cet effet est inférieur à 0,2 %.
- *Sections efficaces de production* : Pour obtenir ces incertitudes systématiques, les recommandations du "LHC Higgs Cross Section Working Group" [101] ont été suivies. Elles sont dominées par l'incertitude sur la section efficace ggH qui proviennent à la fois des incertitudes liées aux ordres supérieurs et aux distributions des densités partoniques. Ces incertitudes représentent les contributions les plus importantes sur la force du signal.
- *Luminosité intégrée* : L'incertitude sur la luminosité est de l'ordre de 2,6 % pour l'analyse à 8 TeV [102] [103].
- *Efficacité de l'identification du vertex* : Ces incertitudes correspondent aux erreurs sur le rapport des efficacités des données sur les simulations, dérivées à partir des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$. L'efficacité d'identification variant énormément avec l'impulsion transverse, une incertitude sur la distribution en P_T du signal est ajoutée.
- *Efficacité des chemins de déclenchement* : L'incertitude associée à chaque chemin de déclenchement est extraite grâce à l'utilisation d'une méthode de "Tag and Probe" sur les événements $Z \rightarrow ee$.

Enfin, les sources d'erreurs systématiques spécifiques aux événements sélectionnés dans les catégories étiquetées pour un mode de production particulier sont données ci-après :

- *Efficacité de l'étiquetage des jets* : La plus grande incertitude liée à l'étiquetage des mécanismes de production concernent la probabilité d'avoir un jet supplémentaire dans le processus ggH . Afin de l'évaluer, la procédure Stewart-Tackmann [104], recommandée

par le "LHC Higgs Cross Section Working Group", a été utilisée. Une contribution additionnelle à l'incertitude sur le nombre d'événements ggH dans la catégorie " $t\bar{t}H$ Multijet Tag" est due à l'incertitude sur la probabilité de désintégration d'un gluon en $b\bar{b}$. En addition, comme peu d'événements simulés ggH sont sélectionnés dans la catégorie " $t\bar{t}H$ Multijet Tag", une incertitude prend en compte la taille réduite de l'échantillon. Pour les catégories VBF , "VH Dijet Tag" et " $t\bar{t}H$ Multijet Tag", une incertitude provenant de l'algorithme utilisé pour rejeter les jets d'empilements est ajoutée. Enfin, il existe d'autres contributions plus modestes à cette incertitude qui sont dues aux corrections en énergie et à la résolution en énergie des jets.

- *Efficacité d'identification des leptons* : Pour les électrons et les muons, l'incertitude sur l'efficacité d'identification est calculée en faisant varier les facteurs de correction en efficacité données/simulations à l'intérieur de leurs incertitudes. Les différences obtenues dans l'efficacité de sélection des leptons à l'intérieur des catégories étiquetées sont prises comme incertitudes systématiques.
- *Efficacité de sélection de \cancel{E}_T* : Les incertitudes dues à la reconstructions de l'énergie transverse manquante sont estimées à la fois à partir d'événements de signal où une réelle \cancel{E}_T est attendue, ainsi qu'à partir d'autres mécanismes de production du boson de Higgs. Pour les événements VH , l'incertitude est évaluée en appliquant ou non les corrections \cancel{E}_T et en prenant la différence d'efficacité comme erreur systématique. Pour les autres modes de production, la fraction d'événements dans les queues des distributions en \cancel{E}_T est incertaine. Afin d'estimer cette incertitude, des comparaisons en \cancel{E}_T sont effectuées entre les données diphotons et des échantillons de simulation $\gamma + jet$ dans des régions de contrôle où les distributions sont censées être identiques.
- *Efficacité de l'étiquetage des quarks b* : Elles sont extraites en faisant varier les facteurs de correction en efficacité de l'étiquetage des b mesurés à l'intérieur d'une déviation standard de leur incertitude.

Pour l'analyse portant sur les données 2012 à 8 TeV, les erreurs systématiques sur la modélisation du signal sont résumées dans le tableau 5.5.

5.2.8 Analyse statistique

Une explication détaillée de la procédure générale est donnée par les références [105] et [106]. L'hypothèse d'un boson de Higgs standard en plus du bruit de fond est confrontée à l'hypothèse bruit de fond seul en réalisant un ajustement simultané de la masse invariante diphoton dans les différentes catégories. Premièrement, un paramètre μ correspondant à la force du signal est introduit et multiplie la section efficace attendue du boson de Higgs standard : $\sigma = \mu \cdot \sigma_{SM}$. Deuxièmement, chaque source d'incertitude systématique indépendante est assignée à un paramètre de nuisance θ_i . Le signal et le bruit de fond sont modélisés par les fonctions paramétriques décrites précédemment et dépendent de ces paramètres de nuisance : $\mu \cdot s(\theta)$ et $b(\theta)$. Dès lors, en prenant en compte les données et le paramètre que nous souhaitons

Sources d'erreurs systématiques		Erreurs	
Par photon		Tonneau	Bouchons
Résolution en énergie	$r_9 > 0,94$ ($ \eta > 1$ / $ \eta < 1$)	0,05 % / 0,10 %	0,07 % / 0,03 %
	$r_9 < 0,94$ ($ \eta > 1, \eta < 1$)	0,05 % / 0,09 %	0,09 % / 0,06 %
Échelle d'énergie	$r_9 > 0,94$ ($ \eta > 1$ / $ \eta < 1$)	0,05 % / 0,10 %	0,10 % / 0,05 %
	$r_9 < 0,94$ ($ \eta > 1, \eta < 1$)	0,05 % / 0,05 %	0,10 % / 0,10 %
Échelle d'énergie	$r_9 > 0,94$	0,03 % / 0,12 % / 0,34 %	0,34 %
budget matériel	$r_9 < 0,94$	0,04 % / 0,06 % / 0,22 %	0,22 %
Présélection des photons		1,0 %	2,6 %
BDT d'identification des photons		$\pm 0,01$ (décalage de forme)	
Estimation de la résolution en énergie		± 10 % (changement d'échelle)	
Par événement			
Luminosité intégrée		2,5 %	
Efficacité d'identification du vertex		0,2 %	
Efficacité de déclenchement		1,0 %	
Non linéarité de l'échelle d'énergie		0,1 % (0,2 % pour "Untagged 0")	
Sections efficaces de production		PDF	Échelle
Fusion de gluons		+7,5 % -6,9 %	+7,2 % -7,8 %
Fusion de bosons vecteurs		+2,6 % -2,8 %	0,2 %
Production WH		2,3 %	1,0 %
Production ZH		2,5 %	3,1 %
Production $t\bar{t}H$		8,1 %	+3,8 % -9,3 %
Rapport d'embranchement		+5,0 % -4,9 %	

TABLE 5.5 – Sources d'erreurs systématiques sur le signal prises en compte dans l'analyse à 8 TeV et appliquées à tous les événements.

mesurer $(\tilde{\theta})$, une fonction de vraisemblance \mathcal{L} est définie :

$$\mathcal{L}(\text{data}|\mu \cdot s(\theta) + b(\theta)) = \mathcal{P}(\text{data}|\mu \cdot s(\theta) + b(\theta)) \cdot p(\tilde{\theta}|\theta) \quad (5.3)$$

où $\mathcal{P}(\text{data}|\mu \cdot s(\theta) + b(\theta))$ est le produit des probabilités sur tous les bins de la variable discriminante ($m_{\gamma\gamma}$) dans les différentes catégories, et $p(\tilde{\theta}|\theta)$ la densité de probabilité correspondant aux mesures des paramètres de nuisance.

Ensuite, afin d'évaluer l'hypothèse de production d'un boson de Higgs pour une masse donnée, un test statistique est construit. Il s'agit d'un nombre unique obtenu en prenant en compte les données observées, le signal et le bruit de fond attendus, et toutes les incertitudes qui leurs sont associées. Ce test, basé sur le rapport de vraisemblance profilée ("profil likelihood ratio") nous permet de déterminer la proportion de signal et de bruit de fond dans les données. Finalement, pour apprécier la présence ou l'absence de signal dans les données, nous comparons la valeur observée du test statistique avec celles correspondant aux hypothèses bruit de fond seul et bruit de fond plus signal.

5.3 L'analyse à basse masse

Notre recherche de bosons de Higgs additionnels se désintégrant en deux photons, avec une masse invariante inférieure à 125 GeV, s'appuie pour l'essentiel sur l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard que nous venons de présenter. Cependant, comme la plage de masse n'est pas identique : [90,120] GeV dans notre analyse contre [110,150] GeV dans l'analyse de base, plusieurs vérifications et modifications ont du être apportées. Ainsi, il a fallu mesurer les variations d'efficacité des chemins de déclenchement utilisés, de la présélection et du BDT d'identification des photons afin d'évaluer s'ils devaient être réoptimisés pour la basse masse. Par ailleurs, le bruit de fond Drell-Yan devenant très important autour du pic du Z , un autre veto des électrons a été testé en parallèle de celui utilisé par défaut. De plus, de nouvelles formes paramétriques du bruit de fond diphoton ont été étudiées et sélectionnées afin de prendre en compte la résonance du Z à 91 GeV. Enfin, la modélisation du signal a été étendue jusqu'à une masse $m_H = 90$ GeV.

5.3.1 Modifications générales

Dans cette section nous cherchons à voir jusqu'à quelles valeurs de $M_{\gamma\gamma}$ l'analyse de base $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard reste sensible et comment il est possible de la réoptimiser afin d'explorer la région à basse masse. Les échantillons utilisés pour mener cette étude correspondent aux datasets de signal à 8 TeV des quatre mécanismes de production (ggH , $t\bar{t}H$, VBF et WZH) principaux du boson de Higgs avec une masse m_H comprise entre 80 et 150 GeV (entre 90 et 150 GeV pour WZH et $t\bar{t}H$).

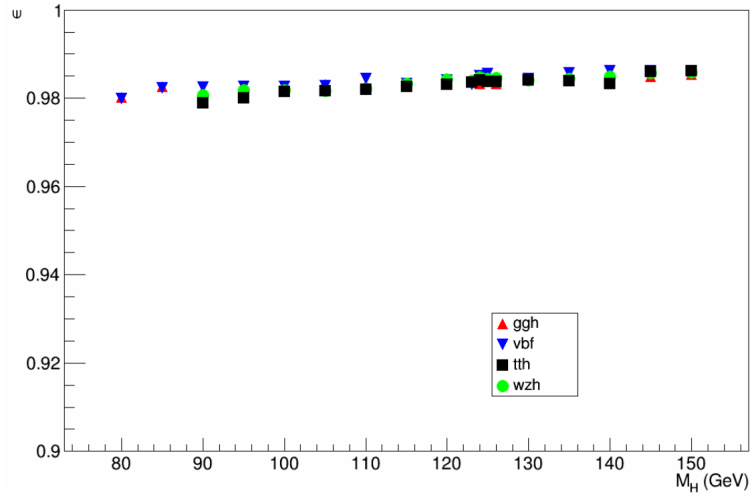


FIGURE 5.12 – Efficacité des chemins HLT en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurée avec des échantillons de signal simulés.

5.3.1.1 Efficacité du HLT

Nous cherchons ici à éviter tous les effets d'allumage dus aux chemins de déclenchement et ainsi s'assurer que nous sommes bien sur le plateau du HLT. Nous avons étudié l'impact sur le signal à basse masse des chemins suivants (chemins les plus lâches) :

- HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass60 (utilisé pour les runs A,B et C)
- HLT Photon26 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon18 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Mass70 (utilisé pour le run D)
- HLT Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85 OR CaloId10 Iso50

Nous requérons dans un premier temps que les photons reconstruits passent des coupures d'acceptance : $|\eta| < 2,5$, $|\eta| < 1,4442 \cup |\eta| > 1,5660$ et qu'ils correspondent aux photons générés. Ensuite, nous appliquons la présélection (décrite à la section 5.2.2.1), le veto des électrons de défaut ("conversion safe veto", CSV) et la sélection dite hors ligne, ne conservant que les photons ayant un score du photonID supérieur à -0,2 et les événements avec un score du BDT diphoton supérieur à -0,78 (des coupures en P_T^γ et $P_T^\gamma / m_{\gamma\gamma}$ sont également appliquées). Finalement, nous imposons aux événements restants qu'ils passent la sélection HLT afin d'en mesurer l'efficacité. La figure 5.12 présente cette efficacité en fonction de la masse du boson de Higgs standard. Comme nous pouvons le voir, l'efficacité est relativement stable entre 80 et 150 GeV autour de 98 %, et ce pour tous les modes de productions. Nous pouvons ainsi considérer que nous sommes bien dans le plateau du HLT jusqu'à 80 GeV.

5.3.1.2 Efficacité de la présélection

De la même manière que dans la section précédente avec le HLT, nous évaluons l'efficacité de la présélection (description donnée à la section 5.2.2.1) en bout de chaîne. Ainsi, les photons utilisés doivent dans un premier temps passer les coupures d'acceptance en $|\eta|$, correspondre

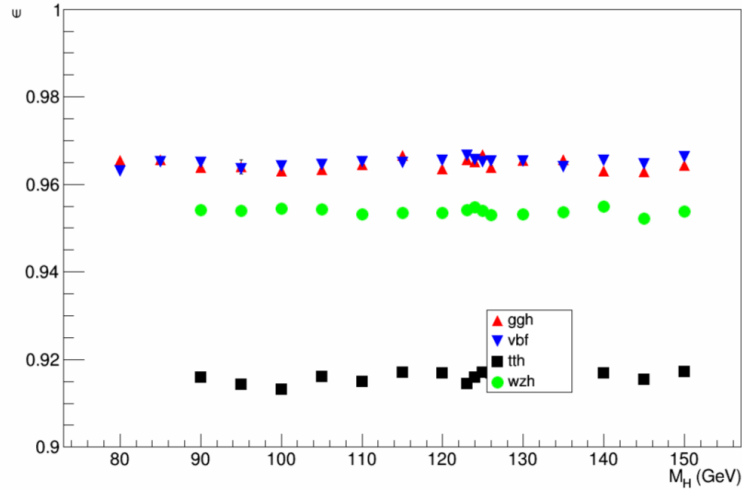


FIGURE 5.13 – Efficacité de la présélection en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurée avec des échantillons de signal simulés.

à des photons générés, et survivre à la sélection HLT et à la sélection hors ligne. Dès lors, nous appliquons la présélection (en addition avec le veto des électrons) et pouvons calculer son efficacité, donnée en fonction de m_H par la figure 5.13. Pour tous les mécanismes de production, l'efficacité est plate en fonction de m_H et supérieure à 90 %. De ce fait, nous ne chercherons pas à réoptimiser la présélection. Cependant, comme nous pouvons le voir, son efficacité est moindre pour les canaux WZH et $t\bar{t}H$. En effet, les coupures sur HoE et sur l'isolation dans le calorimètre hadronique $EtCorrHcallIso$ ont tendance à supprimer certains événements où les jets additionnels sont trop proches des photons.

5.3.1.3 Efficacité de la sélection hors ligne

Nous devons également évaluer l'efficacité de la sélection hors ligne sur le signal. Pour ce faire, les événements doivent survivre aux critères d'acceptance, de correspondance avec l'information au niveau générateur, de présélection de veto des électrons et de sélection HLT. Nous appliquons ensuite les coupures à -0,2 sur la sortie du photonID, à -0,78 sur le score du BDT diphoton ainsi que les coupures en P_T^γ et $P_T^\gamma / m_{\gamma\gamma}$ afin d'en calculer l'efficacité. La figure 5.14 la présente en fonction de la masse du boson de Higgs. Là encore, l'efficacité est plate pour toute la gamme de masse entre 80 et 150 GeV et pour tous les modes de production. Dans la suite, nous utiliserons le photonID et le BDT diphoton sans modifications pour notre analyse.

5.3.1.4 Veto des électrons

La contribution du Drell-Yan au bruit de fond devenant majoritaire autour du pic du Z , nous cherchons à réduire son importance par l'utilisation d'un autre veto des électrons, sans perdre trop d'efficacité sur le signal. Outre la recherche d'un meilleur rapport signal sur bruit, la réduction du pic du Z devrait faciliter l'ajustement de la masse invariante diphoton. Ainsi,

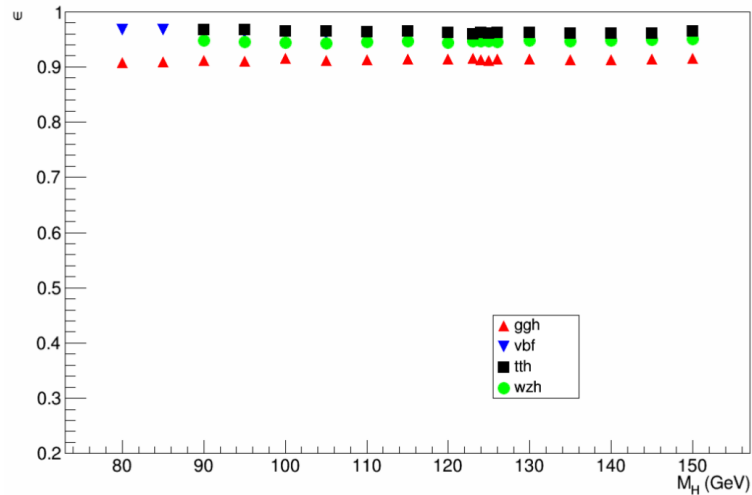


FIGURE 5.14 – Efficacité de la sélection hors ligne en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurée avec des échantillons de signal simulés.

nous comparons le veto électron de base ("conversion safe electron veto", CSV) avec un second ("notHasPixelSeed veto", PSV), basé sur le rejet de tous les candidats photons ayant un ou plusieurs coups dans le détecteur à pixels. Dans un premier temps, nous pouvons observer les modifications en efficacité apportées par ce nouveau veto sur l'efficacité de sélection HLT (figure 5.15), la présélection (figure 5.16) et sur la sélection hors ligne (figure 5.17). Entre les deux vetos, l'efficacité sur la sélection HLT est inchangée, et celle sur la sélection hors ligne est même meilleure avec l'utilisation du veto PSV (gain d'environ 3 % pour le canal ggH). En revanche l'efficacité sur la présélection chute de près de 14 % avec ce nouveau veto. Cet effet est normal puisque le veto des électrons fait partie intégrante de la présélection. Pour tous les cas étudiés, l'efficacité reste stable sur toute la plage de masse entre 80 et 150 GeV.

Intéressons-nous maintenant à l'efficacité de rejet des événements de Drell-Yan. Nous pouvons observer pour cela la figure 5.18 qui montre la masse invariante diphoton correspondant au bruit de fond Drell-Yan, où les deux électrons issus du boson Z sont identifiés comme des photons, pour les deux vetos des électrons. Avec le veto des électrons PSV, nous réduisons la contribution Drell-Yan toujours présente avec l'utilisation du veto CSV de près de 80 %. Sur la plage de masse comprise entre 80 et 190 GeV, nous passons ainsi d'une proportion de 0,75 % d'événements Drell-Yan à seulement 0,16 %. Dans la suite, nous allons réaliser deux analyses en parallèle avec les deux vetos afin d'évaluer leur performances respectives en terme de limites d'exclusion.

5.3.1.5 Diminution des effets d'allumage

Nous avons vu qu'avec la sélection HLT nous conservons une efficacité plate sur le signal jusqu'à 80 GeV. Comme nous ne possédons pas encore d'échantillons de simulation avec $m_H < 80$ GeV, nous allons utiliser les données réelles afin de voir à partir de quelles masses les effets d'allumage commencent. Ces effets n'apparaissent pas aux mêmes masses pour toutes

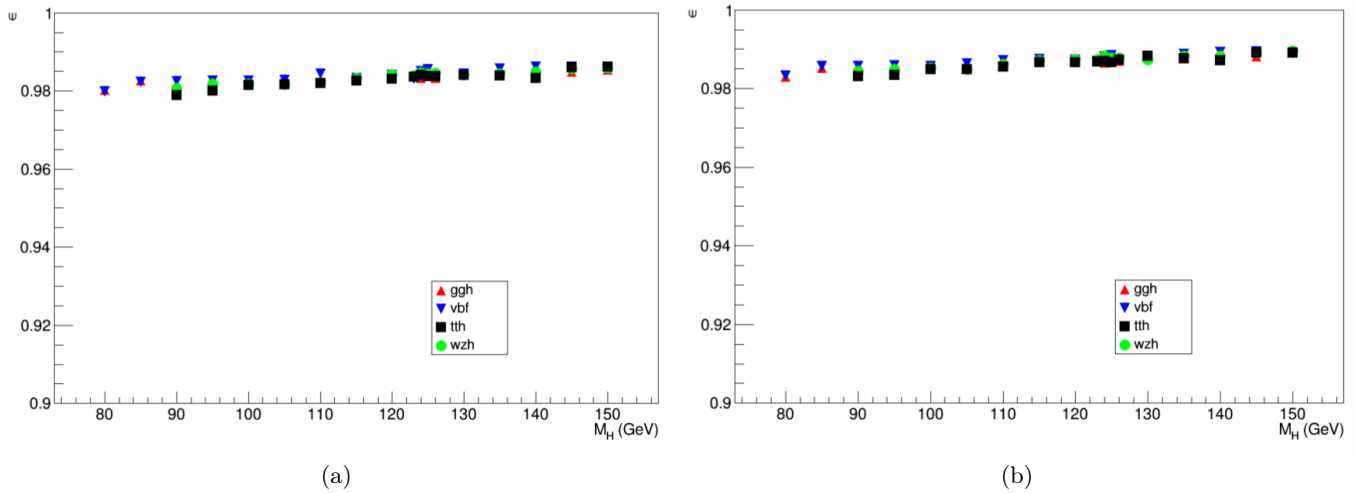


FIGURE 5.15 – Efficacités des chemins HLT en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurées avec des échantillons de signal simulés, pour les vetos CSV (a) et PSV (b).

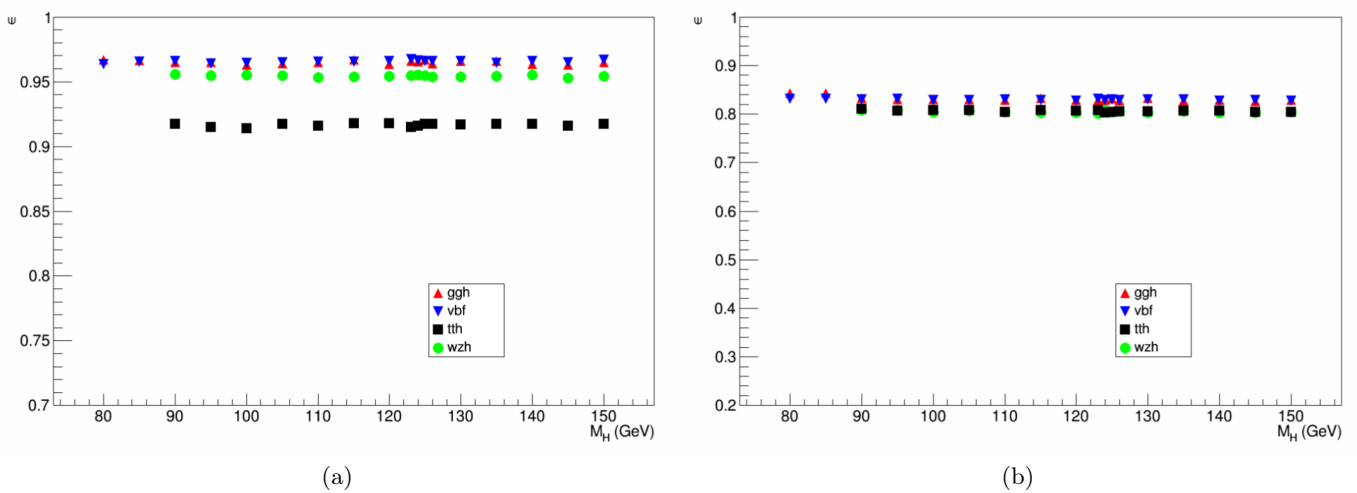


FIGURE 5.16 – Efficacités de la présélection en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurées avec des échantillons de signal simulés, pour les vetos CSV (a) et PSV (b).

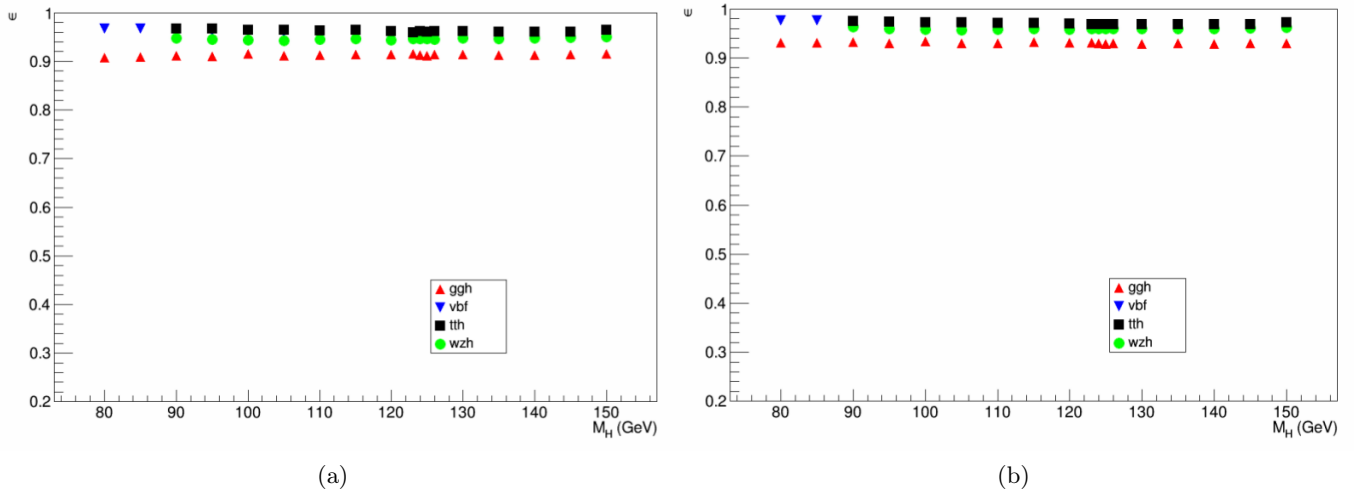


FIGURE 5.17 – Efficacités de la sélection hors ligne en fonction de la masse du boson de Higgs standard, mesurées avec des échantillons de signal simulés, pour les vetos CSV (a) et PSV (b).

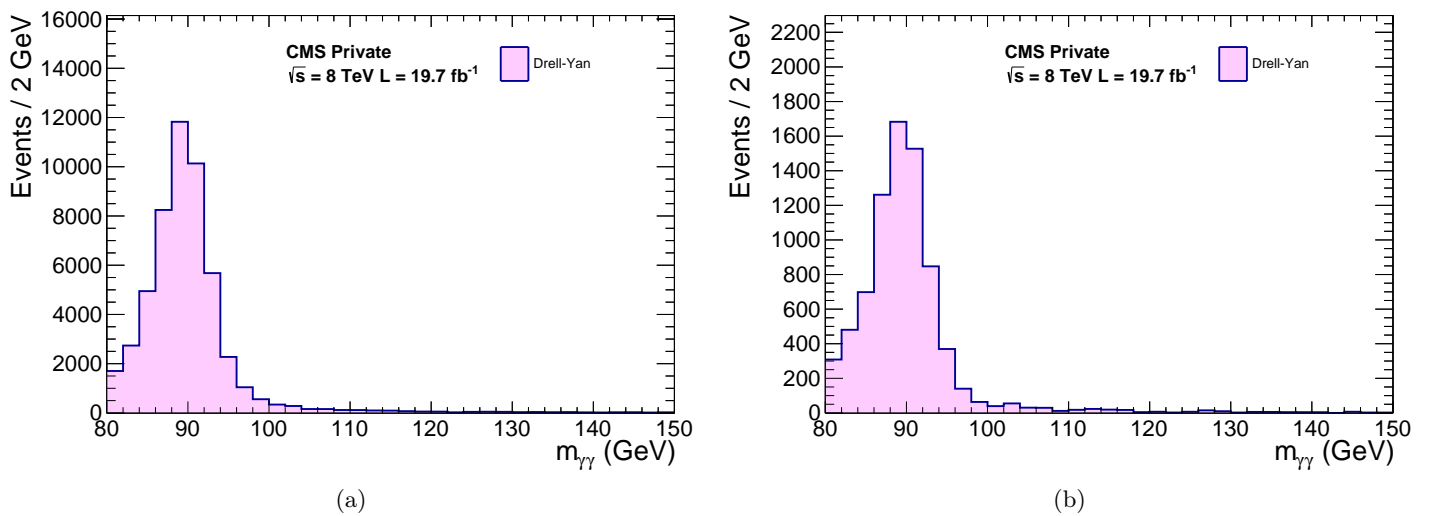


FIGURE 5.18 – Masses invariantes diphoton après sélection pour le bruit de fond Drell-Yan, pour les vetos électrons CSV (a) et PSV (b).

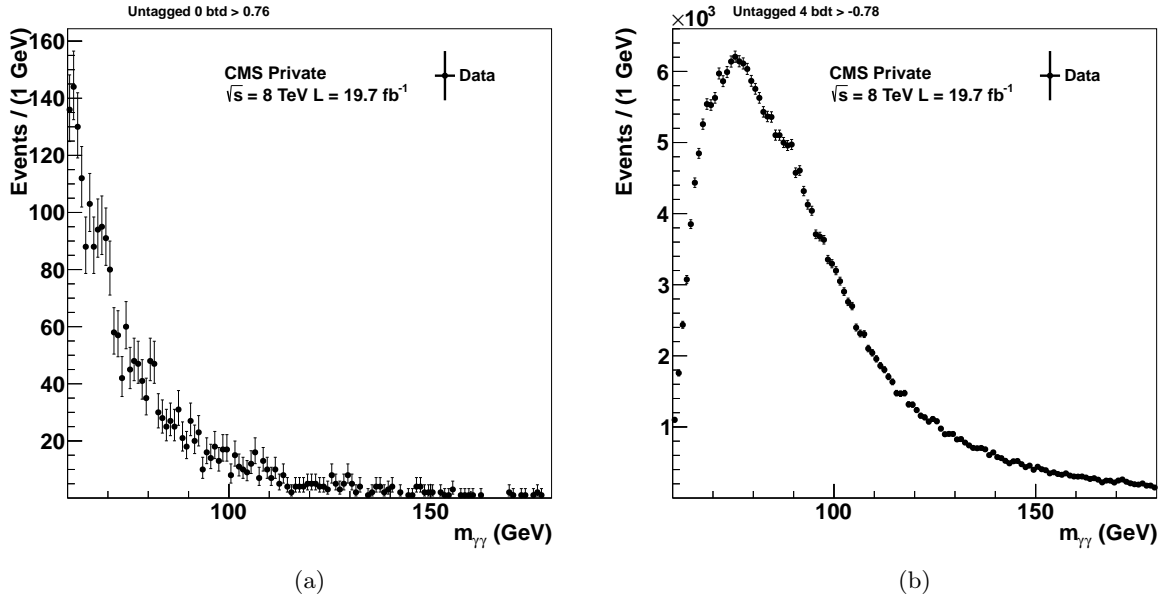


FIGURE 5.19 – Masses invariantes diphoton dans les catégories non étiquetées 0 (a) ($0,76 < \text{Sortie}_{BDT2\gamma} < 1,0$) et 4 (b) ($-0,78 < \text{Sortie}_{BDT2\gamma} < -0,42$) pour les données à 8 TeV et pour le veto PSV.

les catégories d'événements. Ainsi, plus le score du BDT diphoton est bas, moins les catégories sont censées contenir du signal. La majorité des événements retenus dans ces catégories a dû passer des chemins de déclenchement plus durs. Prenons ainsi l'exemple des catégories de plus haut et de plus bas score sur le BDT diphoton, respectivement "Untagged 0" et "Untagged 4". Les masses invariantes diphoton pour ces deux catégories sont données par la figure 5.19 (le veto PSV a été utilisé). Comme nous pouvons le voir, pour la catégorie "Untagged 0", aucun effet d'allumage n'est visible sur la plage de masse entre 60 et 180 GeV. En revanche, pour la catégorie "Untagged 4", ces effets sont présents dès 80 GeV.

Afin de se prémunir de ces effets d'allumage, des coupures en P_T^γ et $P_T^\gamma / m_{\gamma\gamma}$ sont utilisées dans l'analyse de base. Toutefois, ces dernières sont relativement dures et suppriment une grande partie des événements à basse masse. Nous les avons donc réoptimisées et appliquons désormais les coupures suivantes pour l'ensemble des catégories :

$$\left(P_T^{\gamma,Lead} > 40 \text{ et } P_T^{\gamma,Trail} > 25 \right) \text{ ou } \left(P_T^{\gamma,Lead} > 35 \text{ et } P_T^{\gamma,Trail} > 35 \right) \quad (5.4)$$

si les événements ont été déclenchés uniquement par le chemin *Photon36 R9Id85 OR CaloId10 Iso50 Photon22 R9Id85 OR CaloId10 Iso50*, et :

$$\left(P_T^{\gamma,Lead} > 30 \text{ et } P_T^{\gamma,Trail} > 20 \right) \text{ ou } \left(P_T^{\gamma,Lead} > 25 \text{ et } P_T^{\gamma,Trail} > 25 \right) \quad (5.5)$$

pour le reste des événements. Nous pouvons apprécier l'effet de ces nouvelles coupures sur les masses invariantes diphoton des deux catégories "Untagged 0" et "Untagged 4" (voir figure

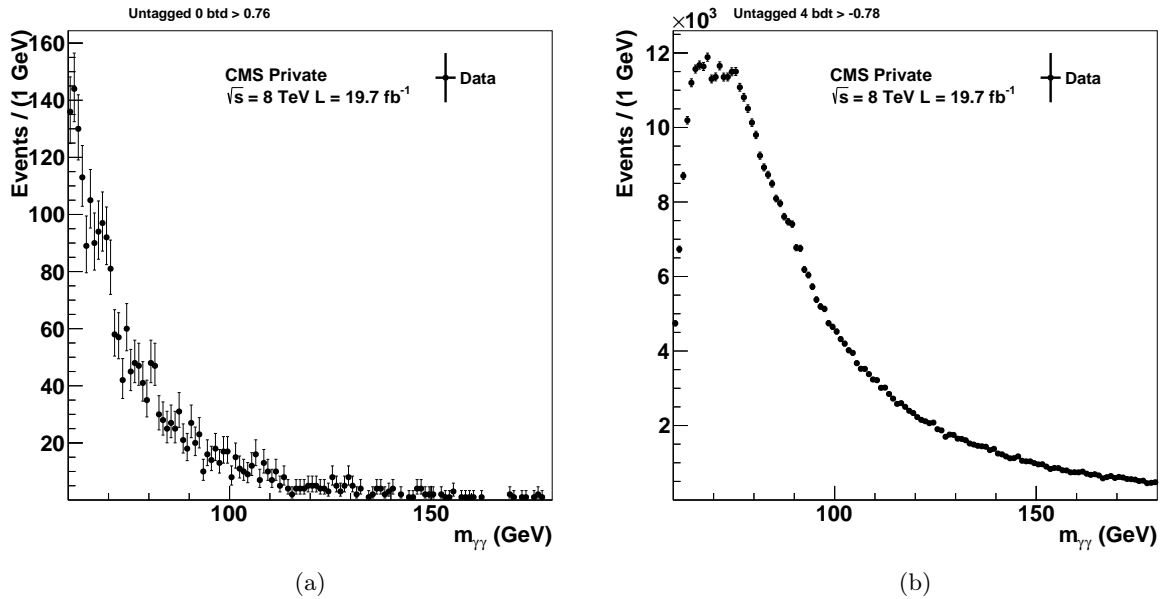


FIGURE 5.20 – Masses invariantes diphoton dans les catégories non étiquetées 0 (a) ($0,76 < \text{Sortie}_{BDT2\gamma} < 1,0$) et 4 (b) ($-0,78 < \text{Sortie}_{BDT2\gamma} < -0,42$) pour les données à 8 TeV et pour le veto PSV avec application des nouvelles coupures en P_T^γ .

5.20). Pour la catégories "Untagged 0" il n'y a aucune différence. Au contraire, les effets d'allumage pour la catégorie "Untagged 4" sont repoussés à 70 GeV (l'allumage débutait à 75 GeV avec les anciennes coupures). Par ailleurs, le nombre d'événements est maintenant deux fois plus important pour cette catégorie ce qui va nous permettre d'ajuster plus facilement la masse invariante.

Enfin, regardons la figure 5.21 qui présente l'efficacité de la sélection hors ligne avec ces nouvelles coupures. En comparant ce graphique à la figure 5.17b, nous observons une légère baisse de l'efficacité avec la diminution de la masse, mais celle-ci reste tout de même supérieure à 91 % pour tous les modes de productions jusqu'à 80 GeV.

Finalement, après application de la sélection complète, nous pouvons apprécier avec la figure 5.22 le bon accord entre les données et les simulations pour les deux vetos des électrons. De même, l'efficacité totale de sélection du signal pour les deux vetos des électrons est présentée figure 5.23. Comme attendu, l'efficacité de sélection est meilleure pour le veto CSV que pour le veto PSV. A 125 GeV, cette dernière vaut 55 % pour CSV et 47 % pour PSV (notons que l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard possédait une efficacité de 49,5 %.) Néanmoins, la réduction significative du bruit de fond Drell-Yan avec le veto PSV va conduire comme nous le verrons dans la suite à une sensibilité en terme de limites d'exclusion équivalente à celle du veto CSV autour de la résonance du boson Z .

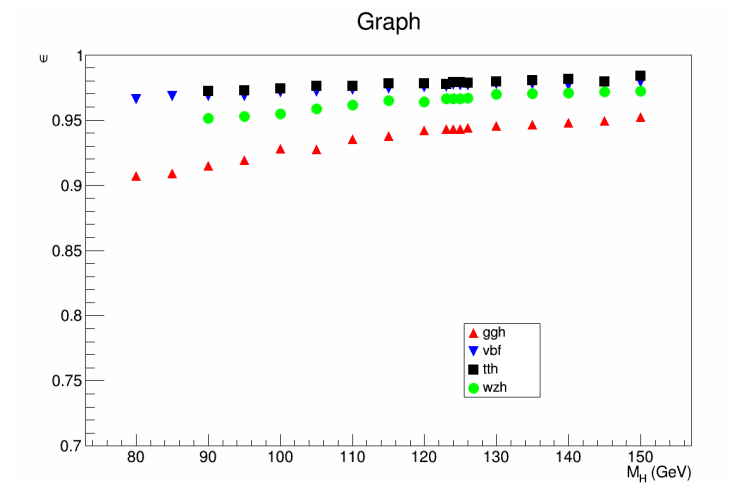


FIGURE 5.21 – Efficacité de la sélection hors ligne en fonction de la masse du boson de Higgs standard avec application des nouvelles coupures en P_T^γ pour le veto PSV, mesurée avec des échantillons de signal simulés.

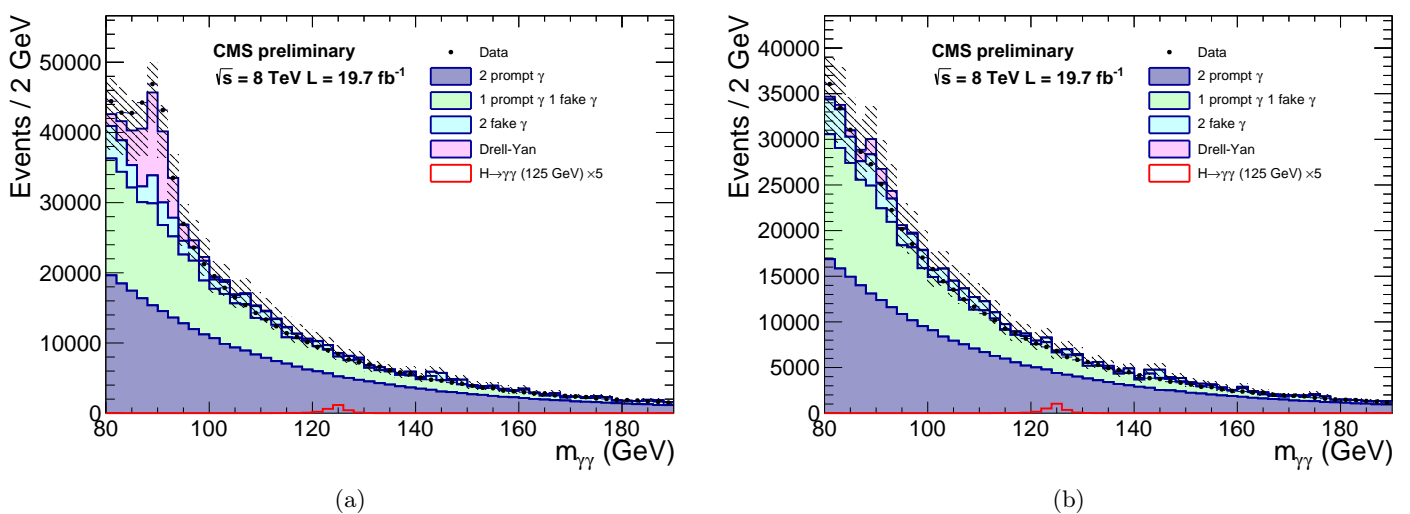


FIGURE 5.22 – Comparaison de la masse invariante diphoton dans les données et dans les simulations pour le veto CSV (a) et PSV (b).

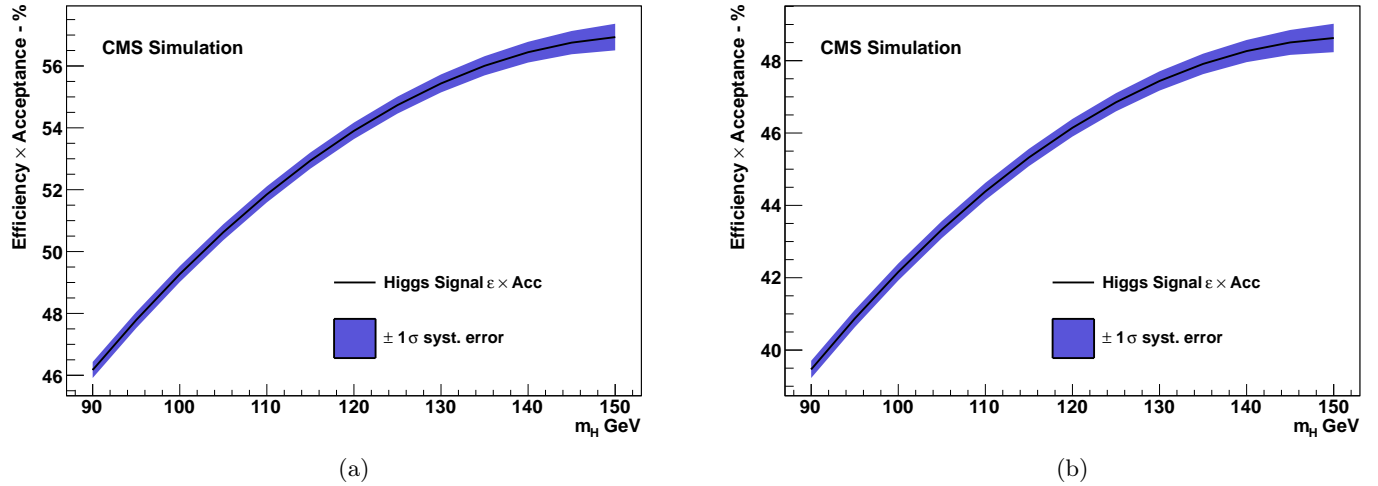


FIGURE 5.23 – Efficacités de sélection du signal pour la chaîne de sélection complète (HLT+présélection+sélection hors ligne), pour le veto CSV (a) et PSV (b).

5.3.2 Modélisation du bruit de fond et du signal

Avec la présence du bruit de fond Drell-Yan, nous avons dû développer une nouvelle technique d’ajustement de $m_{\gamma\gamma}$. Pour le signal, une méthode similaire à celle décrite section 5.2.5 a été utilisée.

5.3.2.1 Modélisation du bruit de fond

Dans le but de réduire l’ordre des fonctions utilisées, nous avons limité notre plage d’ajustement à la gamme de masses comprises entre 80 et 120 GeV. En addition d’une fonction polynomiale permettant de décrire le continuum diphoton, une fonction supplémentaire a été ajoutée pour modéliser le pic du Z . Afin de déterminer la meilleure fonction pour décrire le Z autour de 90 GeV, nous avons réalisé des ajustements de $m_{\gamma\gamma}$ sur les échantillons de simulation Drell-Yan, où les électrons sont identifiés comme des photons, après application de la chaîne de sélection complète (y compris du veto des électrons). Plusieurs fonctions ont été testées : Voigtian, Crystal-Ball, gaussienne, Crystal-Ball convoluée avec une gaussienne, Crystal-Ball plus gaussienne. En se basant sur les p-values obtenues ainsi que sur le nombre de paramètres utilisés, nous avons finalement retenu la fonction Voigtian (un exemple d’ajustement est donnée par la figure 5.24). Dans chacune des catégories de l’analyse, nous avons pris comme valeurs pour les paramètres de la fonction Voigtian, les valeurs finales des paramètres des ajustements des échantillons Drell-Yan de simulation. Pour plusieurs catégories ce bruit de fond est presque totalement supprimé. Cependant, comme la fraction de la composante Voigtian dans l’ajustement est libre de fluctuer, nous conservons cette fonction pour décrire le pic du boson Z dans toutes les catégories.

Dans un deuxième temps, afin de déterminer la meilleure combinaison de fonctions pour ajuster l’ensemble du bruit de fond diphoton, nous avons suivi une méthode utilisée anté-

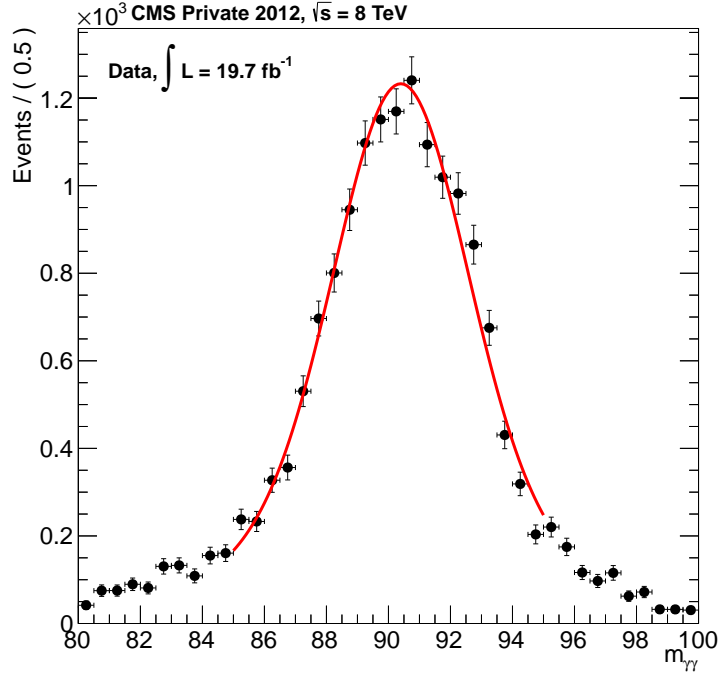


FIGURE 5.24 – Ajustement du bruit de fond Drell-Yan dans la catégorie "Untagged 0" par une fonction Voigtian (avec application du veto CSV).

rieurement dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard [99]. Trouver une forme fonctionnelle décrivant toutes les vraies distributions sous-jacentes possibles n'est évidemment pas possible. Nous avons donc dû restreindre le nombre de vrais modèles ("truth-models") aux quatre familles de fonctions suivantes (en addition de la fonction Voigtian) :

$$\begin{aligned}
 NExp(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i e^{\alpha_i x} \\
 NBer(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i b_{(i,N)} \quad \text{avec} \quad b_{(i,N)} = \binom{N}{i} x^i (1-x)^{N-i} \\
 NChe(x) &= \sum_{i=0}^{\frac{N}{2}} (-1)^i \binom{N-i}{i} (2x)^{N-2i} \\
 NLau(x) &= \sum_{i=1}^N \beta_i x \left(-4 + \sum_{j=1}^i (-1)^j (j-1) \right)
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

L'ordre N et le nombre de degrés de liberté pour chaque famille sont reliés comme suit :

$$df(NExp(x)) = 2Ndf(NBer(x)) = N + 1df(NChe(x)) = N + 1df(NLau(x)) = N \tag{5.7}$$

Évidemment la forme réelle de la masse invariante diphoton ne correspond pas à une des fonc-

tions précédemment citées. Néanmoins, ces différentes familles sont suffisamment génériques pour balayer les morphologies possibles de la vraie distribution.

Afin de juger de la pertinence d'un ordre N d'une famille particulière, nous réalisons un ajustement non "binné" des vraies données. Le minimum du logarithme de la fonction de vraisemblance négatif (NLL) est utilisé pour déterminer la qualité de l'ajustement. Ainsi, la valeur de deux fois la différence entre les NLL de deux fonctions d'une même famille d'ordre N et M (avec $M > N$) suit une distribution de χ^2 avec n degrés de liberté, où $n = \text{df}(\text{MF}) - \text{df}(\text{NF})$. La variable suivante :

$$\chi_{N \rightarrow (N+1)}^2 = 2(NLL_N - NLL_{N+1}) \quad (5.8)$$

permet de décider si oui ou non l'augmentation de l'ordre de la fonction améliore de manière significative la qualité de l'ajustement. La procédure de choix de l'ordre d'une famille de fonctions repose sur l'augmentation de ce dernier tant que la p-value suivante est inférieure à 0,05 :

$$p\left(\chi^2 \geq \chi_{N \rightarrow (N+1)}^2\right) < 0,05 \quad (5.9)$$

L'avantage de cette technique est qu'elle n'est pas basée sur un ajustement "binné" des données et n'est donc pas sensible au choix du "binning". Les résultats de cette méthode sont résumés pour la catégorie "Untagged 0" dans le tableau 5.6 (les résultats correspondant aux autres catégories sont donnés en Annexe C).

Tous les "truth-models" obtenus donnent de très bons ajustements des données et les valeurs des NLL pour les différentes familles sont très proches. Il est par conséquent impossible de décider sans information supplémentaire quelle fonction devrait être utilisée comme modèle d'ajustement. Ainsi, afin de sélectionner un modèle adéquat, plusieurs fonctions sont testées vis à vis de ces "truth-models". Dans un premier temps, nous ajustons la masse invariante diphoton avec un "truth-model" et générons ensuite 2000 jeux de données. Chacun de ces jeux est alors ajusté par une fonction test à laquelle du signal a été ajouté. Pour chaque catégorie, chaque point de masse (95, 100, 105 et 110 GeV) et chaque jeu, nous pouvons calculer la valeur suivante :

$$\left(\frac{\mu_{gen} - \mu_{fit}}{\sigma_{fit}}\right) \quad (5.10)$$

où μ_{gen} correspond à l'intensité du signal injecté lors de la génération des jeux de données ($\mu_{gen} = 0$ dans notre analyse), μ_{fit} est la force du signal obtenue après l'ajustement d'un jeu de données par une fonction test, et σ_{fit} l'erreur sur μ_{fit} . L'histogramme de ces 2000 valeurs est alors ajusté par une gaussienne dont la moyenne est considérée comme le biais correspondant à la fonction test pour un "truth-model" donné (la figure 5.25 en présente un exemple). Pour qu'un modèle test soit conservé, nous requérons que le biais maximal vis à vis de tous les "truth-models" sur l'ensemble de la plage de masses soit inférieur à 0,20. Si aucun modèle test ne satisfait ce critère, nous en choisissons un possédant un biais maximal inférieur à 20 % pour au moins trois "truth-models". Les résultats obtenus pour la catégorie "Untagged 1" avec le veto des électrons CSV sont donnés par le tableau 5.6 (les résultats correspondant

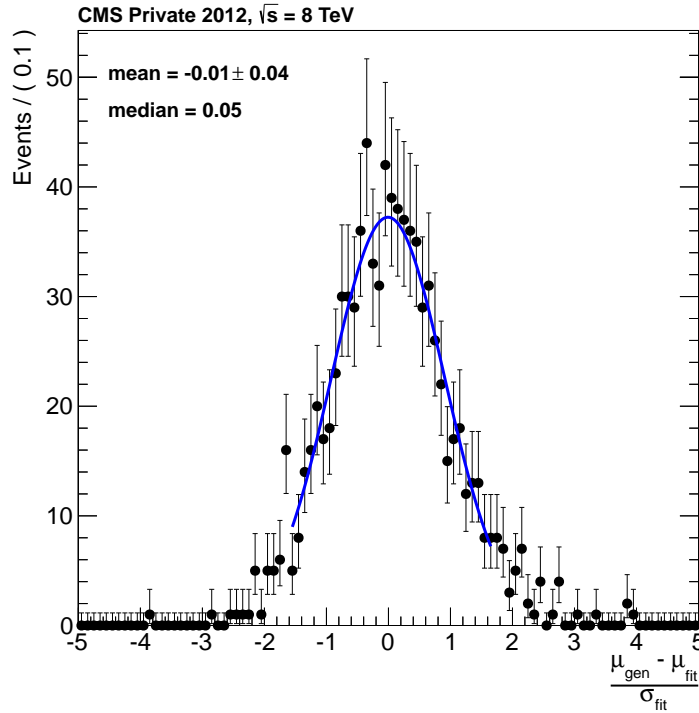


FIGURE 5.25 – Exemple d’ajustement gaussien de $(\mu_{gen} - \mu_{fit}) / \sigma_{fit}$.

aux autres catégories sont donnés en Annexe C). Si jamais aucune fonction test ne satisfait ces critères, nous utilisons une méthode dite de "coverage" pour convenir du choix du meilleur modèle. Dans cette méthode, nous examinons les histogrammes de $(\mu_{gen} - \mu_{fit}) / \sigma_{fit}$. Si au moins 68 % de la statistique est à l’intérieur d’un σ autour de 0, alors le biais est jugé acceptable.

Finalement, les modèles d’ajustements choisis pour les différentes catégories sont les suivants :

- Catégorie 0 "Untagged 0" (BDT > 0,76) : 5Ber+Voi (CSV) et 6Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 1 "Untagged 1" (BDT > 0,36) : 3Che+Voi (CSV) et 5Che+Voi (PSV).
- Catégorie 2 "Untagged 2" (BDT > 0,0) : 4Che+Voi (CSV) et 4Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 3 "Untagged 3" (BDT > -0,42) : 4Che+Voi (CSV) et 2Exp+Voi (PSV).
- Catégorie 4 "Untagged 4" (BDT > -0,78) : 5Che+Voi (CSV) et 4Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 5 "Dijet Tag 0" : 4Ber+Voi (CSV) et 3Che+Voi (PSV).
- Catégorie 6 "Dijet Tag 1" : 3Ber+Voi (CSV) et 1Che+Voi (PSV).
- Catégorie 7 "Dijet Tag 2" : 2Exp+Voi (CSV) et 3Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 8 "VH Lepton Tight" : 3Ber+Voi (CSV) et 3Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 9 "VH Lepton Loose" : 2Che+Voi (CSV) et 1Che+Voi (PSV).
- Catégorie 10 "VH MET Tag" : 2Che+Voi (CSV) et 3Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 11 " $t\bar{t}H$ Tag" : 1Ber+Voi (CSV) et 1Ber+Voi (PSV).
- Catégorie 12 " $t\bar{t}H$ Multijet Tag" : 1Che+Voi (CSV) et 1Che+Voi (PSV).
- Catégorie 13 "VH Dijet Tag" : 5Ber+Voi (CSV) et 3Ber+Voi (PSV).

CSV catégorie 1 (Untagged 1 btd > 0,36)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
4Ber + Voi	5 + 3	-75928,91	0,06	0,81
3Che + Voi	4 + 3	-75928,91	0,06	0,81
1Exp + Voi	2 + 3	-75924,86	0,07	0,80
1Lau + Voi	2 + 3	-75928,64	2,73	0,10
Test de biais maximum				
Fit Model	4Ber + Voi	3Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
4Ber + Voi	0,03	0,07	-0,10	-0,07
3Che + Voi	-0,03	0,07	-0,11	-0,09
1Exp + Voi	1,32	1,40	0,06	1,02
1Lau + Voi	-0,57	-0,65	-1,24	0,04
5Ber + Voi	-0,05	0,09	0,07	-0,06
4Che + Voi	-0,06	0,09	0,07	-0,06
2Exp + Voi	0,13	0,10	-0,11	-0,11
2Lau + Voi	0,25	0,30	-1,12	0,14

TABLE 5.6 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 1 (Untagged 1).

Les ajustements pour les vetos CSV et PSV sont donnés respectivement par les figures 5.26, 5.27, 5.28 et 5.29, 5.30, 5.31.

De la même manière que pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard, les incertitudes systématiques sont traitées comme des paramètres de nuisance au moment de l'extraction des résultats finaux.

5.3.2.2 Modélisation du signal

Pour la modélisation du signal, une méthode identique à celle décrite section 5.2.5 a été utilisée. De même, le traitement des erreurs systématiques est similaire. Par ailleurs, la forme d'un pic de signal dans le NMSSM ou les 2HDM étant identique à celle d'un boson de Higgs standard (cependant, les poids des différents modes production peuvent varier dans le NMSSM par rapport au Modèle Standard), les mêmes échantillons de signal que pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard ont été employés. Nous avons ainsi utilisé des sommes de gaussiennes pour ajuster les distributions $m_{\gamma\gamma}$ de signal entre 90 et 115 GeV (par pas de 5 GeV). Pour chaque catégorie et chaque point de masse, les événements ont été séparés en deux classes suivant que le bon vertex ait été choisi ou non. Une fois les ajustement terminés, une interpolation linéaire a été réalisée afin d'obtenir la forme du signal pour les points de masse intermédiaires. Finalement, nous pouvons observer les figures 5.32 et 5.33 qui présentent les ajustements combinés pour l'ensemble des catégories et leur interpolations, respectivement pour les vetos CSV et PSV.

5.3.3 Résultats et perspectives

Dans cette section, nous présentons les résultats de notre analyse de recherche de bosons de Higgs additionnels se désintégrant en deux photons pour la plage de masses comprise entre 90 et 115 GeV. La figure donne les limites d'exclusion attendues à 95% de niveau de confiance d'un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons, en terme de section efficace attendue normalisée par celle d'un boson de Higgs standard. Elles ont été obtenues à l'aide de la méthode décrite à la section 5.2.8, en utilisant la procédure CLs Asymptotique basée sur un ajustement de la masse invariante diphoton dans toutes les catégories. Sur l'ensemble de la gamme entre 90 et 115 GeV, avec l'utilisation du veto CSV, nous sommes sensibles à un boson de Higgs additionnel se désintégrant en une paire de photon et possédant les mêmes rapports de d'embranchement de production qu'un boson de Higgs standard avec 1,8 fois la section efficace d'un boson de Higgs standard. Par ailleurs, dans la plage de 93 à 115 GeV, des sections efficaces inférieures à une fois celle du boson de Higgs standard sont accessibles. En dessous de 93 GeV cette fois, la présence du bruit de fond Drell-Yan fait décroître notre sensibilité. Avec le veto PSV, les résultats sont très proches. Ainsi, nous sommes en mesure d'exclure des sections efficaces jusqu'à 1,7 fois celle d'un boson de Higgs standard sur l'ensemble de la gamme de masses étudiées et inférieures à une fois celle de ce dernier sur la plage 93-115 GeV. La proximité de ces résultats avec les deux vetos, montre que la perte d'événements de signal avec le veto PSV est compensée par la réduction significative du bruit de fond Drell-Yan. Notons toutefois qu'au delà de 110 GeV, le veto CSV donne une meilleure sensibilité. Cet

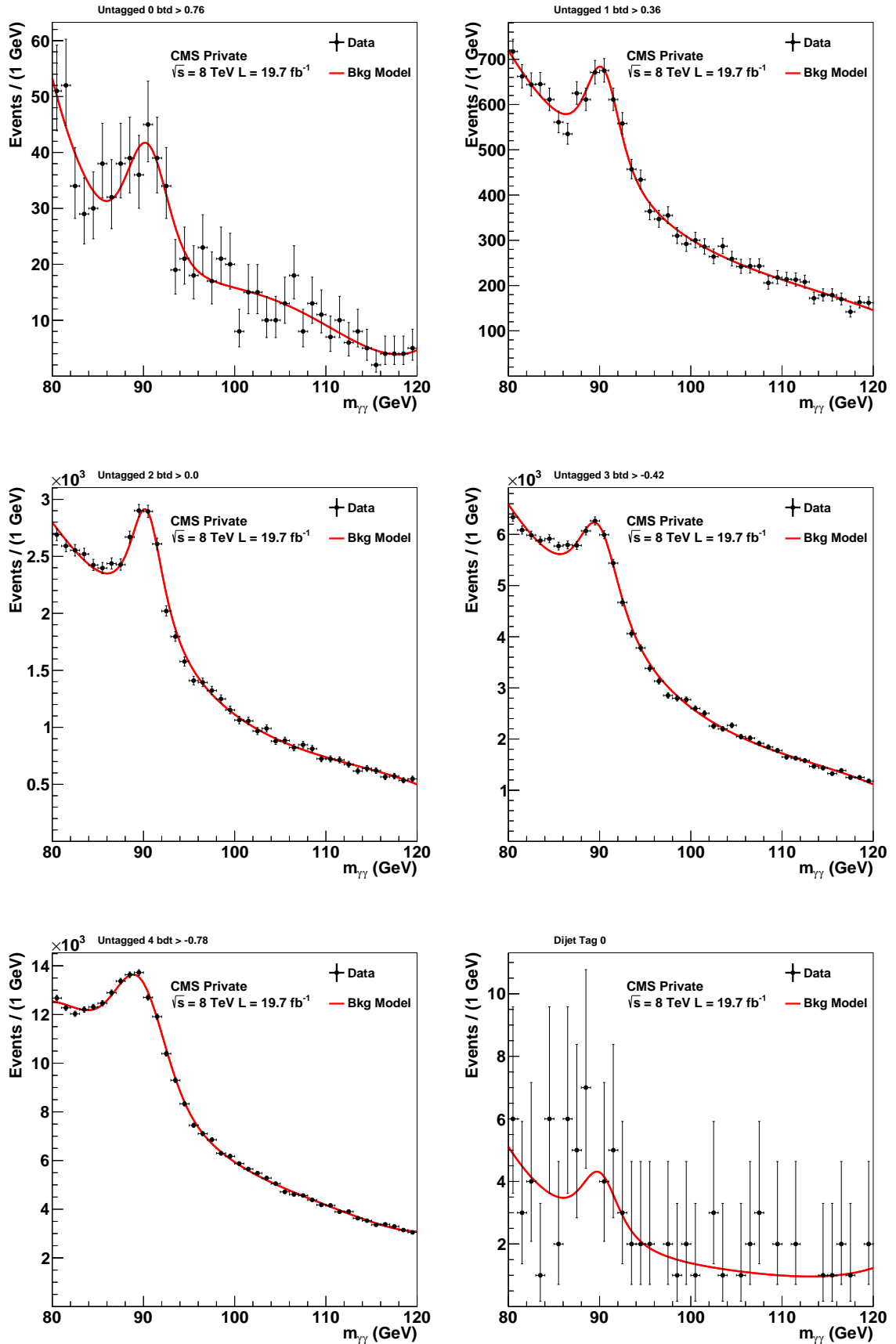


FIGURE 5.26 – Ajustements finaux de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 0 (a), 1 (b), 2 (c), 3 (d), 4 (e) et 5 (f), pour le veto CSV.

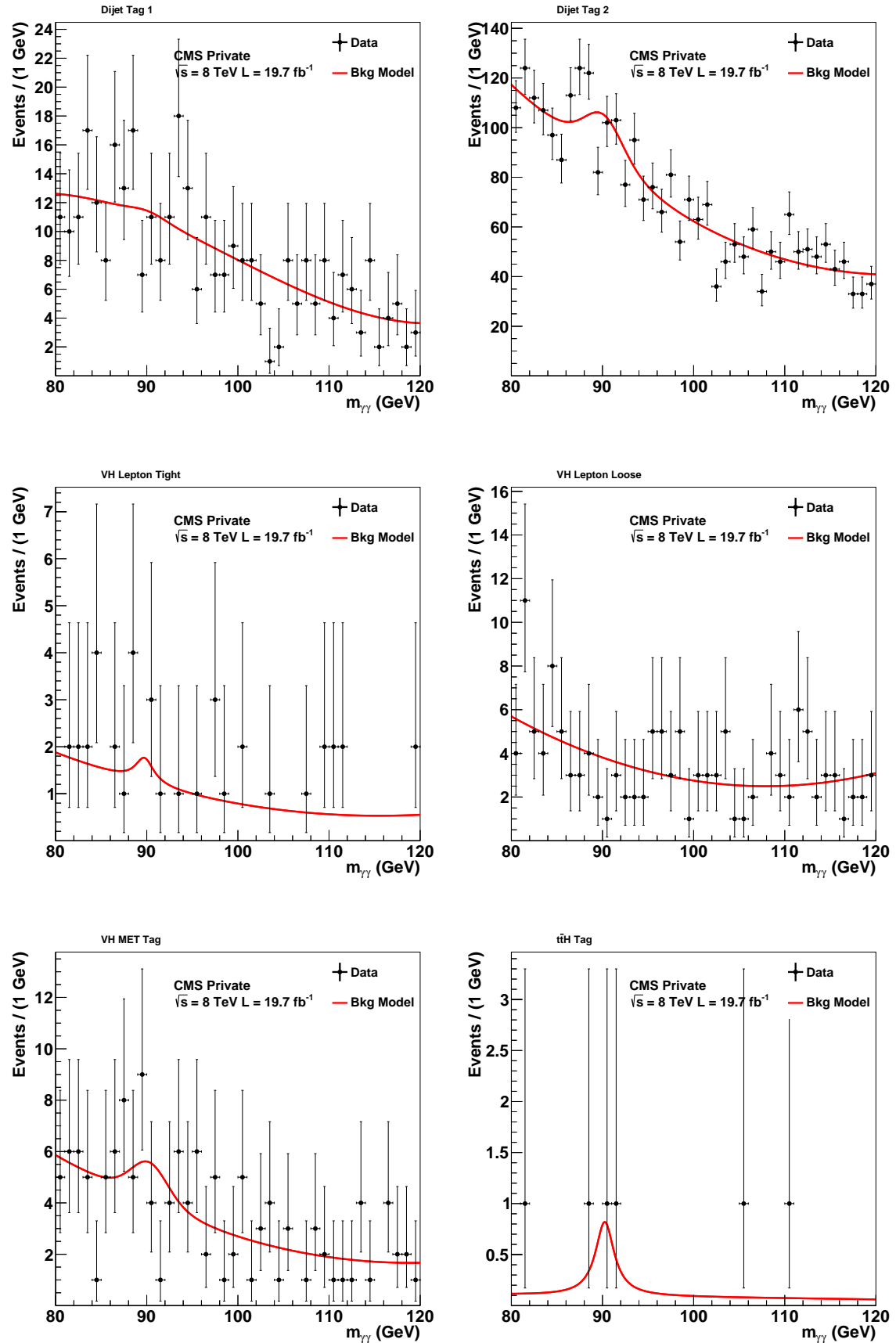


FIGURE 5.27 – Ajustements fins de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 6 (a), 7 (b), 8 (c), 9 (d), 10 (e) et 11 (f), pour le veto CSV.

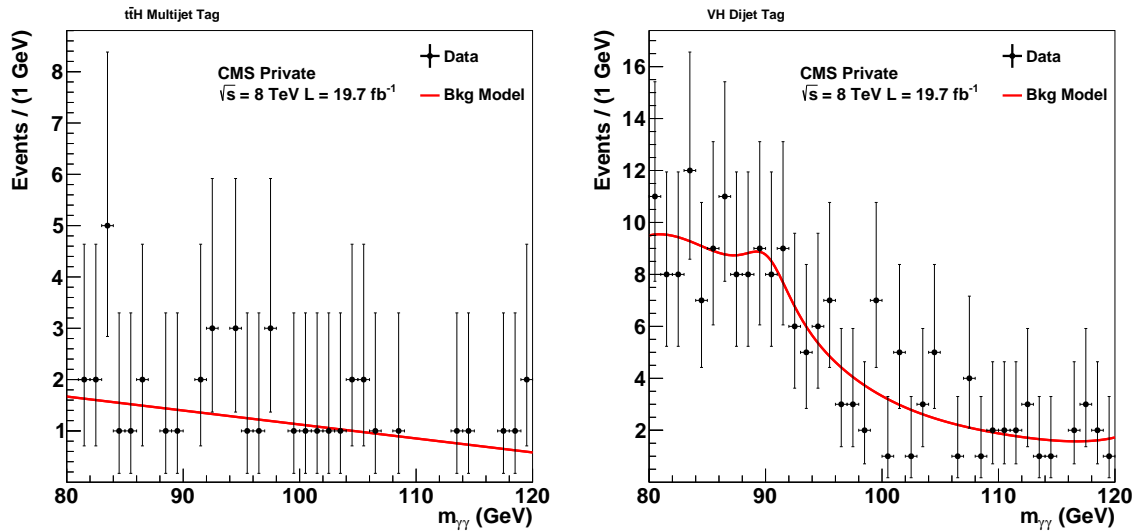


FIGURE 5.28 – Ajustements fins de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 12 (a) et 13 (b), pour le veto CSV.

effet provient d'une instabilité de la fonction d'ajustement du bruit de fond pour la catégorie "Dijet Tag 0" pour le veto PSV. Du fait de cette instabilité et des résultats très proches entre les deux vetos, il semble ainsi préférable d'utiliser le veto CSV pour notre analyse.

Nous pouvons également apprécier nos résultats en regardant cette fois la figure 5.35 présentant la section efficace attendue à 95% de niveau de confiance d'un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons multipliée par le rapport de branchement en fonction de m_H . Avec le veto CSV, nous pouvons exclure des section efficaces comprises entre 80 et 25 fb sur la plage comprise entre 90 et 115 GeV. Les résultats obtenus avec le veto PSV sont relativement proches et permettent ainsi d'exclure des sections efficaces entre 70 et 25 fb pour la gamme de masses étudiées.

Les p-values attendues en fonction de la masse d'un boson de Higgs additionnel sont présentées figure 5.36. Là encore, les deux vetos donnent des résultats très similaires pour un excès attendu avec une section efficace correspondant à une fois celle d'un boson de Higgs standard sur la plage de masses comprises entre 90 et 108 GeV. Pour cette région, la signification attendue varie de 1 à plus de 3σ . Cependant, au dessus de 108 GeV nous pouvons noter que le veto PSV apporte une signification attendue plus importante que le veto CSV (4σ contre $3,5\sigma$). Cet effet n'est en réalité pas significatif et traduit là encore l'instabilité de la fonction d'ajustement du bruit de fond dans le cas du veto PSV pour la catégorie "Dijet Tag 0".

Bien que ces premiers résultats soient encourageant, plusieurs améliorations pourraient encore être apportées. Ainsi, nous sommes en train de développer une méthode plus efficace pour ajuster les distributions de signal avec l'ajout d'un estimateur afin d'apprécier le nombre de gaussiennes à utiliser pour chaque point de masse. Par ailleurs, dès que les échantillons de

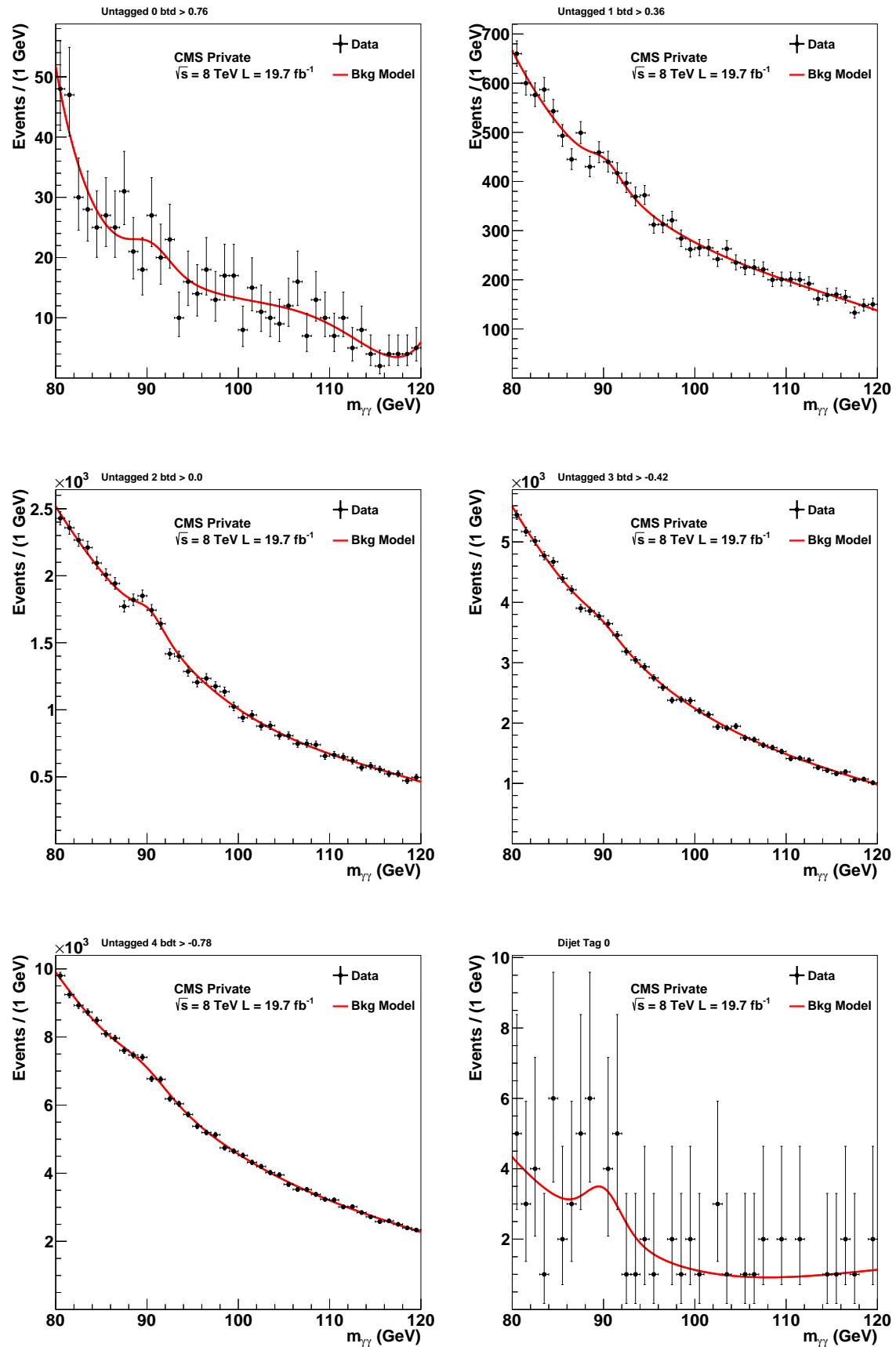


FIGURE 5.29 – Ajustements finaux de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 0 (a), 1 (b), 2 (c), 3 (d), 4 (e) et 5 (f), pour le veto PSV.

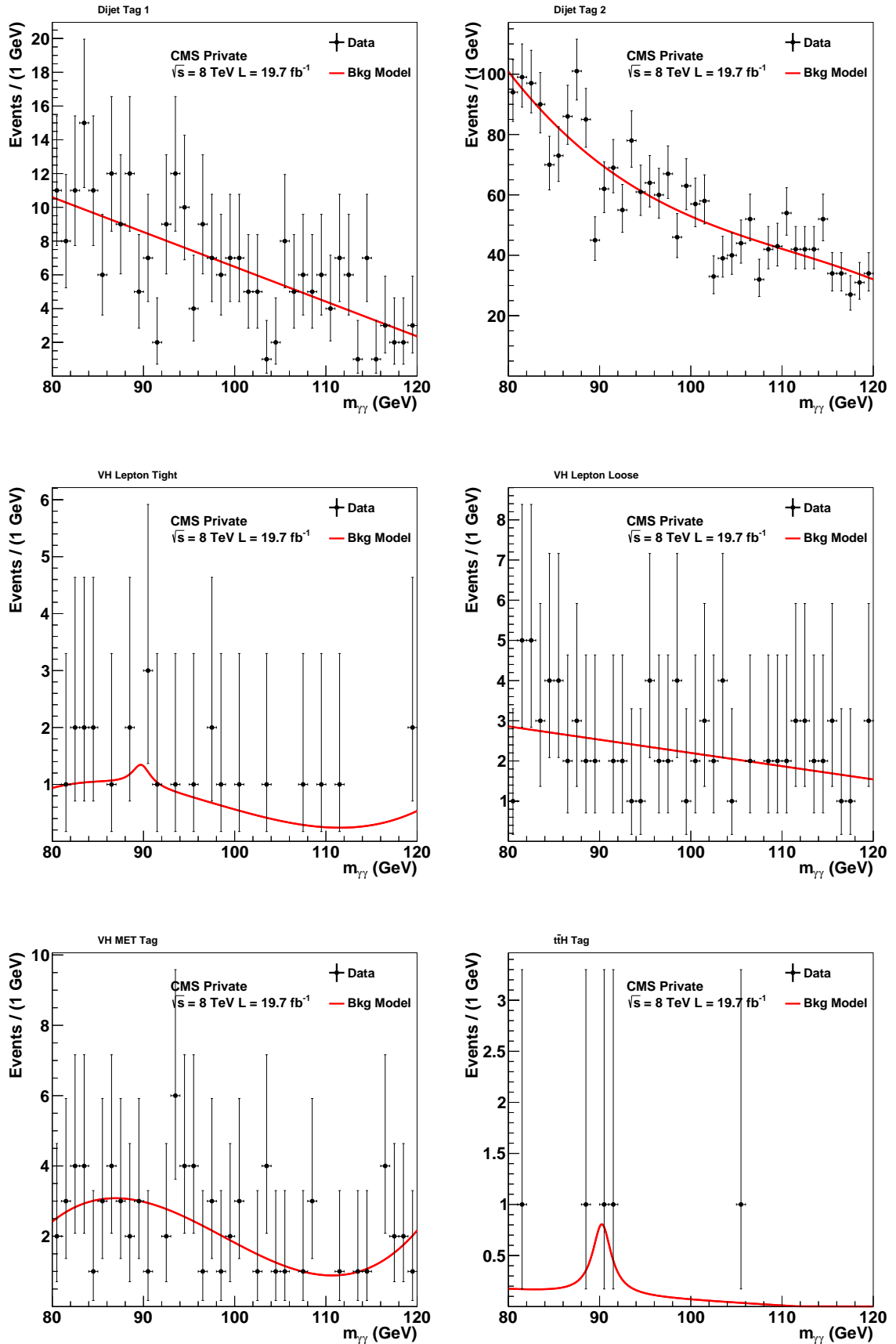


FIGURE 5.30 – Ajustements fins de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 6 (a), 7 (b), 8 (c), 9 (d), 10 (e) et 11 (f), pour le veto PSV.

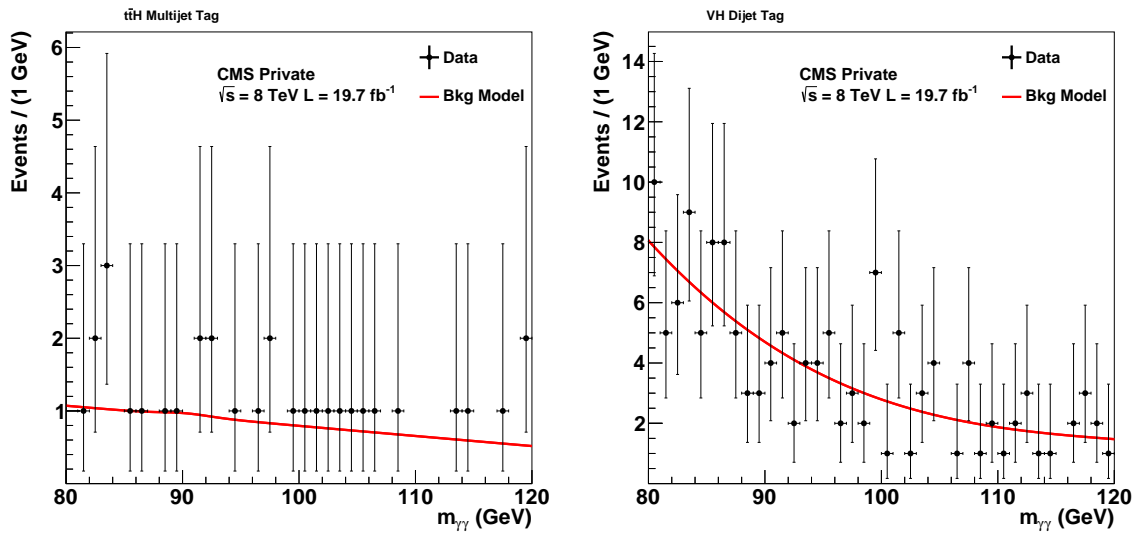


FIGURE 5.31 – Ajustements finaux de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans les données pour les catégories 12 (a) et 13 (b), pour le veto PSV.

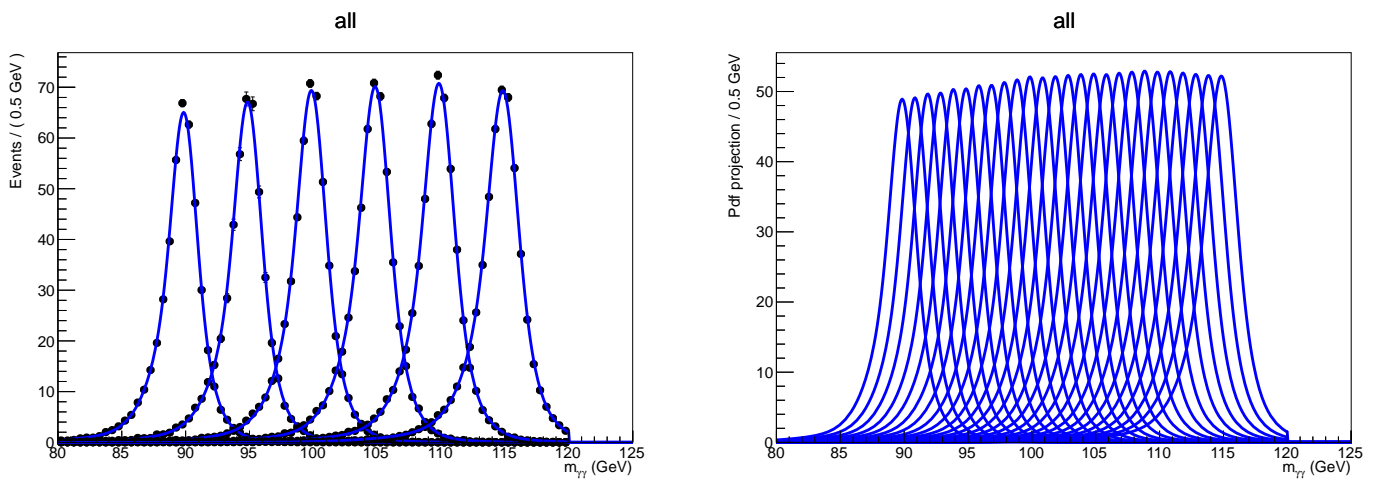


FIGURE 5.32 – Ajustements combinés pour l'ensemble des événements de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour le signal (a) et leur interpolation aux points de masse intermédiaires (b), dans le cas du veto CSV.

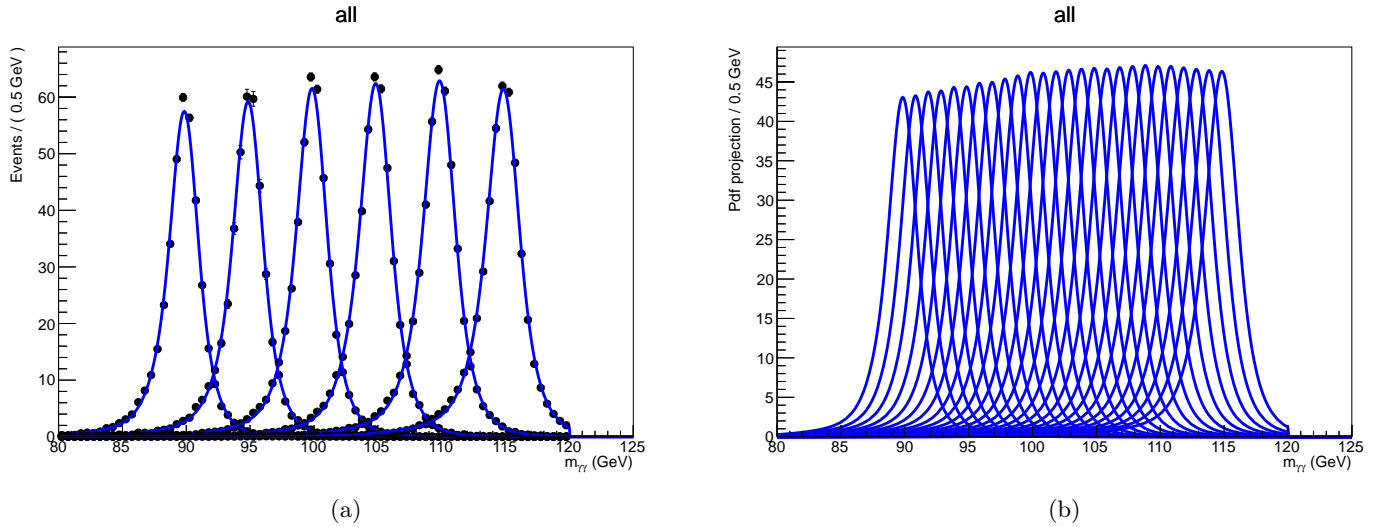


FIGURE 5.33 – Ajustements combinés pour l'ensemble des événements de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour le signal (a) et leur interpolation aux points de masse intermédiaires (b), dans le cas du veto PSV.

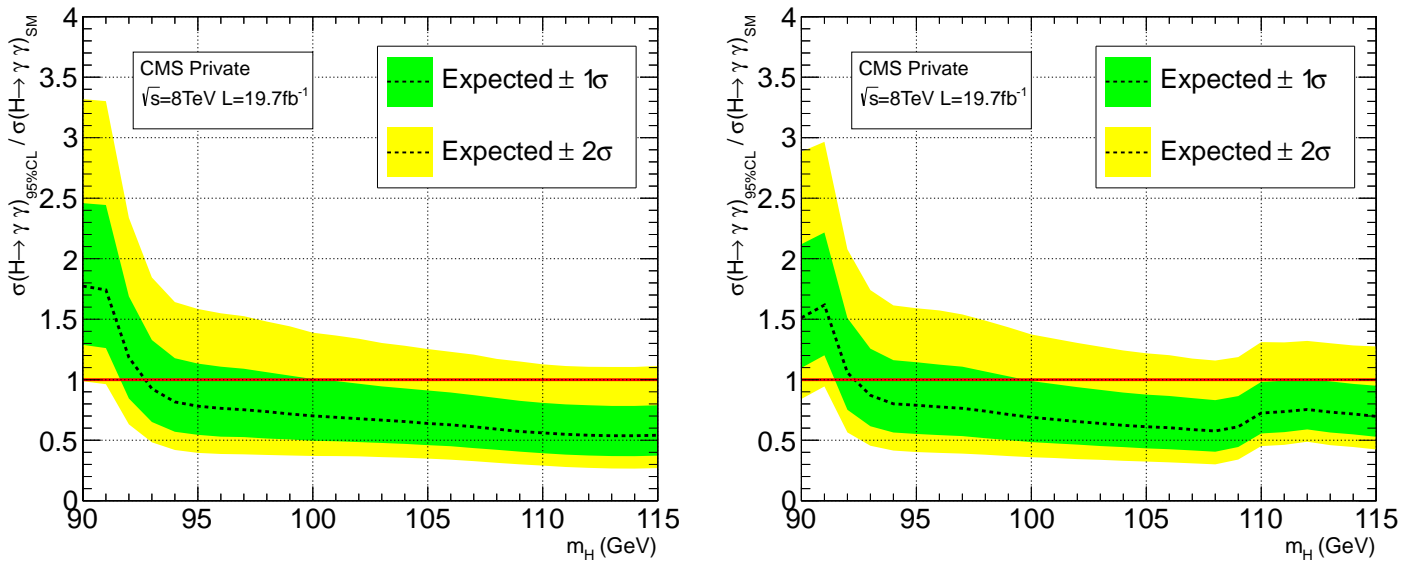


FIGURE 5.34 – Limites d'exclusion attendues à 95% de niveau de confiance d'un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons normalisées à celles du Modèle Standard, pour le veto CSV (a) et PSV (b).

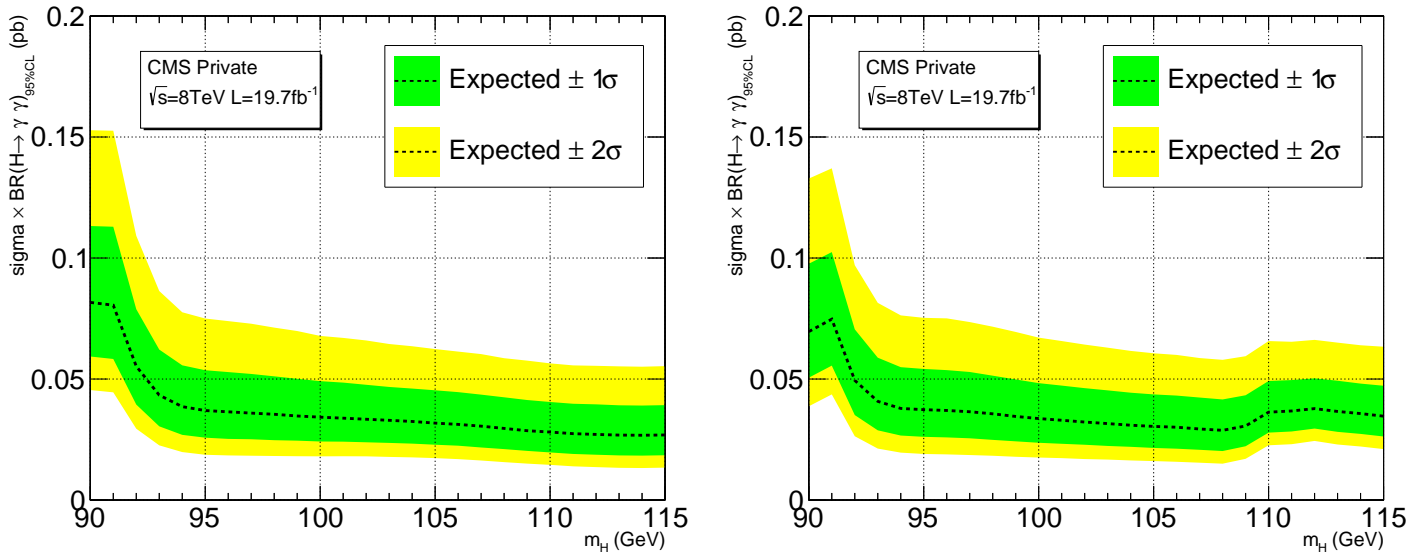


FIGURE 5.35 – Limites d’exclusion attendues à 95% de niveau de confiance d’un boson de Higgs supplémentaire se désintégrant en deux photons multipliées par le rapport de branchement $H \rightarrow \gamma\gamma$, pour le veto CSV (a) et PSV (b).

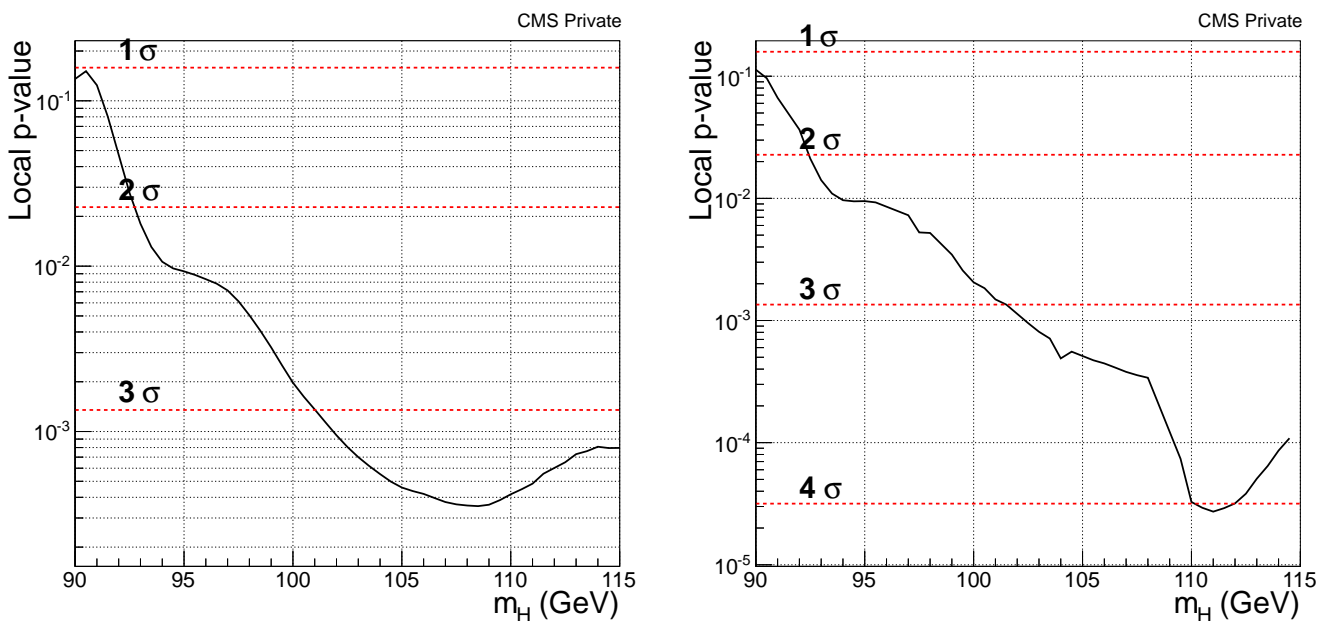


FIGURE 5.36 – P-values attendues en fonction de la masse d’un boson de Higgs additionnel, pour le veto CSV (a) et PSV (b).

signal à 85 et 80 GeV seront disponibles, il nous sera possible de calculer les limites d'exclusion jusqu'à 80 GeV. Qui plus est, comme la catégorie 0 est beaucoup moins sensible aux effets de déclenchement que les autres, une limite pourraient être extraite jusqu'à près de 60 GeV si nous l'utilisons seule. Toutefois, si nous voulons être en mesure de réaliser cette étude pour les futures données à 13 TeV, des chemins de déclenchement suffisamment lâches devront être mis en place. Finalement, comme nous ne connaissons pas les différents rapports d'embranchement des bosons de Higgs supplémentaires, il serait intéressant d'extraire les limites d'exclusion individuellement pour pour chaque mode de production.

Conclusion générale

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont été réalisés dans le contexte de la découverte d'un boson de Higgs, dont les propriétés sont très proches de celles d'un boson de Higgs standard. Ce dernier a notamment été mis en évidence grâce au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ donnant un état final particulièrement clair en milieu hadronique. Outre le Modèle Standard, d'autres modèles s'accommodent très bien de ce boson à 125 GeV et prédisent l'existence de bosons de Higgs additionnels se désintégrant en deux photons. Ainsi, en plus d'études sur l'énergie des photons ayant pour but d'améliorer l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard, c'est naturellement que notre travail s'est tourné vers la recherche de bosons de Higgs additionnels.

La première partie de mon travail a porté sur la calibration du calorimètre électromagnétique de CMS à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$. Malgré une statistique plus faible que $Z \rightarrow ee$, ils sont une des seules sources du Modèle Standard de vrais photons sélectionnables avec une grande pureté. Le développement d'une sélection dédiée nous a ainsi permis d'obtenir une pureté de près de 99,5 % pour les catégories contenant majoritairement des photons non convertis. Par ailleurs, un accord global avec les simulations meilleur que 4 % pour les données 2011 et meilleur que 1,5 % pour les données 2012 a été obtenu. Avec ces événements sélectionnés, l'échelle d'énergie des photons avec $P_T^\gamma > 25$ GeV a pu être extraite dans six catégories suivant la variable r_9 pour la prise de données et les simulations 2011 et 2012. Pour y parvenir, nous avons mis au point un estimateur de l'échelle d'énergie ne contenant que des informations reconstruites et développé une méthode d'extraction basée sur des ajustements de ce dernier. En plus des erreurs statistiques, trois sources d'erreurs systématiques, d'une amplitude comparable aux erreurs statistiques, ont été étudiées. Avec cette méthode, nous avons montré qu'il était nécessaire d'appliquer des facteurs correctifs additionnels pour les données et les simulations. Pour les photons de plus basse impulsion transverse, la mesure de l'échelle d'énergie présentant un léger biais, le développement d'un nouvel estimateur plus robuste a été nécessaire. Basé sur l'utilisation d'événements $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ en complément des $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$, cet estimateur nous a permis de diminuer le biais d'un facteur deux. Afin de compléter notre mesure de l'échelle d'énergie des photons, nous avons construit une méthode originale d'extraction de la résolution en énergie. Pour dissocier les résolutions muonique et photonique, l'emploi des désintégrations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ a également été requis. Les résultats préliminaires obtenus avec notre méthode donnent un $\sigma_{E_\gamma} / E_\gamma$ de l'ordre de 1 % pour le tonneau et de 3,5 % pour les bouchons, très proches des valeurs extraites avec les événements $Z \rightarrow ee$. Enfin, les photons issus des désintégration $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$ nous ont permis d'évaluer la pertinence

d'un algorithme de clusterisation dynamique, censé pallier la perte de résolution due à l'augmentation de l'empilement. En plus de la migration des photons entre les catégories de $r9$ et de l'impact sur l'échelle d'énergie, nous n'avons pas observé d'améliorations significatives de la résolution.

Dans un second temps, mes travaux de thèse se sont axés sur la recherche de bosons de Higgs additionnels se désintégrant en deux photons, dans la plage de masses comprises entre 90 et 115 GeV. Cette recherche a été motivée par une étude du NMSSM menée dans notre groupe et ayant conduit à la prédiction d'une vaste gamme de masses et sections efficaces accessibles avec les données à 8 TeV. Notre analyse a consisté en la ré-optimisation de l'étude $H \rightarrow \gamma\gamma$ standard afin de gagner en sensibilité à basse masse. Ainsi, des mesures de l'efficacité des chemins de déclenchement utilisés, de la présélection et du BDT d'identification des photons ont été réalisées. En outre, avec l'augmentation du bruit de fond Drell-Yan autour du pic du Z , un veto des électrons plus dur a été utilisé en parallèle de l'option de défaut. Avec ce bruit de fond supplémentaire, une procédure d'ajustement de la masse invariante diphoton modifiée et d'évaluation du biais a été mis en place. Les premiers résultats donnent une sensibilité attendue inférieure à 1,8 fois la section efficace du boson de Higgs standard pour l'ensemble de la plage de masses étudiée. Plusieurs améliorations sont en cours d'étude, notamment sur la modélisation du signal et sur l'extraction de limites en dessous de 90 GeV.

J'aimerais conclure ce manuscrit en insistant sur l'importance de la calibration pour les analyses de physique. Sans les corrections en énergie et impulsion des différentes particules, la découverte du nouveau boson à 125 GeV n'aurait pas été possible. A 13 TeV, l'augmentation de l'empilement combinée au vieillissement des sous détecteurs va rendre le besoin de calibration hors ligne encore plus crucial. Malgré cet effort nécessaire, l'étude fine des caractéristiques de nouvelles particules éventuelles ne pourra probablement se faire que par le biais d'un nouvel accélérateur e^+e^- .

Bibliographie

- [1] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Août 1964. 1, 15
- [2] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, Octobre 1964. 1, 15
- [3] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). 2012 ecal detector performance plots. *CMS-DP-2013-007*, Mars 2013. 1, 90, 91, 92, 106, 107, 108
- [4] S. L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22 :579–588, Novembre 1961. 4
- [5] A. Salam. Elementary particle theory : Relativistic groups and analyticity. *Proc. of the 8th Nobel Symposium (Ed. N. Svartholm), Almqvist and Wiksell, Stockholm*, pages 367–377, Mai 1968. 4
- [6] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Novembre 1967. 4
- [7] G. Arnison et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ gev. *Phys. Lett. B*, 122 :103–116, Février 1983. 4
- [8] G. Arnison et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 gev/ c^2 at the cern sps collider. *Phys. Lett. B*, 126 :398–410, Juillet 1983. 4
- [9] D. Karlen. The number of light neutrino types from collider experiments. *Phys. Lett. B*, 592 :445–446, Juillet 2004. 6
- [10] Y. Fukuda. Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande’s first 300 days. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1158–1162, Août 1998. 6
- [11] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration). Search for neutrino oscillations on a long baseline at the chooz nuclear power station. *Eur. Phys. J. C*, 27 :331–374, 2003. 6
- [12] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration). Observation of a first candidate in the opera experiment in the cngs beam. *Phys. Lett. B*, 691 :138–145, Juillet 2010. 6

- [13] K. Abe et al. (T2K Collaboration). First muon-neutrino disappearance study with an off-axis beam. *Phys. Rev. D*, 85 :031103(R), Février 2012. 6
- [14] J. et al.) Particle Data Group (Beringer. Review of particle physics (rpp). *Phys.Rev.*, D86 :010001, Juillet 2012. 6, 10
- [15] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, 8 :214–215, 1964. 6
- [16] G. Zweig. An su(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. *Lichtenberg, D. B. (Ed.), Rosen, S. P. (Ed.) : Developments In The Quark Theory Of Hadrons, Vol. 1*, pages 22–101, Janvier 1964. 6
- [17] F. Abe et al. (CDF Collaboration). Observation of top quark production in antiproton-proton collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, Avril 1995. 7
- [18] S. Abachi et al. (D0 Collaboration). Search for high mass top quark production in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2422–2426, Mars 1995. 7
- [19] O.V. Zenin V.V. Ezhela, S.B. Lugovsky. Hadronic part of the muon g-2 estimated on the $\sigma^{**2003}(\text{tot})(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ evaluated data compilation. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, Décembre 2003. 8
- [20] S. Roth. W mass at lep and standard model fits. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, Mai 2006. 9
- [21] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, SLD electroweak, and heavy flavour groups. Precision electroweak measurements on the z resonance. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, Septembre 2005. 9
- [22] Ch. Berger et al. PLUTO Collaboration. Evidence for gluon bremsstrahlung in e+e- annihilations at high energies. *Phys. Lett. B*, 86 :418–425, Octobre 1979. 10
- [23] G. Senjanovic R. N. Mohapatra. Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation. *Phys. Rev. Lett.*, 44 :912–915, 1980. 11, 18
- [24] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Rev. Lett.*, 12 :132–133, Septembre 1964. 15
- [25] The LHC Higgs Cross Section Working Group (A. David et al.). Handbook of lhc higgs cross sections : 3. higgs properties. *ArXiv e-prints*, Juillet 2013. 19, 21, 22, 23
- [26] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the lhc. *Eur. Phys. J. C*, 63 :189–285, Septembre 2009. 23

- [27] I. van Vulpen. The standard model higgs boson. In *Part of the Lecture Particle Physics II, UvA Particle Physics Master*, 2011. 26, 35
- [28] Tilman Plehn. Lectures on lhc physics. *Lect. Notes Phys.*, 844 :1–193, 2012. 27
- [29] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Höcker, D. Kennedy, R. Kogler, K. Mönig, M. Schott, and J. Stelzer. The electroweak fit of the standard model after the discovery of a new boson at the lhc. *Eur. Phys. J. C*, 72 :2205–2217, Novembre 2012. 28
- [30] CMS Collaboration. Measurement of the properties of a higgs boson in the four-lepton final state. *ArXiv e-prints*, Décembre 2013. 29
- [31] CMS Collaboration. Updated measurements of the higgs boson at 125 gev in the two photon decay channel. *CMS-PAS-HIG-13-001*, Mars 2013. 30
- [32] CMS Collaboration. Combination of standard model higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 gev. *CMS-PAS-HIG-13-005*, Avril 2013. 31, 32, 33, 34, 164
- [33] The LHC Higgs Cross Section Working Group (A. David et al.). Lhc hxswg interim recommendations to explore the coupling structure of a higgs-like particle. *ArXiv e-prints*, Septembre 2012. 31
- [34] M. Quiros. Higgs bosons in extra dimensions. *ArXiv e-prints*, Novembre 2013. 36
- [35] M. Schmaltz. Physics beyond the standard model (theory) : Introducing the little higgs. *Nuc. Phys. B Proceedings Supplements*, 117 :40–49, Avril 2003. 36
- [36] H. E. Haber et D. O’Neil. Basis-independent methods for the two-higgs-doublet model. ii. the significance of $\tan(\beta)$. *Phys. Rev. D*, 74 :015018, Juillet 2006. 37
- [37] J. F. Gunion et H. E. Haber. Cp-conserving two-higgs-doublet model : The approach to the decoupling limit. *Phys. Rev. D*, 67 :075019, Avril 2003. 37
- [38] V. D. Barger, J. L. Hewett, and R. J. N. Phillips. New constraints on the charged higgs sector in two-higgs-doublet models. *Phys. Rev. D*, 41 :3421, Juin 1990. 38
- [39] D. Graudenz et P.M. Zerwas M. Spira, A. Djouadi. Higgs boson production at the lhc. *Nucl. Phys. B*, 453 :17–82, Février 1995. 38
- [40] D.I. Kazakov. Supersymmetry on the run : Lhc and dark matter. *Nucl. Phys. B Proceedings Supplements*, 203 :118–154, Juin 2010. 39
- [41] Kaoru Hagiwara, A. D. Martin, Daisuke Nomura, and T. Teubner. Improved predictions for $g-2$ of the muon and $\alpha(\text{qed})(m^{**2}(z))$. *Phys. Lett.*, B649 :173–179, Mai 2007. 39

- [42] J. Wess et B. Zumino S. Ferrara. Supergauge multiplets and superfields. *Phys. Lett. B*, 51 :239–241, Août 1974. 39
- [43] S. Raby. Problems with the mssm : mu and proton decay. *ArXiv e-prints*, pages 44–55, Janvier 2012. 40
- [44] M. Maniatis. The next-to supersymmetric extension of the standard model reviewed. *International Journal of Modern Physics A*, 25 :3505–3602, 2010. 41
- [45] J. Fan, J. Tao, Y. Shen, H. Chen G. Chen, S. Gascon-Shotkin, M. Lethuillier, and L. Sgandurra. Phenomenology of the lightest higgs boson in the next-to-minimal supersymmetric standard model. *ArXiv e-prints*, Septembre 2013. 41, 42, 165, 166
- [46] LHCb Collaboration (R. Aaij et al.). First evidence for the decay $b_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :021801, Janvier 2013. 44
- [47] ATLAS Collaboration (G. Aad et al.). Observation of a new χ_b state in radiative transitions to Upsilon(1s) and Upsilon(2s) at atlas. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :152001, Avril 2012. 44
- [48] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Observation of a new ξ_b baryon. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :252002, Juin 2012. 44
- [49] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Phys. Lett. B*, 716 :30–61, Septembre 2012. 44
- [50] V. A. Bordovitsyn. *Synchrotron Radiation Theory and Its Development*. World Scientific, 1999. 45
- [51] L. Evans et al. Lhc machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008. 47, 48, 49, 50, 55
- [52] CERN. Lhc performance and statistics. <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/#>, 2013. 50
- [53] ATLAS Collaboration (G. Aad et al.). The atlas experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008. 55
- [54] ALICE Collaboration (K. Aamodt et al.). The alice experiment at the cern lhc. *JINST*, 3 :S08002, 2008. 56
- [55] LHCb Collaboration (A. Augusto et al.). The lhcb detector at the lhc. *JINST*, 3 :S08005, 2008. 56
- [56] TOTEM Collaboration (G. Anelli et al.). The totem experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3 :S08007, 2008. 57
- [57] LHCf Collaboration (O. Adriani et al.). Lhc machine. *JINST*, 3 :S08006, 2008. 57

- [58] J. L. Pinfold. The moedal experiment — searching for highly ionizing. pages 217–226, 2008. 57
- [59] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). The cms experiment at the cern lhc. *JINST*, 3 :S08004, 2008. 58, 64, 67, 68, 69, 70, 71, 74, 77, 86, 87, 88, 89, 96, 104, 105, 106
- [60] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). *CMS Physics : Technical Design Report Volume 1 : Detector Performance and Software*. CERN, 2006. 63, 66, 73, 81, 95
- [61] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Pixel performance plots 2013. *CMS-DP-2013-014*, Mai 2013. 65
- [62] A. Heering et A. Ronzhin P. Cushman. Custom hpd readout for the cms hcal. *Nucl. Instrum. Meth.*, A442 :289–294, Mai 2000. 68
- [63] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Jet energy resolution in cms at $\sqrt{s} = 7$ tev. *CMS-PAS-JME-10-014*, 2011. 70
- [64] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). The performance of the cms muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev at the lhc. *J. Instrum.*, 8 :P11002, Juin 2013. 72
- [65] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Particle-flow event reconstruction in cms and performance for jets, taus, and met. *CMS-PAS-PFT-09-001*, Avril 2009. 77, 115
- [66] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Cms outreach. http://cmsdoc.cern.ch/cms/outreach/html/CMSdocuments/CMSposters/CMSposters_index.html. 81, 82
- [67] THE CMS ELECTROMAGNETIC CALORIMETER group (P. Adzic et al.). Results of the first performance tests of the cms electromagnetic calorimeter. *Eur. Phys. J.*, C44S1 :1–10, 2006. 82
- [68] H. C. Schultz-Coulon et J. Stachel. Calorimetry. In *The Physics of Particle Detectors*, 2011. 85
- [69] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 4 edition, 2010. 85
- [70] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Response of avalanche photo-diodes of the cms electromagnetic calorimeter to neutrons from an americium-beryllium source. *CMS-NOTE-2010-016*, Octobre 2010. 86
- [71] K. Deiters et al. Double screening tests of the cms ecal avalanche photodiodes. *Nucl. Instrum. Meth.*, A543 :549–558, 2005. 86
- [72] M. Raymond et al. The mgpa electromagnetic calorimeter readout chip for cms. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 :756–763, 2005. 88

- [73] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Ecal detector performance plots : more on 2011 data. *CMS-DP-2012-008*, Juin 2013. 93, 94
- [74] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). The simulation of the cms silicon tracker. *CERN-CMS-CR-2008-007*, Novembre 2007. 95
- [75] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Ecal detector performance plots : 2011 data. *CMS-DP-2012-007*, Mai 2012. 97
- [76] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Electron reconstruction in the cms electromagnetic calorimeter. *CMS-NOTE-2001-034*, Juin 2001. 98, 99
- [77] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ tev. *CMS-PAS-EGM-10-005*, Juillet 2010. 100
- [78] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Neutral pion rejection for isolated and unconverted photon candidates using cms ecal and preshower detector. *CMS-AN-2008-063*, Juillet 2008. 101
- [79] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Studies for photons and neutral pions identification in the ecal barrel region. *CMS-AN-2008-075*, Septembre 2008. 101
- [80] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Electron-based and photon-based energy corrections with improved material dependent parametrization. *CMS-AN-2012-247*, Juin 2012. 102
- [81] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). 2012 ecal detector performance plots. *CMS-DP-2013-007*, Mars 2013. 103
- [82] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Energy resolution of the barrel of the cms electromagnetic calorimeter. *JINST*, 2 :P04004, 2007. 104, 106
- [83] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Ecal calibration, photon energy scale, photon resolution performance and systematic effects of cluster corrections : impact on the standard model $h \rightarrow \gamma\gamma$ search. *CMS-AN-2012-214*, Mai 2012. 104
- [84] P. Aspell et al. Results from the 1999 beam test of a preshower prototype. *CMS-NOTE-2000-001*, Janvier 2000. 105
- [85] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Preparing for measurement of photon identification efficiency and energy scale using mu mu gamma final state", cms analysis. *CMS-AN-2005-040*, Novembre 2005. 110
- [86] C. Bâty. Contribution à la calibration des photons par les désintégrations radiatives $z \rightarrow \mu\mu\gamma$, dans l'expérience cms au lhc (cern). 2009. 110
- [87] O. Bondu. Etude des désintégrations radiatives $z^0 \rightarrow \mu\mu\gamma$ et recherches du boson de higgs dans le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$ dans l'expérience cms au lhc (cern). 2012. 110, 112

- [88] DELPHI Collaboration (J. Abdallah et al.). Observation of the muon inner bremsstrahlung at lep1. *Eur. Phys. J.*, C57 :499–514, Mai 2007. 111
- [89] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Improved rochester misalignment and muon scale corrections extracted for 2011a, 2011b cms data. *CMS-AN-2012-298*, Août 2012. 111, 118, 147
- [90] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Standard model cross sections for cms at 7 tev. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSections>. 113
- [91] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Standard model cross sections for cms at 8 tev. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/StandardModelCrossSectionsat8TeV>. 113
- [92] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Low pt muon and dimuon efficiencies. *CMS-AN-2012-088*, Avril 2012. 114, 118
- [93] H. Burkhardt et al. Beam scraping for lhc injection. *Particle Accelerator Conference. PAC. IEEE*, Juin 2007. 114
- [94] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Baseline muon selections. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideMuonId#Tight_Muon. 115
- [95] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Photon energy scale with $z \rightarrow \mu\mu\gamma$ events. *CMS-DP-2012-024*, Septembre 2012. 123, 161
- [96] ATLAS Collaboration (G. Aad et al.). Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Phys. Lett.*, B716 :1–29, Juillet 2012. 164
- [97] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Phys. Lett.*, B716 :30–61, Juillet 2012. 164
- [98] LHC Higgs Cross Section Working Group (S. Heinemeyer et al.). Handbook of lhc higgs cross sections : 3. higgs properties. *ArXiv e-prints*, Juillet 2013. 167
- [99] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Search for a higgs boson decaying into two photons in pp collisions recorded by the cms detector at the lhc. *X, X :X–X*, Juin 2014. 172, 174, 176, 178, 180, 182, 184, 198
- [100] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Measurement of the properties of a higgs boson in the four-lepton final state. *ArXiv e-prints*, Décembre 2013. 180
- [101] LHC Higgs Cross Section Working Group (S. Heinemeyer et al.). Handbook of lhc higgs cross sections : 1. inclusive observables. *ArXiv e-prints*, Janvier 2011. 185

-
- [102] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Absolute calibration of the luminosity measurement at cms : Winter 2012 update. *CMS-PAS-SMP-12-008*, Mars 2012. 185
- [103] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Cms luminosity based on pixel cluster counting - summer 2013 update. *CMS-PAS-LUM-13-001*, Septembre 2013. 185
- [104] I. W. Stewart et F. J. Tackmann. Theory uncertainties for higgs and other searches using jet bins. *Phys. Rev.*, D85 :034011, Juillet 2011. 185
- [105] ATLAS and LHC Higgs Combination Group CMS Collaborations. Procedure for the lhcb higgs boson search combination in summer 2011. *Technical Report ATL-PHYS-PUB 2011-11*, *CMS NOTE 2011/005*, Novembre 2011. 186
- [106] CMS Collaboration (S. Chatrchyan et al.). Combined results of searches for the standard model higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Phys. Lett.*, B710 :26–48, Février 2012. 186

Annexe A

Validation des simulations $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma$

Dans cette annexe, nous présentons les graphiques de comparaison des données avec les simulations pour 2011 et 2012 pour les catégories de haut et bas r_9 , dans le tonneau et les bouchons.

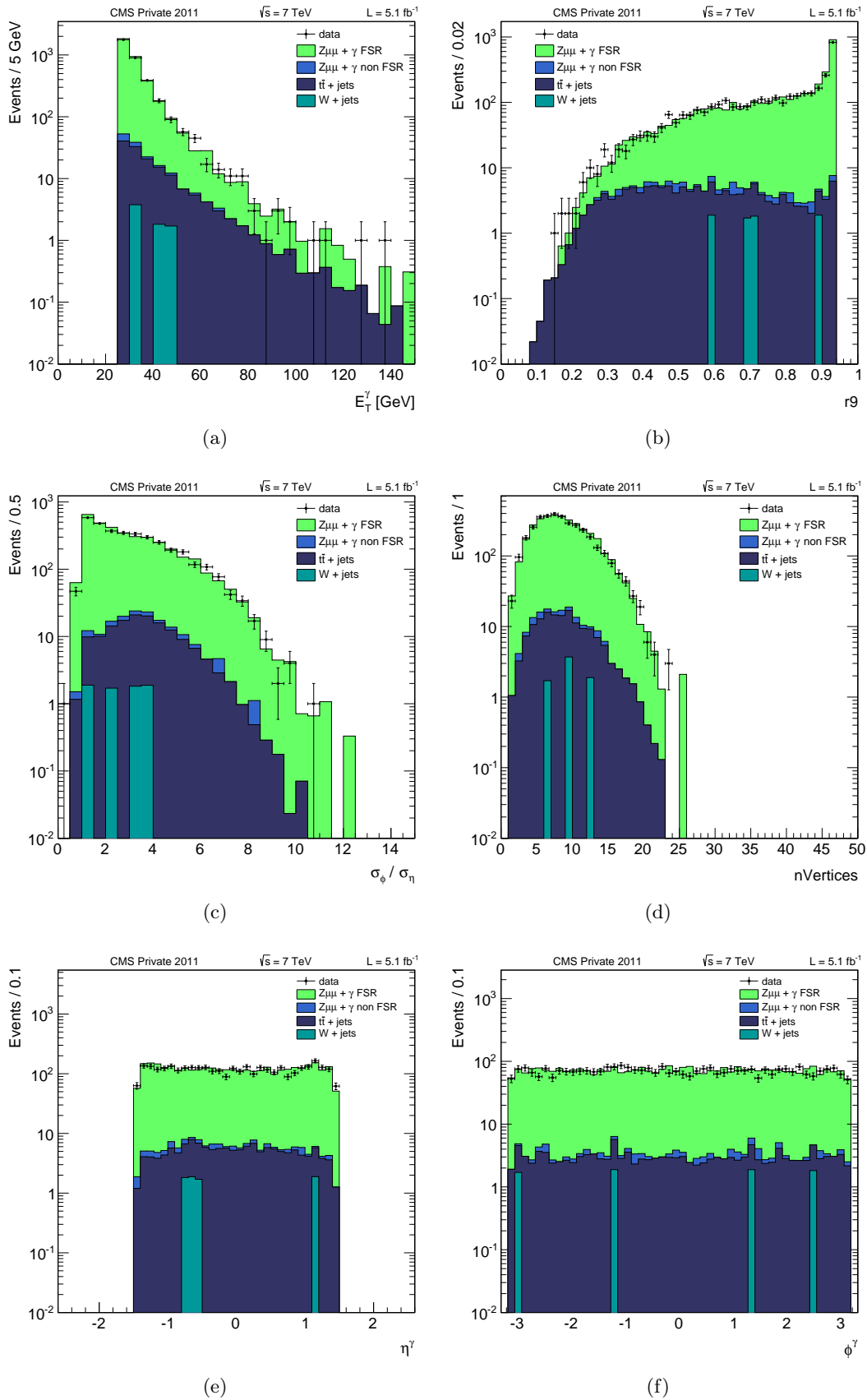


FIGURE A.1 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau avec $r9 < 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

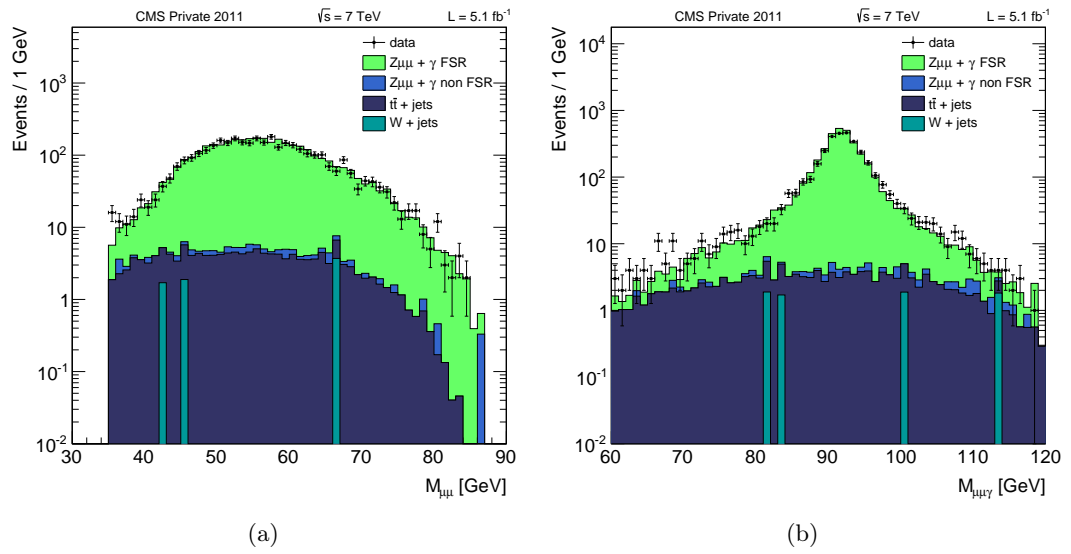


FIGURE A.2 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau avec $r_9 < 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

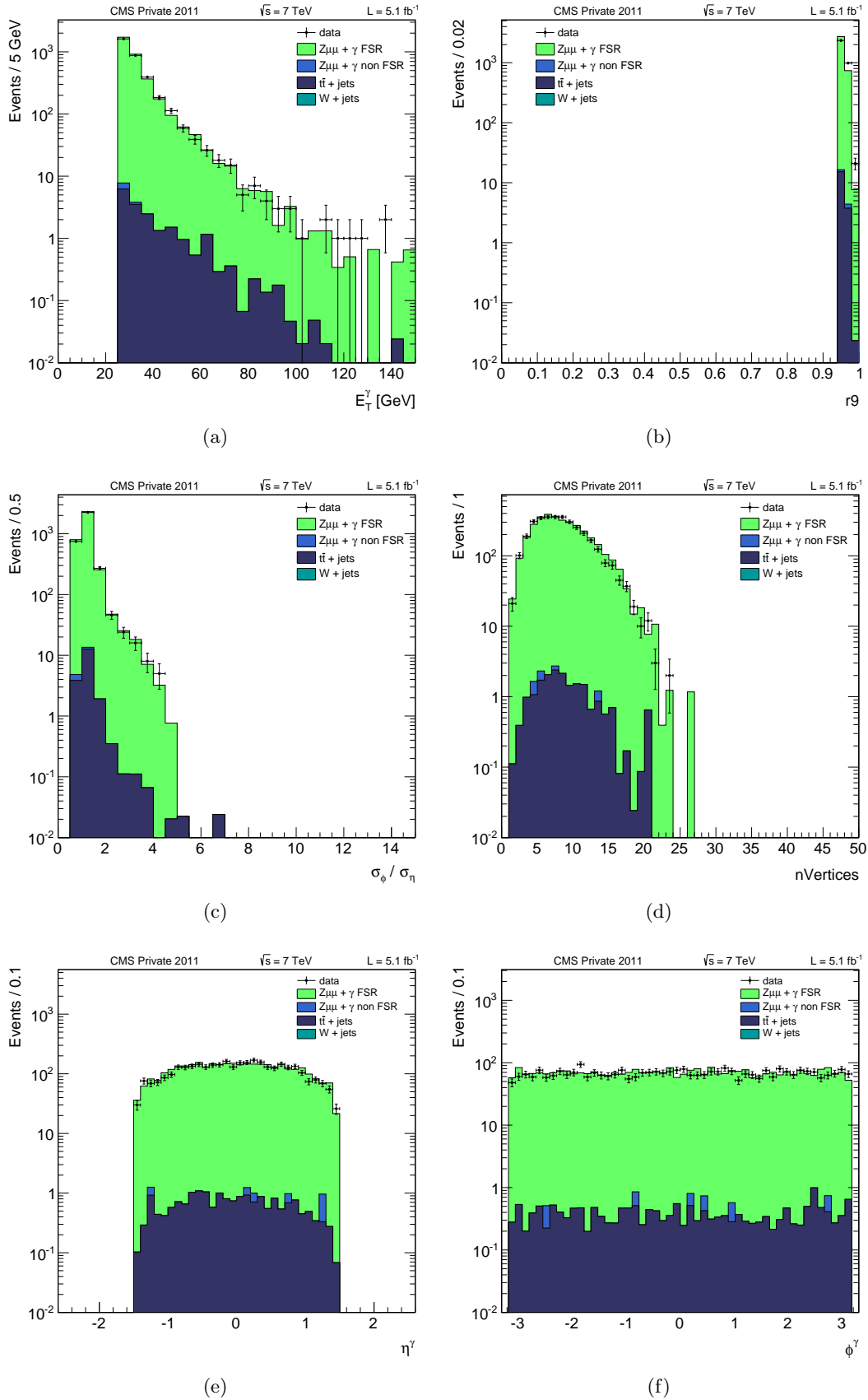


FIGURE A.3 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau avec $r9 > 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

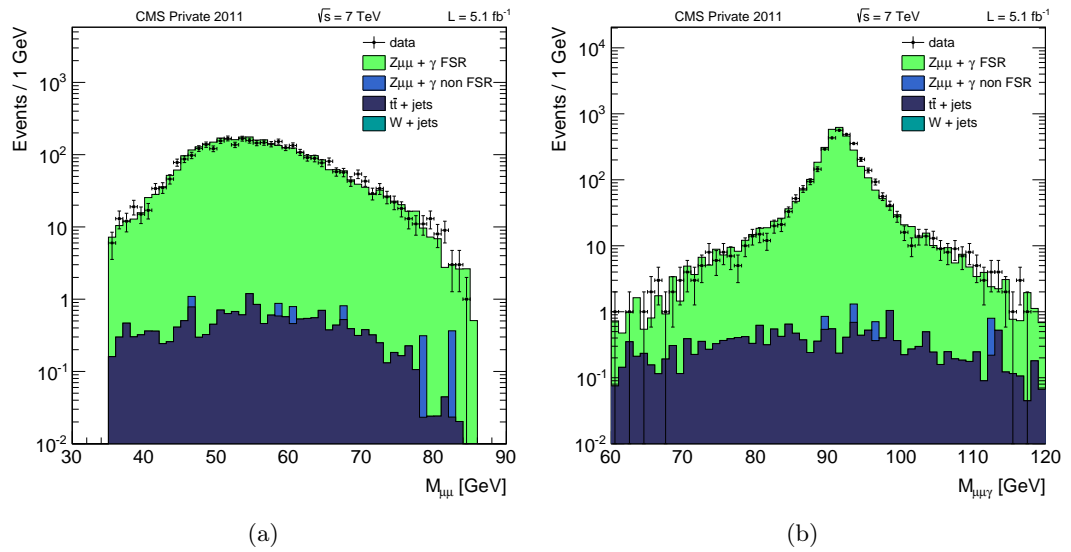


FIGURE A.4 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau avec $r_9 > 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

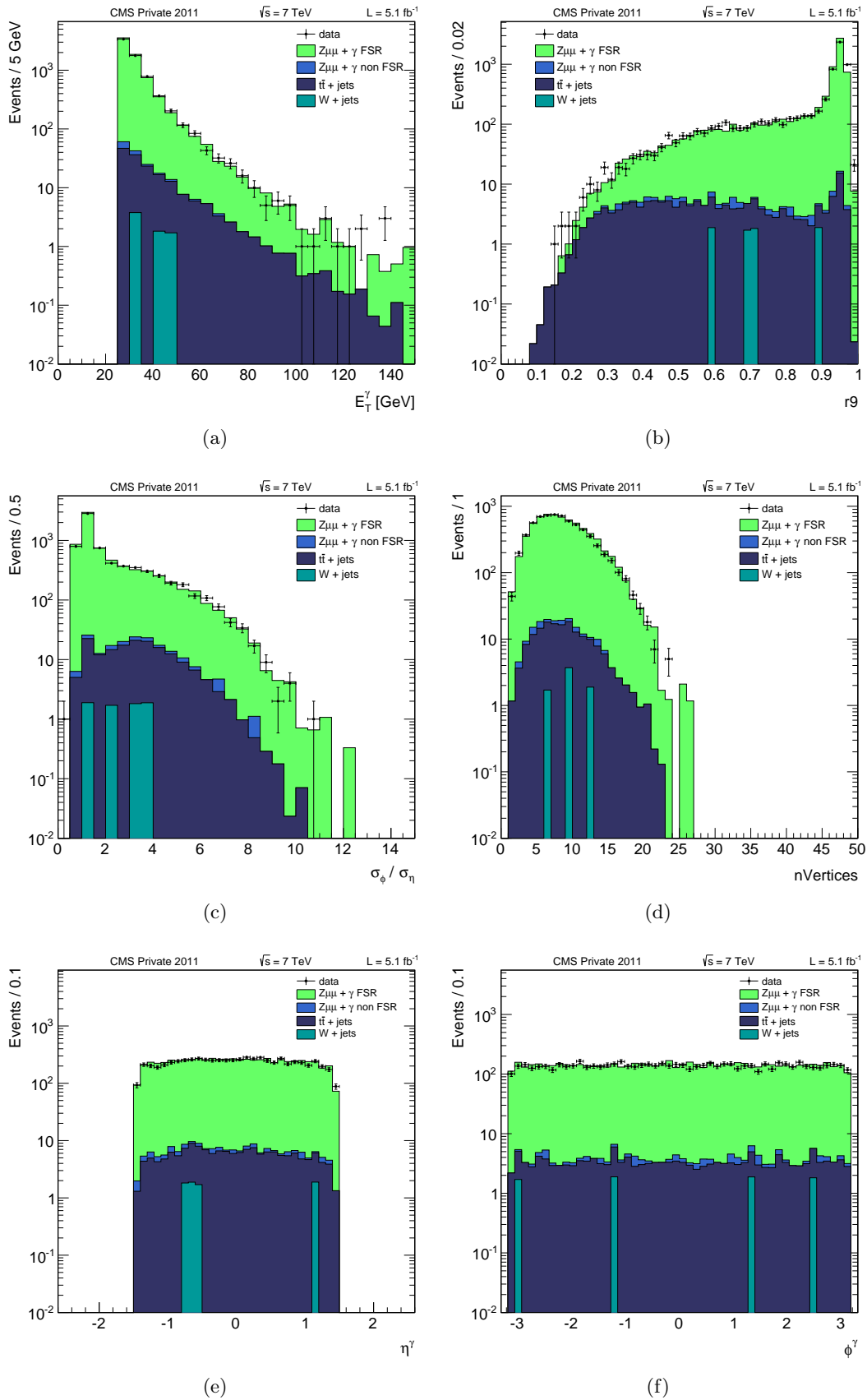


FIGURE A.5 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

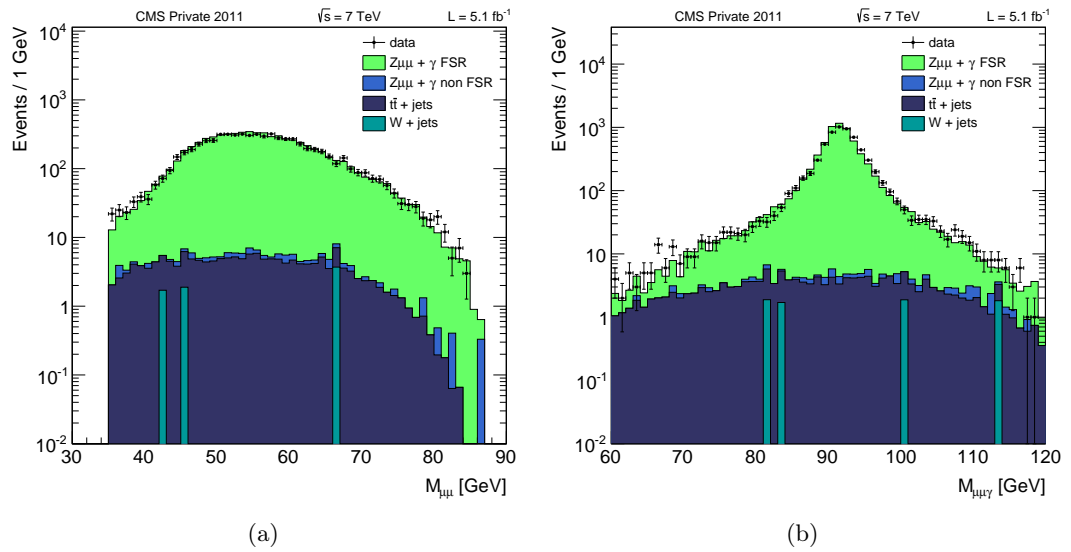


FIGURE A.6 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour le tonneau sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

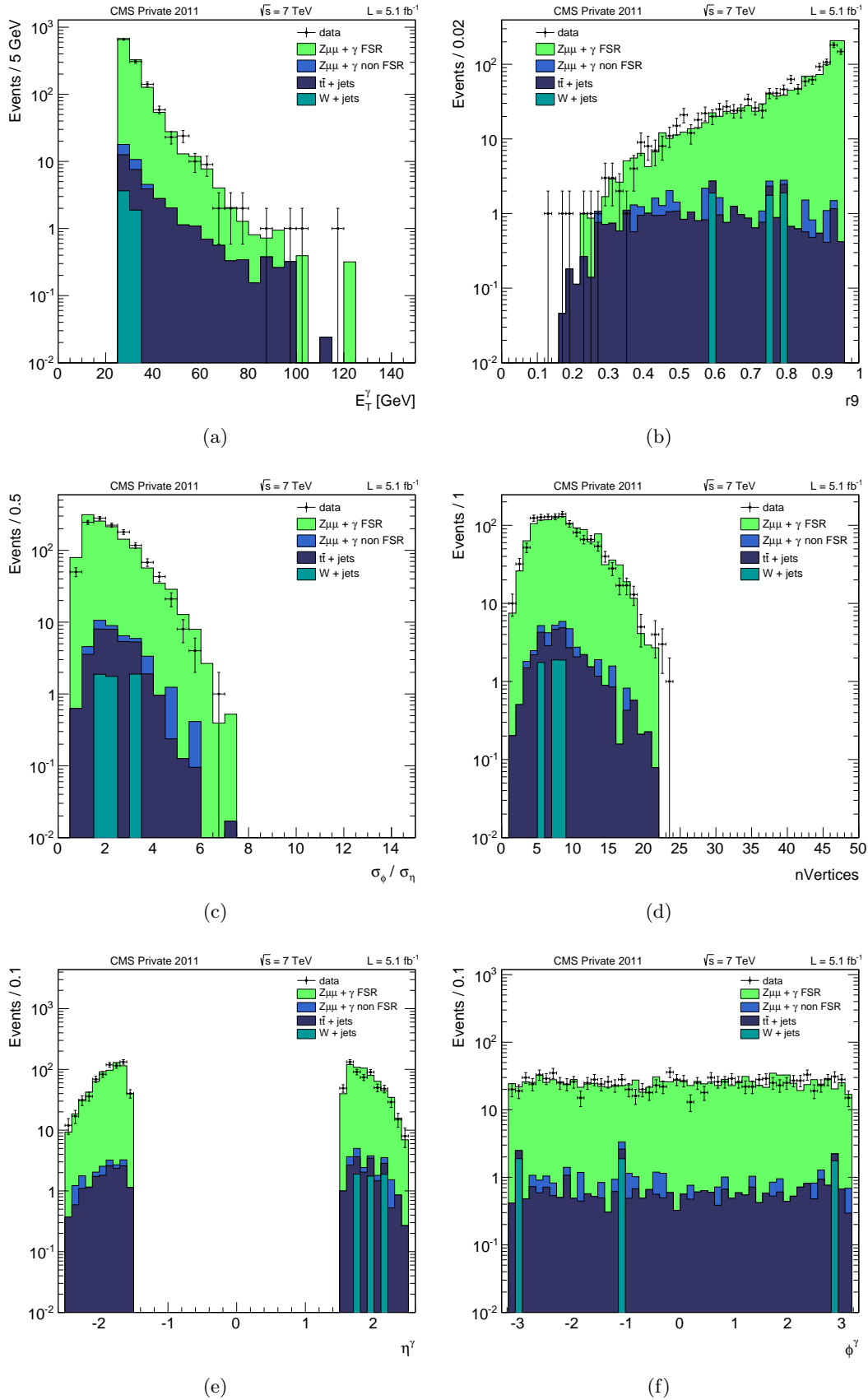


FIGURE A.7 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons avec $r9 < 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

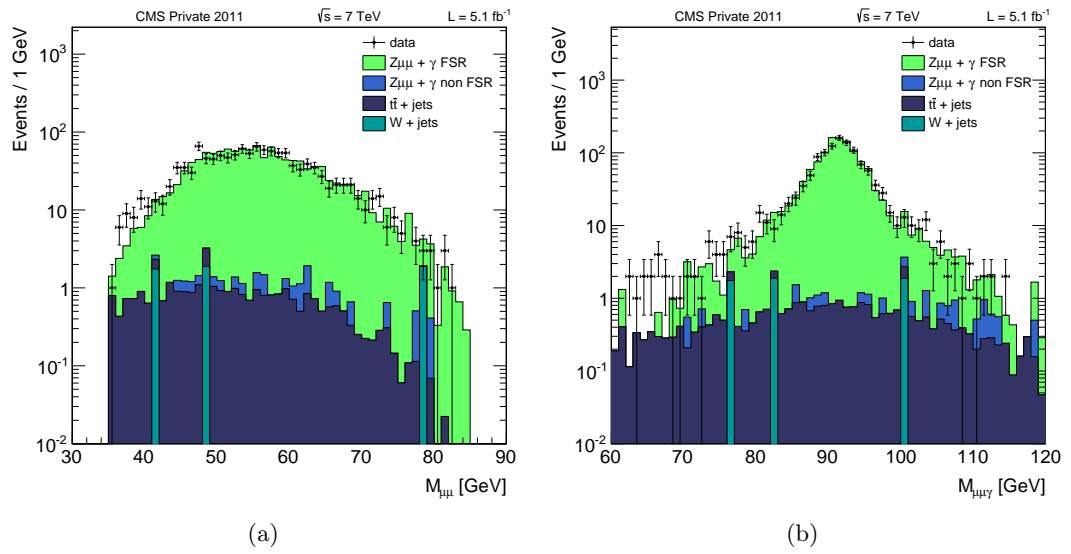


FIGURE A.8 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons avec $r_9 < 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

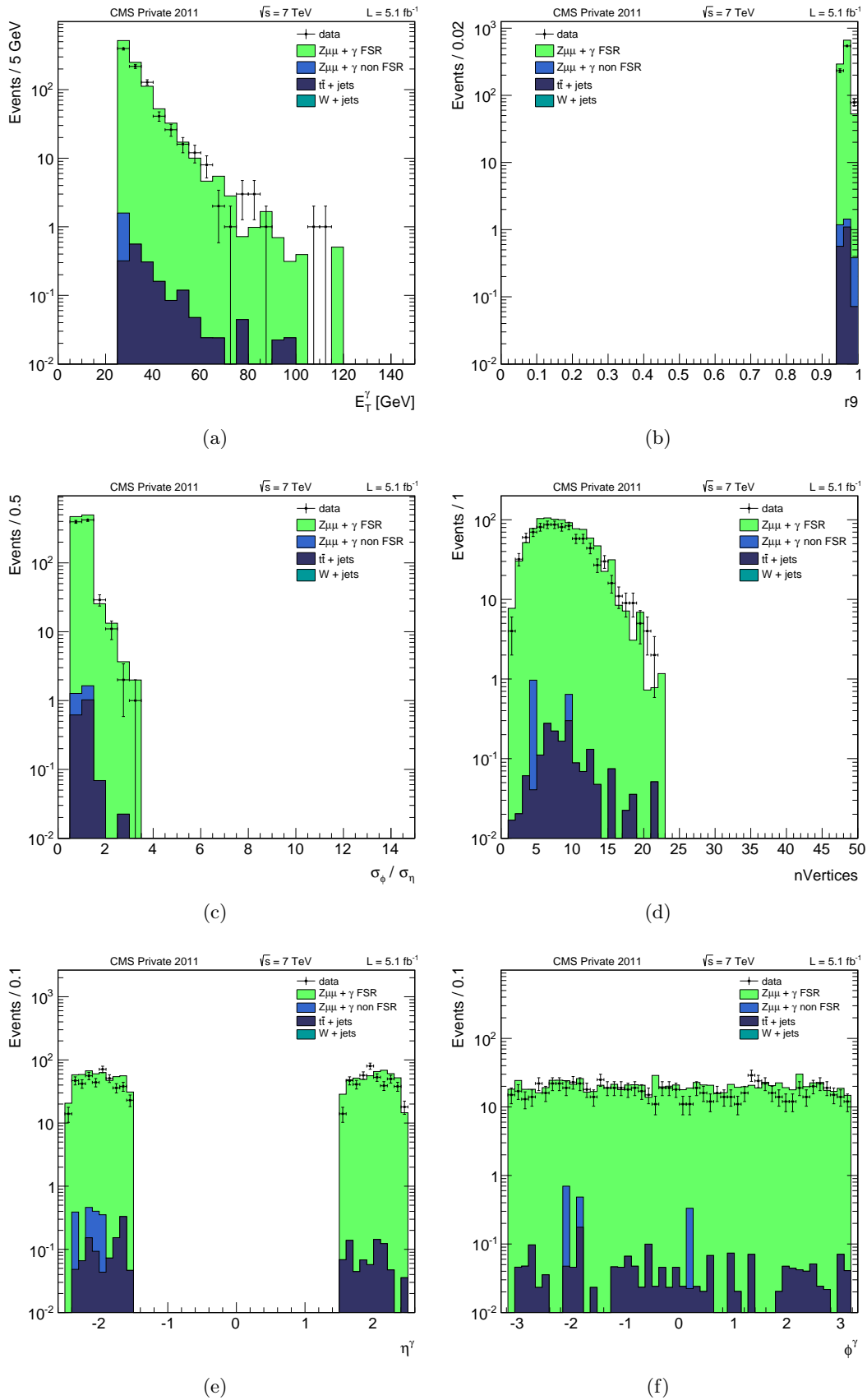


FIGURE A.9 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons avec $r9 > 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

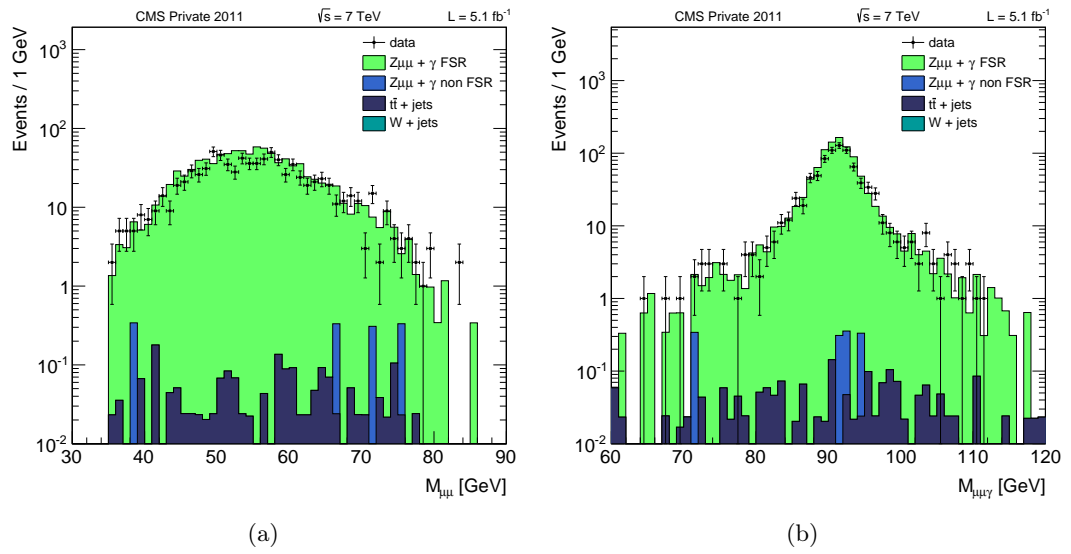


FIGURE A.10 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons avec $r_9 > 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

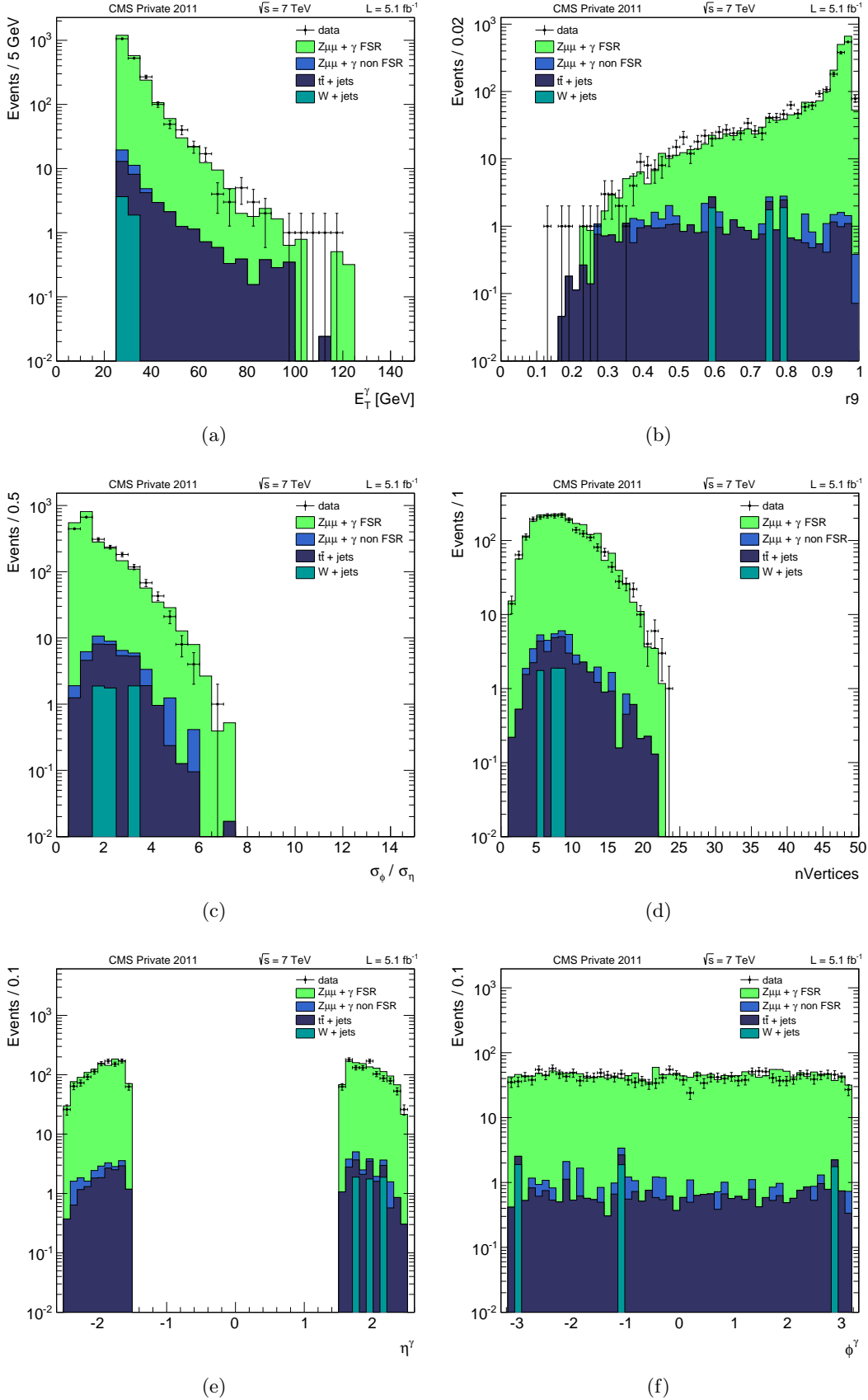


FIGURE A.11 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

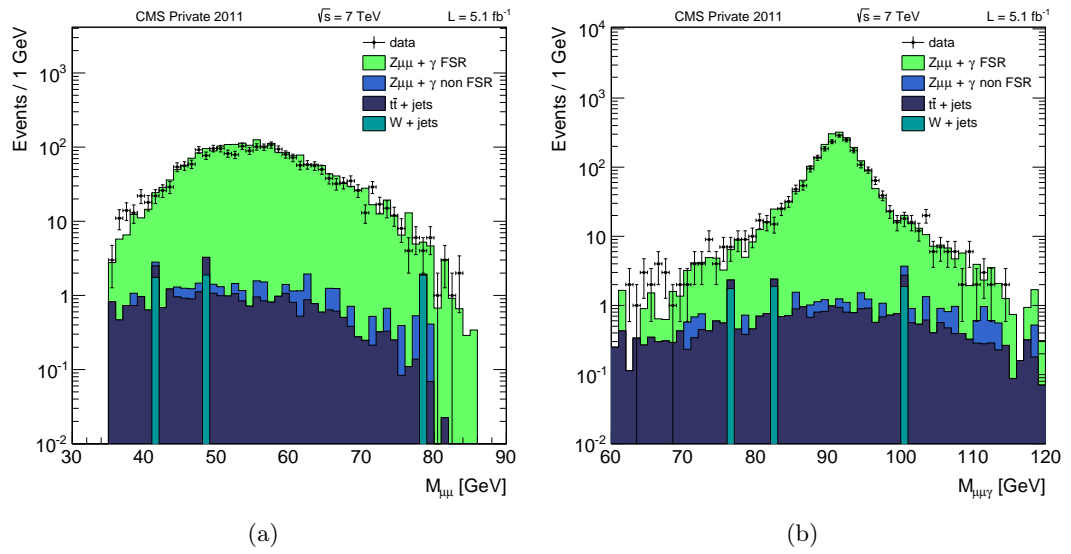


FIGURE A.12 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2011, pour les bouchons sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

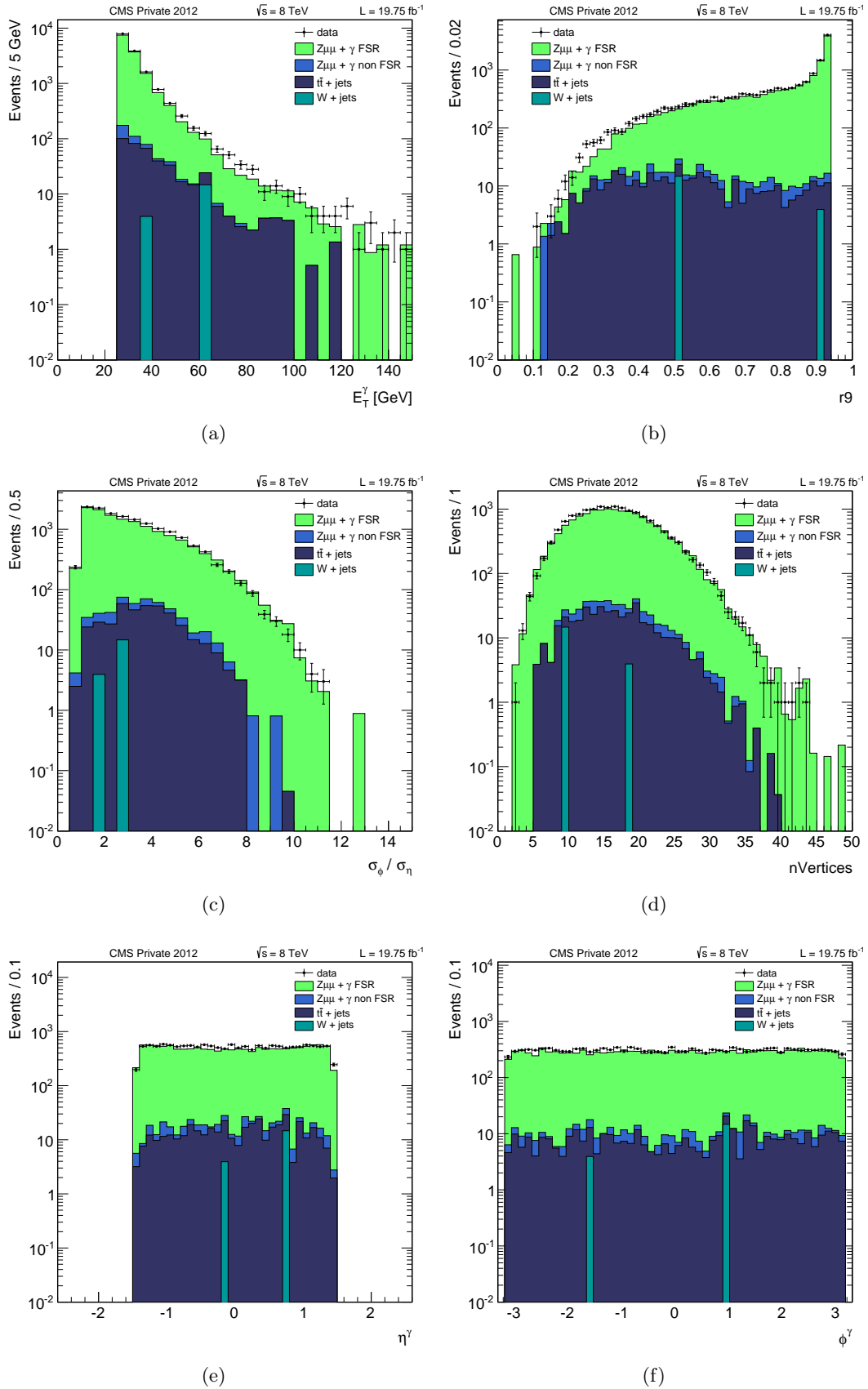


FIGURE A.13 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau avec $r9 < 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

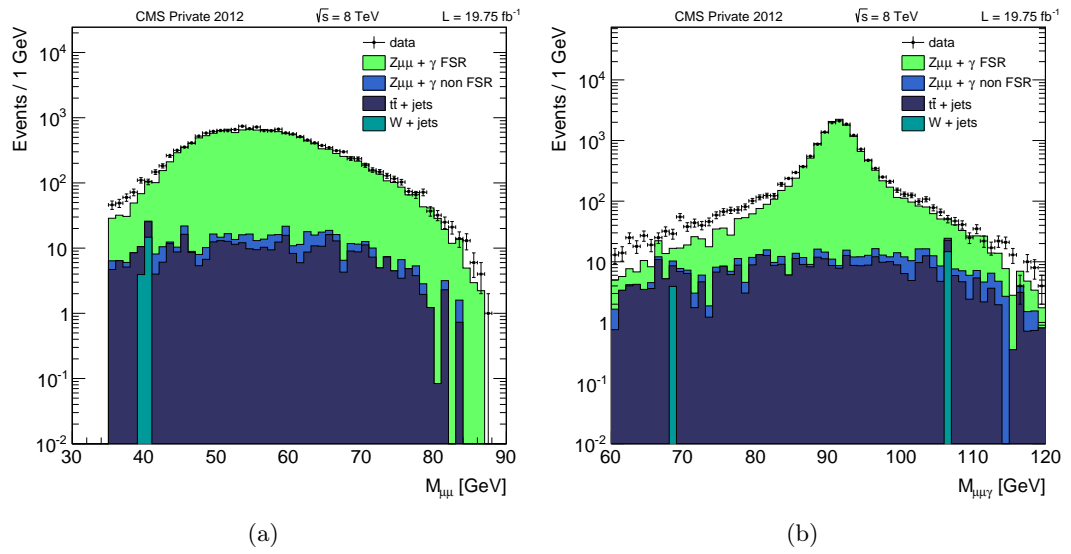


FIGURE A.14 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau avec $r_9 < 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$.

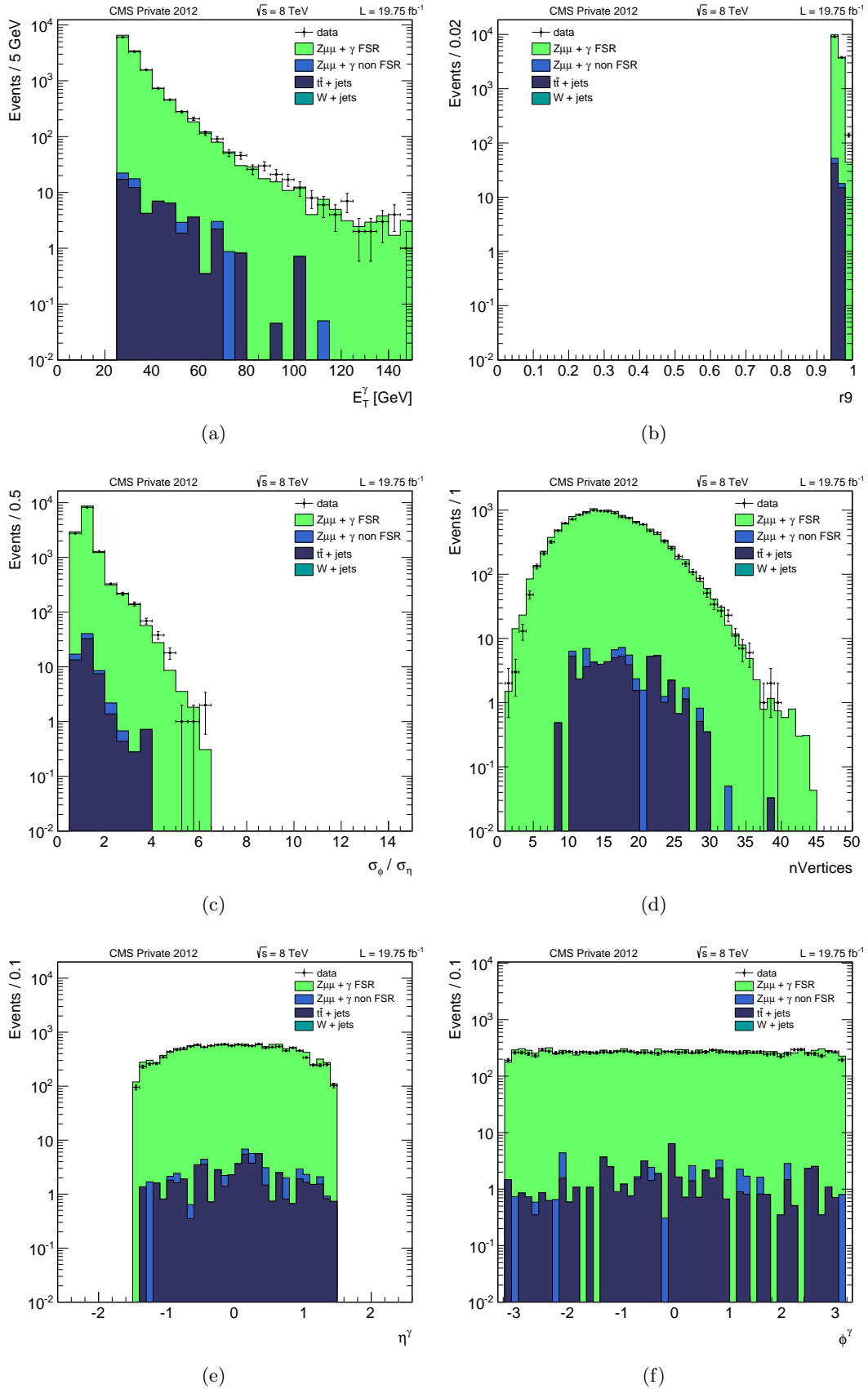


FIGURE A.15 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau avec $r9 > 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

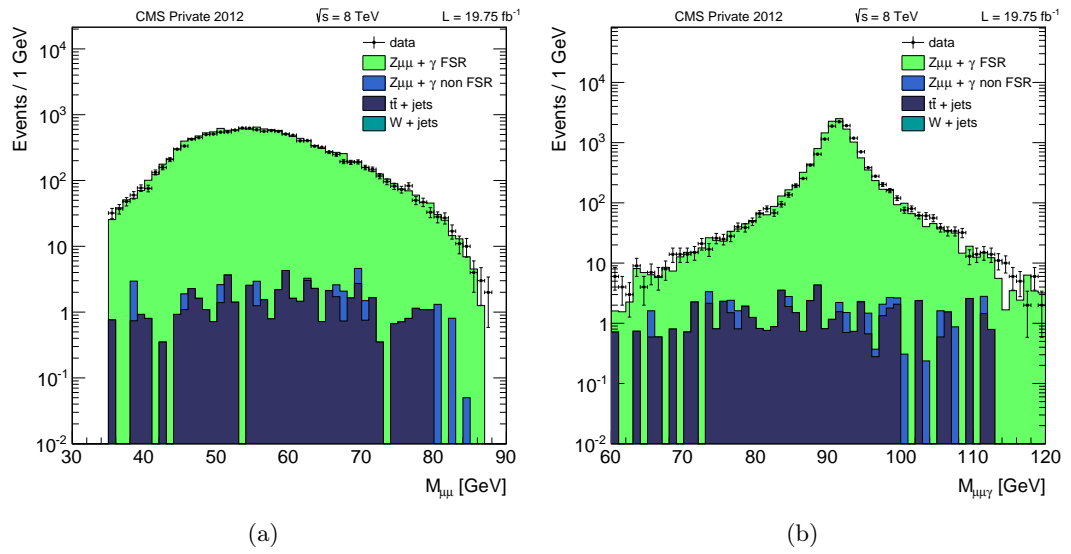


FIGURE A.16 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau avec $r_9 > 0,94$, avec $P_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$.

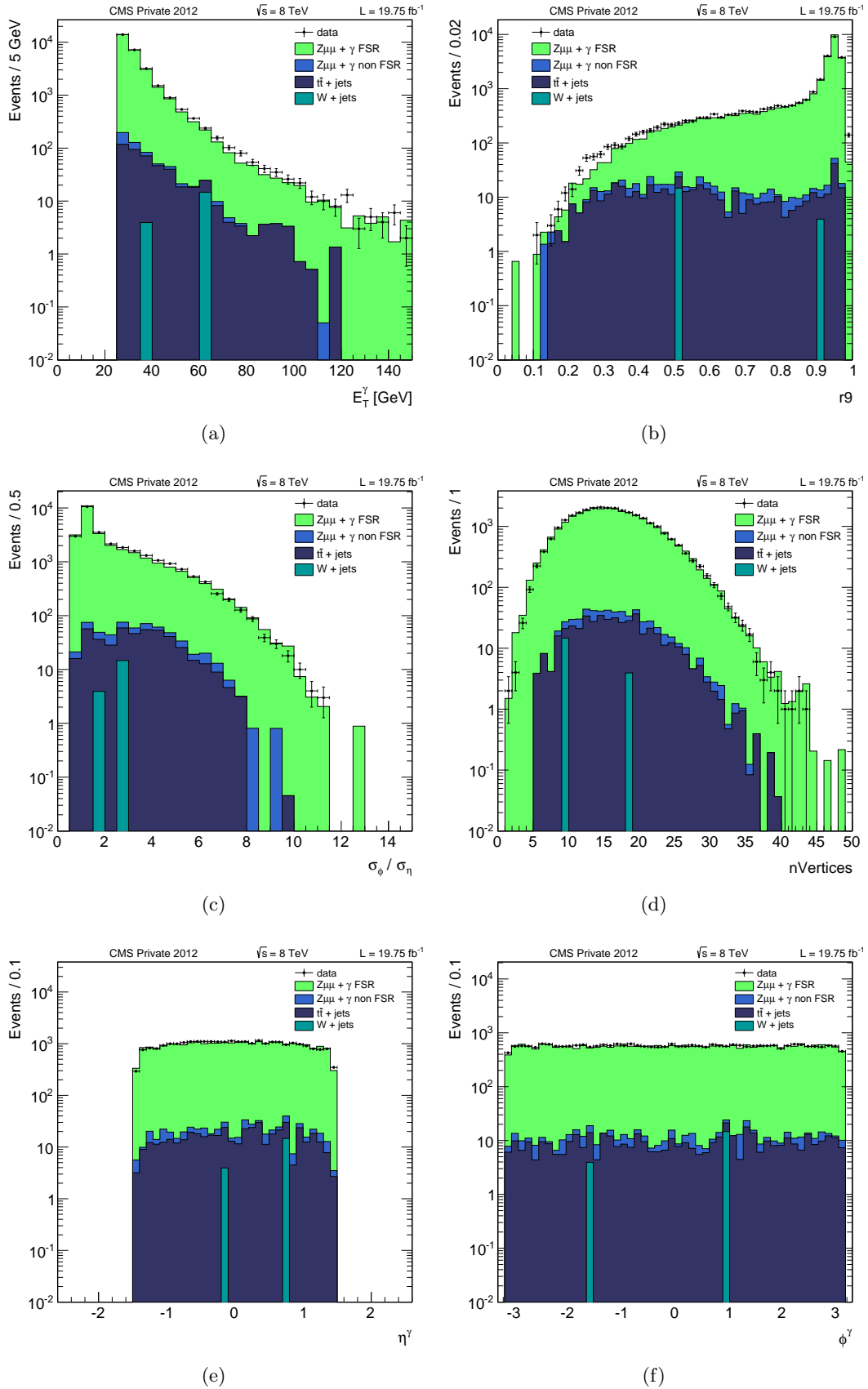


FIGURE A.17 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

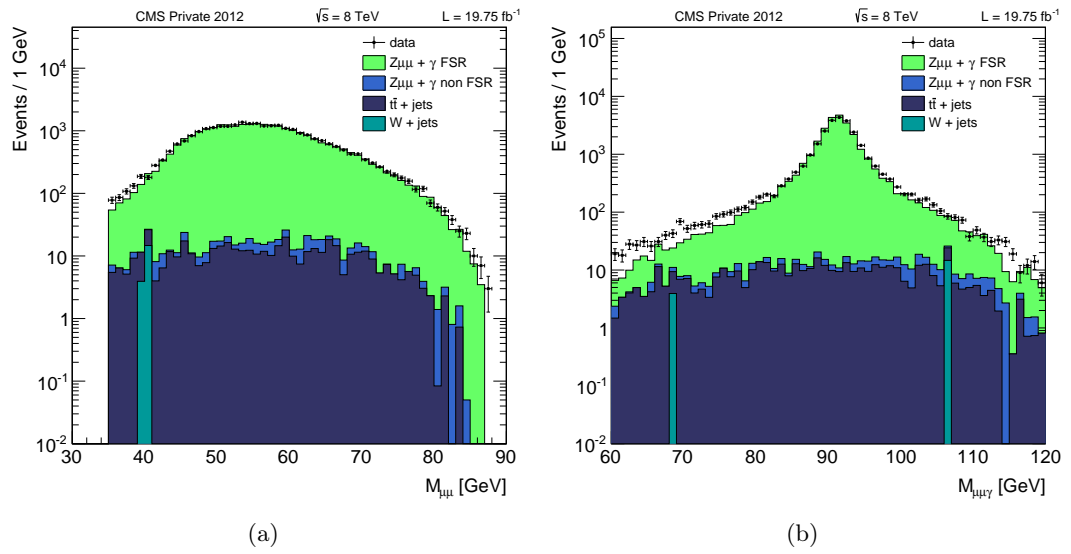


FIGURE A.18 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour le tonneau sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$.

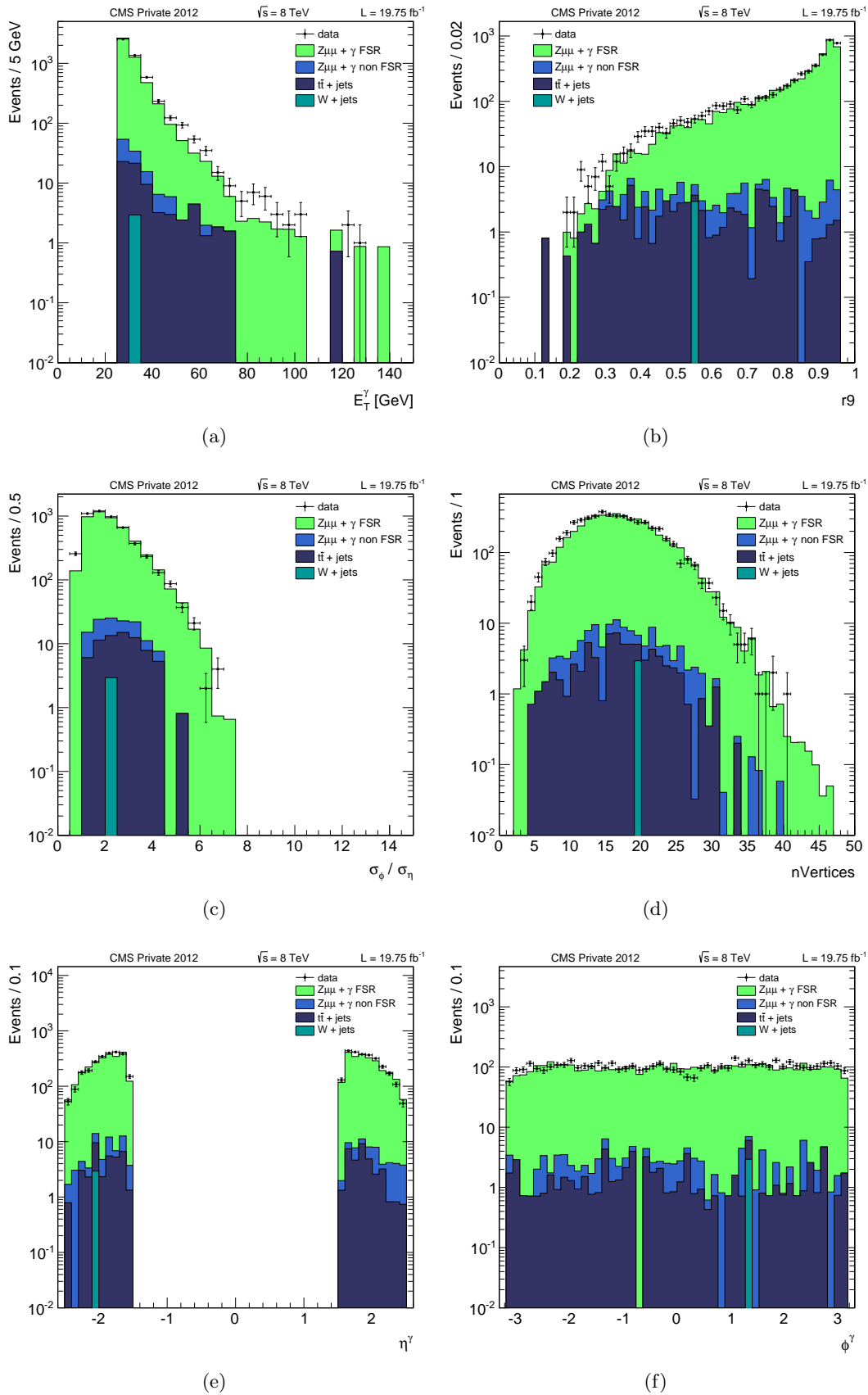


FIGURE A.19 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons avec $r9 < 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

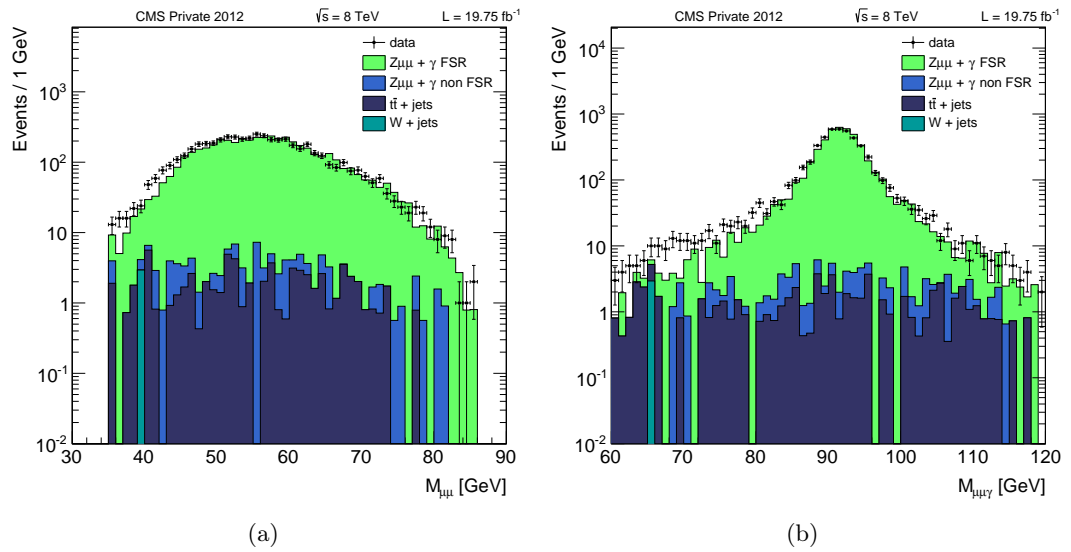


FIGURE A.20 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons avec $r_9 < 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$.

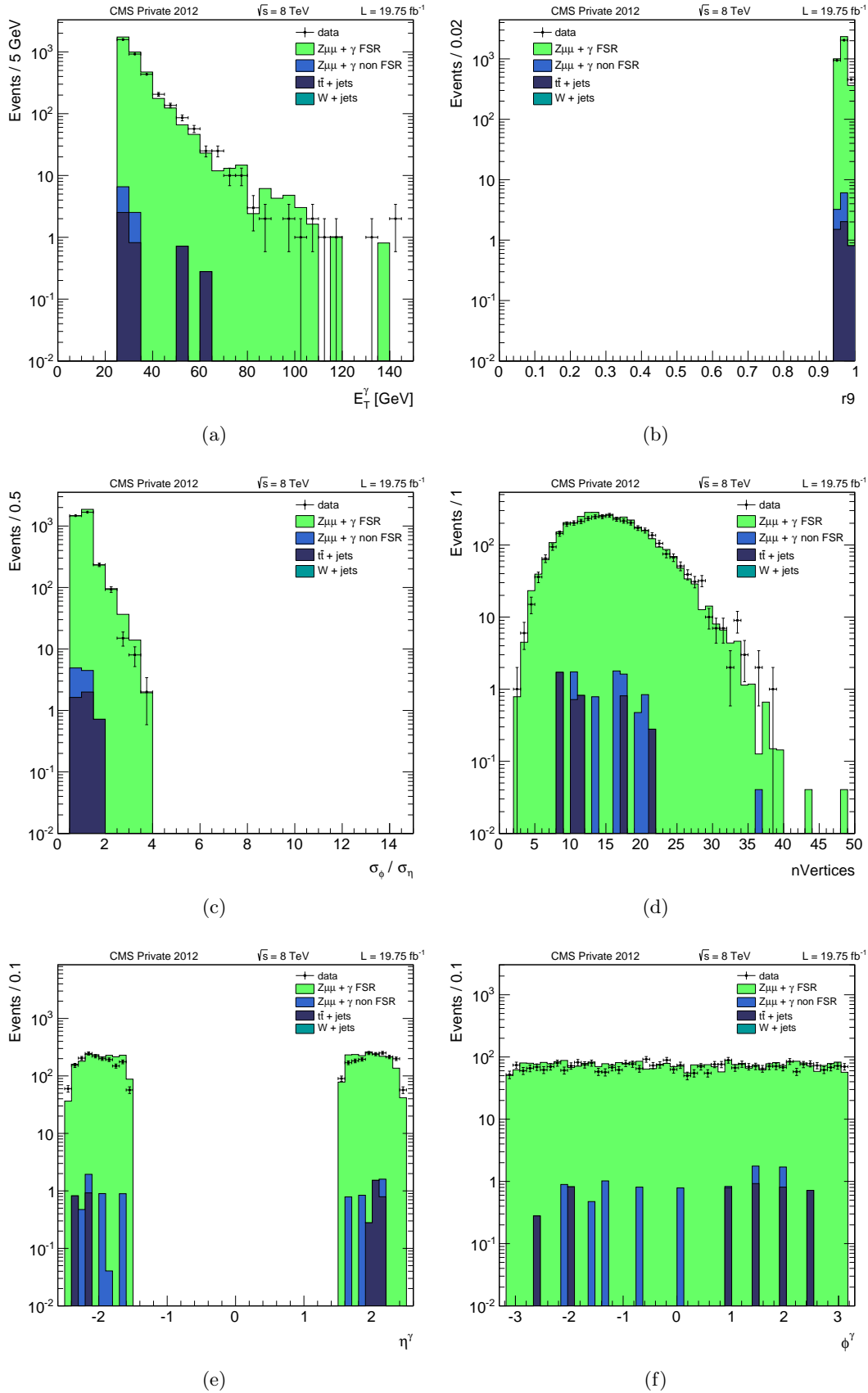


FIGURE A.21 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons avec $r9 > 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

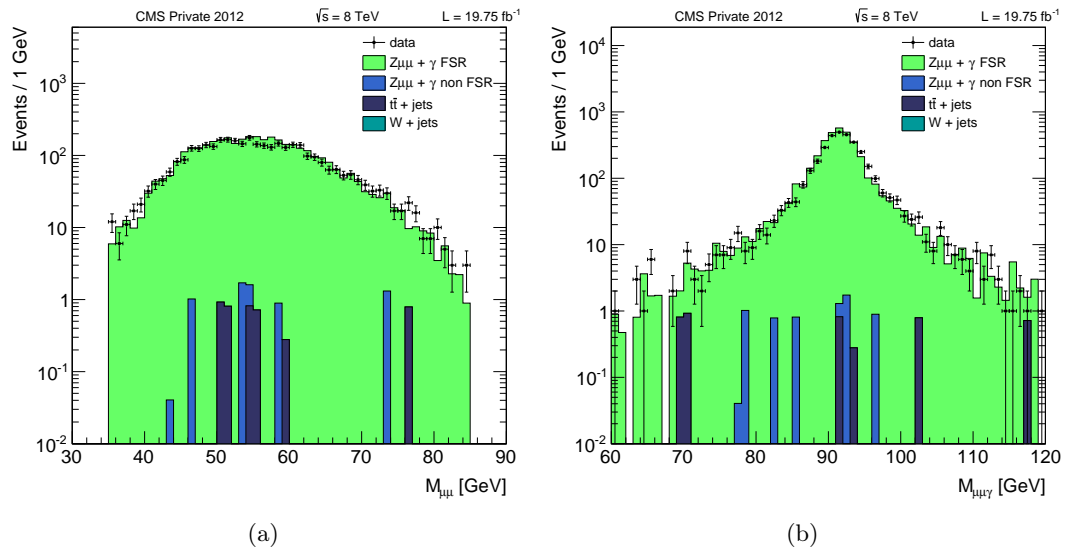


FIGURE A.22 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons avec $r_9 > 0,95$, avec $P_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$.

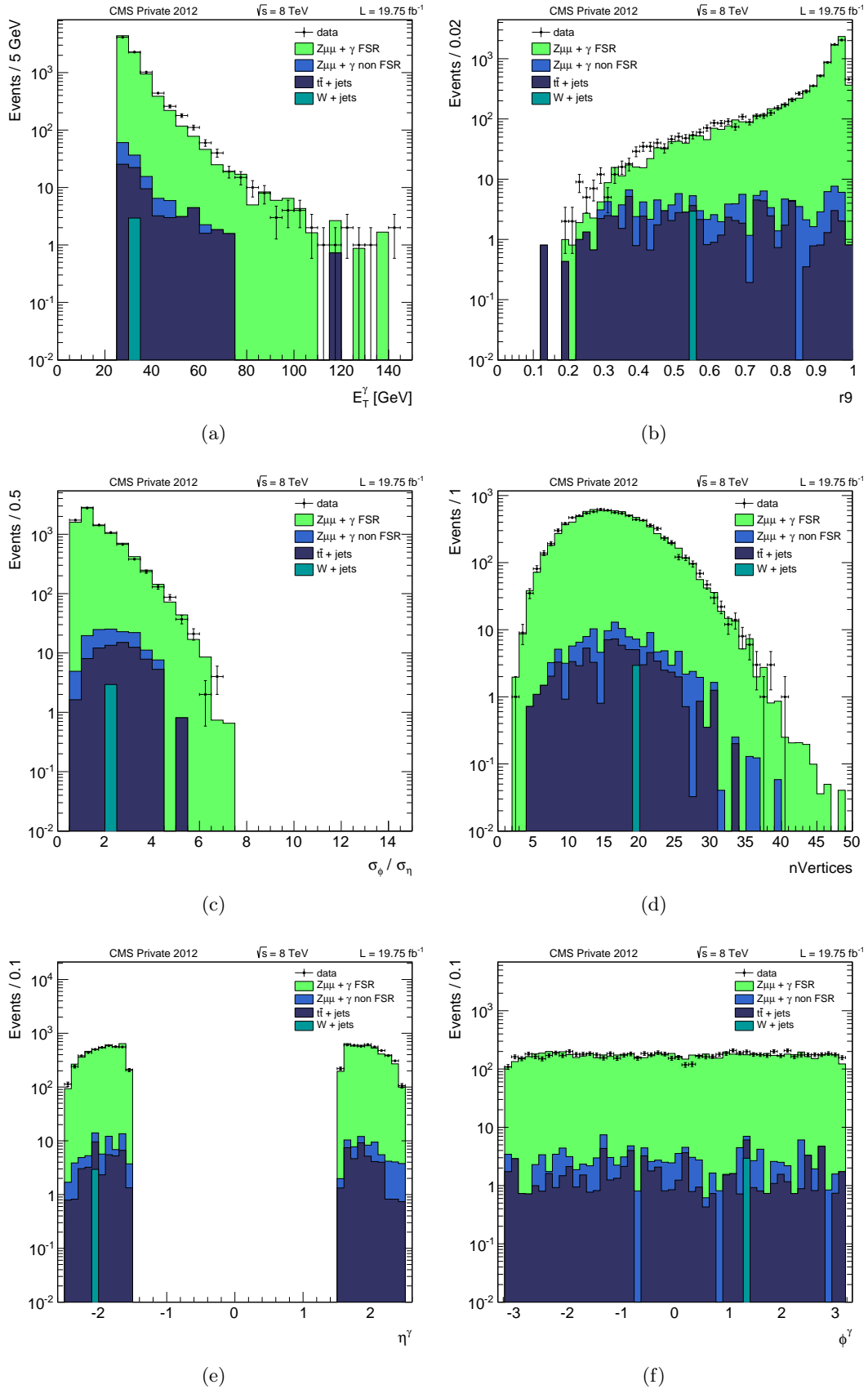


FIGURE A.23 – Comparaison des variables P_T^γ (a), $r9$ (b), $brem$ (c), $nVertex$ (d), η^γ (e) et ϕ^γ (f) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

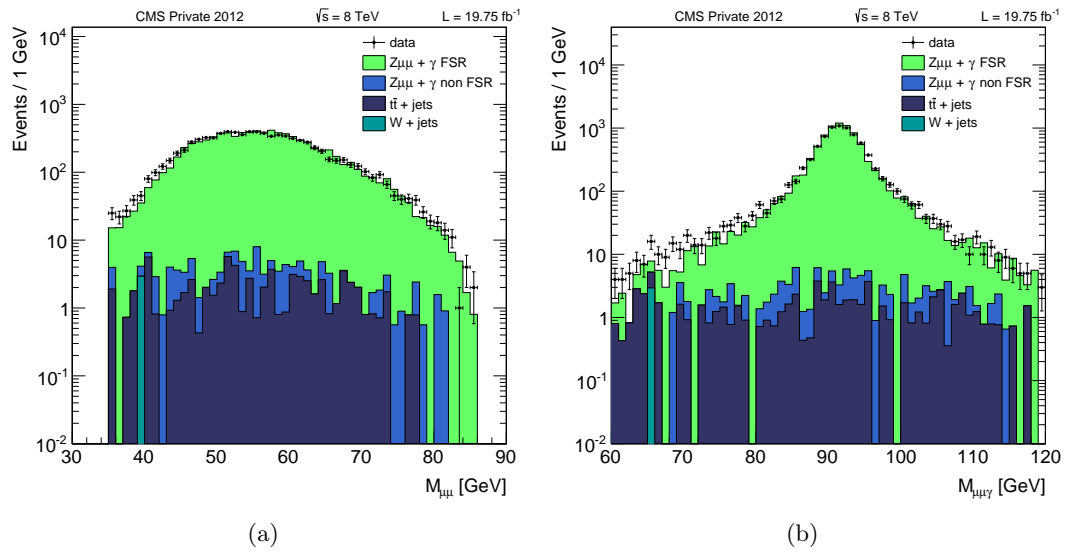


FIGURE A.24 – Comparaison des distributions $M_{\mu\bar{\mu}}$ (a) et $M_{\mu\bar{\mu}\gamma}$ (b) pour les données et les simulations 2012, pour les bouchons sans coupures en $r9$, avec $P_T^\gamma > 25$ GeV.

Annexe B

Extraction de l'échelle d'énergie des photons à bas P_T^γ : résultats pour les catégories non inclusive en r_9

P_T^γ (GeV)	s^{TRUE} (%)	Stat.	$s_{Surface, MC}$ (%)	Stat.	$s_{Surface, Donnes}$ (%)	Stat.
EB bas r9						
10-12	1,71	0,10	-0,74	0,17	-1,41	0,22
12-15	1,43	0,07	-0,05	0,13	-0,44	0,17
15-20	0,83	0,05	-0,16	0,10	-0,15	0,13
20-25	0,55	0,07	0,16	0,10	-0,03	0,13
> 25	0,46	0,05	0,32	0,08	0,46	0,10
EB haut r9						
10-12	0,51	0,05	-1,37	0,20	-1,18	0,25
12-15	0,52	0,05	-1,18	0,15	-0,50	0,18
15-20	0,36	0,03	-0,71	0,11	0,28	0,13
20-25	0,30	0,03	-0,40	0,10	0,62	0,13
> 25	0,28	0,03	-0,07	0,07	1,20	0,09

TABLE B.1 – Résultats de l'extraction de l'échelle d'énergie à bas P_T^γ pour les catégories non-inclusive en $r9$, dans le tonneau.

P_T^γ (GeV)	s^{TRUE} (%)	Stat.	$s_{Surface, MC}$ (%)	Stat.	$s_{Surface, Donnes}$ (%)	Stat.
EE bas r9						
10-12	6,03	0,23	2,24	0,32	-1,68	0,42
12-15	5,07	0,18	2,64	0,24	-1,07	0,31
15-20	3,44	0,16	1,99	0,18	-0,18	0,23
20-25	2,55	0,18	0,97	0,18	-0,47	0,24
> 25	2,14	0,06	1,48	0,15	0,42	0,18
EE haut r9						
10-12	2,89	0,05	-0,77	0,47	-0,66	0,54
12-15	2,16	0,14	0,73	0,35	-0,49	0,42
15-20	0,96	0,10	0,26	0,24	0,67	0,28
20-25	1,03	0,12	0,10	0,22	1,39	0,26
> 25	0,97	0,12	0,43	0,15	1,61	0,18

TABLE B.2 – Résultats de l'extraction de l'échelle d'énergie à bas P_T^γ pour les catégories non-inclusive en $r9$, dans les bouchons.

Annexe C

Résultats de l'étude de biais sur la
modélisation du bruit de fond dans
l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ à basse masse

CSV catégorie 0 (Untagged 0 btd > 0.76)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-1810.22	2.35	0.13
2Che + Voi	3 + 3	-1810.22	2.35	0.13
1Exp + Voi	2 + 3	-1809.11	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-1800.35	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	0.12	0.19	0.32	0.29
2Che + Voi	0.25	0.34	0.37	0.26
1Exp + Voi	-0.63	-0.47	0.24	0.49
1Lau + Voi	1.13	1.09	1.12	0.19
4Ber + Voi	0.14	0.22	0.19	0.24
3Che + Voi	0.24	0.30	0.31	0.28
2Exp + Voi	-0.49	-0.53	-0.34	-0.12
2Lau + Voi	1.18	1.50	1.21	0.24
5Ber + Voi	0.14	0.17	0.24	0.10
4Che + Voi	0.28	0.27	0.34	0.15
3Exp + Voi	-0.49	-0.59	-0.18	-0.16
3Lau + Voi	1.02	0.93	0.84	0.07

TABLE C.1 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 0 (Untagged 0).

CSV catégorie 1 (Untagged 1 btd > 0.36)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
4Ber + Voi	5 + 3	-75928.91	0.06	0.81
3Che + Voi	4 + 3	-75928.91	0.06	0.81
1Exp + Voi	2 + 3	-75924.86	0.07	0.80
1Lau + Voi	2 + 3	-75928.64	2.73	0.10
Test de biais maximum				
Fit Model	4Ber + Voi	3Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
4Ber + Voi	0.03	0.07	-0.10	-0.07
3Che + Voi	-0.03	0.07	-0.11	-0.09
1Exp + Voi	1.32	1.40	0.06	1.02
1Lau + Voi	-0.57	-0.65	-1.24	0.04
5Ber + Voi	-0.05	0.09	0.07	-0.06
4Che + Voi	-0.06	0.09	0.07	-0.06
2Exp + Voi	0.13	0.10	-0.11	-0.11
2Lau + Voi	0.25	0.30	-1.12	0.14
6Ber + Voi	0.10	0.06	0.05	0.10
5Che + Voi	0.08	0.07	0.04	0.09
3Exp + Voi	-0.08	0.13	-0.16	-0.19
3Lau + Voi	0.17	0.23	-1.07	-0.13

TABLE C.2 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 1 (Untagged 1).

CSV catégorie 2 (Untagged 2 btd > 0.0)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-375174.37	1.46	0.23
2Che + Voi	3 + 3	-375174.37	1.46	0.23
1Exp + Voi	2 + 3	-375155.59	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-375124.73	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	-0.07	0.02	1.47	2.04
2Che + Voi	-0.06	0.02	-1.46	2.03
1Exp + Voi	2.54	2.59	0.10	2.31
1Lau + Voi	4.29	4.23	-10.00	0.22
4Ber + Voi	0.02	0.05	-0.16	-0.21
3Che + Voi	0.03	0.05	-0.16	-0.21
2Exp + Voi	-10.00	10.00	0.11	-0.06
2Lau + Voi	-8.56	-8.56	-4.75	0.19
5Ber + Voi	-0.08	0.07	-0.06	-0.05
4Che + Voi	-0.08	0.06	-0.05	-0.05
3Exp + Voi	-10.00	-10.00	0.19	-0.09
3Lau + Voi	-2.26	-2.33	-2.86	-0.18

TABLE C.3 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 2 (Untagged 2).

CSV catégorie 3 (Untagged 3 btd > -0.42)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-901272.46	0.00	1.00
3Che + Voi	4 + 3	-967649.14	0.00	1.00
1Exp + Voi	2 + 3	-976426.03	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-976316.03	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	3Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	0.04	-1.67	-2.73	3.46
3Che + Voi	0.08	0.04	-0.15	-0.38
1Exp + Voi	3.77	2.98	-0.15	3.92
1Lau + Voi	-8.56	-8.56	4.55	-0.12
4Ber + Voi	0.08	0.06	-0.16	-0.37
4Che + Voi	0.12	-0.10	-0.09	0.13
2Exp + Voi	-9.88	-9.88	0.08	-0.30
2Lau + Voi	-8.56	0.65	0.75	0.29
5Ber + Voi	0.14	-0.15	0.12	0.13
5Che + Voi	0.11	0.09	0.10	0.06
3Exp + Voi	3.23	3.41	0.16	-0.33
3Lau + Voi	10.00	10.00	-8.56	-0.22

TABLE C.4 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 3 (Untagged 3).

CSV catégorie 4 (Untagged 4 bdt > -0.78)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
7Ber + Voi	8 + 3	-2407053.15	0.04	0.83
3Che + Voi	4 + 3	-2381647.06	0.00	1.00
3Exp + Voi	6 + 3	-2406966.93	0.00	1.00
2Lau + Voi	3 + 3	-2407012.73	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	7Ber + Voi	3Che + Voi	3Exp + Voi	2Lau + Voi
7Ber + Voi	-2.46	-0.88	-0.78	-0.74
3Che + Voi	-8.56	0.05	-0.14	-0.24
3Exp + Voi	-8.56	10.00	0.21	0.62
2Lau + Voi	-8.56	-0.63	-4.64	0.05
8Ber + Voi	0.54	-0.83	-0.81	-0.80
4Che + Voi	-8.56	-0.21	-0.28	0.11
4Exp + Voi	-8.56	0.82	0.10	1.03
3Lau + Voi	-8.56	-0.69	-4.64	-0.08
9Ber + Voi	0.90	0.41	-0.48	-0.39
5Che + Voi	-4.17	-0.18	-0.16	-0.12
5Exp + Voi	-8.56	1.36	-0.35	-0.76
4Lau + Voi	-8.56	-0.79	-4.28	-0.51

TABLE C.5 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 4 (Untagged 4).

CSV catégorie 5 (Dijet Tag 0)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	6.57	0.02	0.88
2Che + Voi	3 + 3	6.57	0.02	0.88
1Exp + Voi	2 + 3	105.99	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	7.32	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	-0.18	-0.23	-0.19	-0.18
2Che + Voi	-0.19	-0.25	-0.20	-0.20
1Exp + Voi	0.29	0.42	-0.39	-0.49
1Lau + Voi	0.41	0.37	-0.14	-0.17
4Ber + Voi	-0.19	-0.17	-0.15	-0.14
3Che + Voi	-0.21	-0.18	-0.17	-0.16
2Exp + Voi	-0.31	0.30	-0.45	-0.55
2Lau + Voi	0.31	0.35	-0.09	-0.11
5Ber + Voi	-0.16	-0.15	-0.21	-0.15
4Che + Voi	-0.20	-0.15	-0.22	-0.19
3Exp + Voi	0.25	0.38	-0.38	-0.45
3Lau + Voi	0.34	0.40	-0.15	-0.14

TABLE C.6 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 5 (Dijet Tag 0).

CSV catégorie 6 (Dijet Tag 1)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	-380.50	0.09	0.77
1Che + Voi	2 + 3	-380.50	0.09	0.77
1Exp + Voi	2 + 3	-380.06	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-379.63	2.72	0.10
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.17	-0.14	0.35	0.76
1Che + Voi	-0.18	-0.16	0.40	0.78
1Exp + Voi	-0.58	-0.61	-0.26	0.14
1Lau + Voi	-0.94	-0.95	-0.64	-0.09
3Ber + Voi	-0.15	0.14	0.19	0.23
2Che + Voi	0.16	0.17	0.21	0.26
2Exp + Voi	-0.64	-0.64	-0.23	-0.18
2Lau + Voi	-0.70	-0.68	-0.25	0.12
4Ber + Voi	-0.29	-0.23	-0.25	-0.24
3Che + Voi	-0.29	-0.24	-0.23	-0.25
3Exp + Voi	-0.64	-0.55	-0.38	-0.29
3Lau + Voi	-0.67	-0.70	-0.30	-0.11

TABLE C.7 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 6 (Dijet Tag 1).

CSV catégorie 7 (Dijet Tag 2)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-9429.93	1.29	0.26
2Che + Voi	3 + 3	-9429.93	1.29	0.26
1Exp + Voi	2 + 3	-9428.33	0.00	0.98
2Lau + Voi	3 + 3	-9428.94	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	2Lau + Voi
3Ber + Voi	0.33	0.36	0.26	0.47
2Che + Voi	0.39	0.41	0.32	0.54
1Exp + Voi	0.65	0.65	0.12	0.49
2Lau + Voi	0.13	0.18	-0.53	-0.20
4Ber + Voi	0.26	0.29	-0.18	0.36
3Che + Voi	0.34	0.37	0.23	0.42
2Exp + Voi	-0.15	-0.12	-0.21	-0.20
3Lau + Voi	0.14	0.17	-0.56	-0.20
5Ber + Voi	0.29	0.43	0.40	0.32
4Che + Voi	0.36	0.48	0.48	0.38
3Exp + Voi	0.21	-0.22	-0.12	-0.15
4Lau + Voi	0.34	0.30	-0.43	0.15

TABLE C.8 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 7 (Dijet Tag 2).

CSV catégorie 8 (VH Lepton Tight)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	36.03	0.80	0.37
1Che + Voi	2 + 3	36.03	0.80	0.37
1Exp + Voi	2 + 3	36.04	0.19	0.66
1Lau + Voi	2 + 3	36.11	0.08	0.78
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.24	-0.18	0.09	0.17
1Che + Voi	-0.25	-0.20	0.10	10.00
1Exp + Voi	-0.54	-0.48	-0.38	-0.33
1Lau + Voi	-0.45	-0.35	-0.32	-0.17
3Ber + Voi	-0.20	-0.18	-0.16	-0.17
2Che + Voi	-0.21	-0.16	-0.17	-0.17
2Exp + Voi	-0.49	-0.46	-0.47	-0.40
2Lau + Voi	-0.43	-0.36	-0.24	-0.15
4Ber + Voi	-0.21	-0.20	-0.16	-0.25
3Che + Voi	-0.20	-0.19	-0.15	-0.17
3Exp + Voi	-0.46	-0.49	-0.42	-0.42
3Lau + Voi	-0.47	-0.41	-0.27	-0.18

TABLE C.9 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 8 (VH Lepton Tight).

CSV catégorie 9 (VH Lepton Loose)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	-30.54	2.92	0.09
1Che + Voi	2 + 3	-30.54	2.92	0.09
1Exp + Voi	2 + 3	-25.83	0.00	1.00
2Lau + Voi	3 + 3	-29.17	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	2Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.15	-0.19	10.00	0.30
1Che + Voi	-0.15	-0.18	0.16	0.34
1Exp + Voi	-0.47	-0.48	-0.40	-0.35
2Lau + Voi	-0.76	-0.74	-0.60	-0.32
3Ber + Voi	-0.15	-0.19	-0.16	-0.19
2Che + Voi	-0.15	-0.19	-0.16	-0.19
2Exp + Voi	-0.40	-0.43	-0.35	-0.38
3Lau + Voi	-0.75	-0.76	-0.60	-0.30
4Ber + Voi	-0.26	-0.19	-0.26	-0.28
3Che + Voi	-0.27	-0.20	-0.26	-0.30
3Exp + Voi	-0.52	-0.51	-0.46	-0.43
4Lau + Voi	-0.39	-0.41	-0.31	-0.14

TABLE C.10 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 9 (VH Lepton Loose).

CSV catégorie 10 (VH MET Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	-37.45	1.47	0.23
1Che + Voi	2 + 3	-37.45	1.47	0.23
1Exp + Voi	2 + 3	-7.99	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-37.31	0.51	0.47
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	0.12	-0.11	0.28	0.52
1Che + Voi	0.16	-0.12	0.34	0.54
1Exp + Voi	-0.53	-0.50	-0.37	-0.32
1Lau + Voi	-0.54	-0.65	-0.37	-0.15
3Ber + Voi	0.13	-0.12	-0.15	0.22
2Che + Voi	0.15	-0.11	0.18	0.24
2Exp + Voi	-0.38	-0.35	-0.30	-0.30
2Lau + Voi	-0.41	-0.48	-0.19	0.15
4Ber + Voi	-0.17	-0.19	-0.20	-0.15
3Che + Voi	-0.17	-0.19	-0.22	-0.16
3Exp + Voi	-0.39	-0.43	-0.41	-0.40
3Lau + Voi	-0.51	-0.54	-0.22	0.14

TABLE C.11 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 10 (VH MET Tag).

CSV catégorie 11 ($t\bar{t}H$ Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
1Ber + Voi	2 + 3	15.02	0.06	0.80
1Che + Voi	2 + 3	15.01	0.01	0.91
1Exp + Voi	2 + 3	15.02	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	15.06	0.16	0.69
Test de biais maximum				
Fit Model	1Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
1Ber + Voi*	0.05	-0.45	-8.51	-1.05
1Che + Voi	-0.58	-0.76	-0.55	9.87
1Exp + Voi	-0.76	-0.73	-0.98	-0.85
1Lau + Voi	-0.75	-0.73	-0.69	-8.51
2Ber + Voi	-0.64	-0.62	-0.79	-0.73
2Che + Voi	-0.47	-0.51	-0.78	1.25
2Exp + Voi	-0.93	-0.95	-0.89	-0.92
2Lau + Voi	-0.87	-0.87	-0.87	-0.79
3Ber + Voi	-0.36	-0.75	-0.96	-8.51
3Che + Voi	0.77	-0.69	-0.92	-8.51
3Exp + Voi	-0.95	-0.98	-1.17	-8.51
3Lau + Voi	-0.92	-0.91	-0.87	-8.51

TABLE C.12 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 11 ($t\bar{t}H$ Tag).

CSV catégorie 12 ($t\bar{t}H$ Multijet Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	37.54	0.33	0.57
1Che + Voi	2 + 3	37.54	0.33	0.57
1Exp + Voi	2 + 3	37.61	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	37.66	1.06	0.30
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.19	-0.21	0.12	0.17
1Che + Voi	-0.18	-0.21	0.14	0.17
1Exp + Voi	-0.49	-0.54	-0.42	-0.42
1Lau + Voi	-0.57	-0.64	-0.49	-0.23
3Ber + Voi	-0.18	-0.22	-0.23	-0.22
2Che + Voi	-0.19	-0.22	-0.20	-0.20
2Exp + Voi	-0.52	-0.51	-0.40	-0.44
2Lau + Voi	-0.42	-0.43	-0.34	-0.14
4Ber + Voi	-0.21	-0.25	-0.20	-0.27
3Che + Voi	-0.20	-0.24	-0.20	-0.23
3Exp + Voi	-0.59	-0.57	-0.62	-0.36
3Lau + Voi	-0.52	-0.53	-0.48	-0.21

TABLE C.13 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 12 ($t\bar{t}H$ Multijet Tag).

CSV catégorie 13 (VH Dijet Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-140.32	0.05	0.83
2Che + Voi	3 + 3	-140.32	0.05	0.83
1Exp + Voi	2 + 3	-105.98	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-137.99	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	0.22	0.21	0.28	0.23
2Che + Voi	0.35	0.36	0.41	0.37
1Exp + Voi	0.27	0.09	-10.00	0.39
1Lau + Voi	0.70	0.63	0.53	-0.16
4Ber + Voi	-10.00	-0.19	-0.20	-0.18
3Che + Voi	0.22	0.25	0.26	-0.21
2Exp + Voi	-0.21	0.14	-0.21	-0.40
2Lau + Voi	0.61	0.63	0.43	0.13
2Lau + Voi	0.61	0.63	0.43	0.13
5Ber + Voi	-0.10	-0.18	-0.18	-0.13
4Che + Voi	-0.14	-0.22	-0.23	-0.14
3Exp + Voi	-0.13	-0.19	-0.32	-0.37
3Lau + Voi	0.57	0.59	0.28	-0.12
3Lau + Voi	0.57	0.59	0.28	-0.12

TABLE C.14 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons CSV pour la catégorie 13 (VH Dijet Tag).

PSV catégorie 0 (Untagged 0 btd > 0.76)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
5Ber + Voi	6 + 3	-1252.10	0.04	0.85
4Che + Voi	5 + 3	-1252.10	0.04	0.85
1Exp + Voi	2 + 3	-1247.49	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-1241.00	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	5Ber + Voi	4Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
5Ber + Voi	0.18	0.21	-0.18	-0.14
4Che + Voi	0.33	0.34	-0.18	-0.15
1Exp + Voi	-1.27	-1.24	-0.24	-0.25
1Lau + Voi	0.82	0.98	0.75	0.10
6Ber + Voi	0.19	0.17	-0.16	-0.15
5Che + Voi	0.28	0.27	-0.18	-0.15
2Exp + Voi	-1.37	-1.19	-0.23	-0.30
2Lau + Voi	0.84	0.85	0.74	0.09
7Ber + Voi	-0.09	0.09	-0.19	-0.16
6Che + Voi	0.21	0.21	0.16	0.16
3Exp + Voi	-1.43	-1.21	-0.34	-0.27
3Lau + Voi	0.92	0.84	0.29	-0.09

TABLE C.15 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 0 (Untagged 0).

PSV catégorie 1 (Untagged 1 btd > 0.36)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
4Ber + Voi	5 + 3	-62339.36	0.14	0.71
3Che + Voi	4 + 3	-62339.36	0.14	0.71
2Exp + Voi	4 + 3	-62333.58	0.00	1.00
2Lau + Voi	3 + 3	-62338.56	0.02	0.90
Test de biais maximum				
Fit Model	4Ber + Voi	3Che + Voi	2Exp + Voi	2Lau + Voi
4Ber + Voi	0.54	0.53	0.45	0.44
3Che + Voi	0.58	0.61	0.51	0.42
2Exp + Voi	-0.37	-0.42	-0.16	-0.21
2Lau + Voi	0.65	0.67	0.57	0.22
5Ber + Voi	0.57	0.58	0.63	0.46
4Che + Voi	0.53	0.61	0.64	0.45
3Exp + Voi	-0.49	-0.53	0.24	0.27
3Lau + Voi	0.65	0.67	0.57	0.21
6Ber + Voi	0.59	0.52	0.57	0.52
5Che + Voi	0.61	0.52	0.62	0.47
4Exp + Voi	-0.53	-0.52	0.31	0.17
4Lau + Voi	0.73	0.76	0.50	-0.15

TABLE C.16 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 1 (Untagged 1).

PSV catégorie 2 (Untagged 2 btd > 0.0)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
4Ber + Voi	5 + 3	-296853.27	1.16	0.28
3Che + Voi	4 + 3	-296853.27	1.16	0.28
1Exp + Voi	2 + 3	-296841.38	0.00	0.99
1Lau + Voi	2 + 3	-296837.02	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	4Ber + Voi	3Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
4Ber + Voi	0.05	0.54	1.58	1.26
3Che + Voi	0.05	1.53	1.44	-0.34
1Exp + Voi	-8.56	2.13	0.23	2.14
1Lau + Voi	-8.56	1.85	2.35	0.07
5Ber + Voi	0.20	0.47	1.39	-0.32
4Che + Voi	0.07	0.53	1.08	-0.09
2Exp + Voi	-8.56	0.36	-0.14	0.02
2Lau + Voi	-8.56	2.98	2.89	0.21
6Ber + Voi	-0.04	-0.37	1.69	-0.24
5Che + Voi	-0.04	0.40	1.21	-0.13
3Exp + Voi	-8.56	-10.00	-0.24	0.16
3Lau + Voi	-8.56	-0.53	3.41	0.09

TABLE C.17 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 2 (Untagged 2).

PSV catégorie 3 (Untagged 3 btd > -0.42)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-692419.88	0.00	1.00
3Che + Voi	4 + 3	-730587.68	0.00	1.00
2Exp + Voi	4 + 3	-730605.68	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-730577.23	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	3Che + Voi	2Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	0.43	-3.26	3.04	3.48
3Che + Voi	0.38	1.12	1.18	0.64
2Exp + Voi	2.26	-0.19	-0.23	0.20
1Lau + Voi	3.32	3.46	3.19	0.32
4Ber + Voi	0.40	1.36	1.31	1.26
4Che + Voi	0.40	1.20	1.26	2.04
3Exp + Voi	-10.00	0.39	-0.28	0.39
2Lau + Voi	-8.56	2.95	-1.75	0.33
5Ber + Voi	0.37	1.21	1.31	1.58
5Che + Voi	-0.27	1.08	1.24	1.63
4Exp + Voi	-10.00	0.52	0.56	0.57
3Lau + Voi	2.49	-1.25	-1.92	0.12

TABLE C.18 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 3 (Untagged 3).

PSV catégorie 4 (Untagged 4 bdt > -0.78)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
4Ber + Voi	5 + 3	-1572141.01	0.05	0.83
3Che + Voi	4 + 3	-1506877.58	0.00	1.00
1Exp + Voi	2 + 3	-1572125.12	0.00	1.00
2Lau + Voi	3 + 3	-1572133.09	0.00	0.98
Test de biais maximum				
Fit Model	4Ber + Voi	3Che + Voi	1Exp + Voi	2Lau + Voi
4Ber + Voi	1.88	1.85	1.65	-0.18
3Che + Voi	1.92	2.15	1.65	1.72
1Exp + Voi	3.77	3.78	-0.28	4.32
2Lau + Voi	3.89	10.00	-4.33	0.10
5Ber + Voi	2.16	2.33	1.84	2.93
4Che + Voi	1.97	2.00	1.77	2.91
2Exp + Voi	0.29	0.57	-0.07	-0.39
3Lau + Voi	10.00	10.00	-4.32	0.06
6Ber + Voi	2.18	2.18	1.75	3.34
5Che + Voi	1.84	1.86	1.57	3.05
3Exp + Voi	0.81	-10.00	0.14	0.41
4Lau + Voi	-2.78	-2.25	-4.30	-0.27

TABLE C.19 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 4 (Untagged 4).

PSV catégorie 5 (Dijet Tag 0)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	16.10	0.13	0.72
2Che + Voi	3 + 3	16.10	0.13	0.72
1Exp + Voi	2 + 3	16.07	2.64	0.10
1Lau + Voi	2 + 3	17.18	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	-0.22	-0.15	-0.20	0.28
2Che + Voi	-0.23	-0.17	-0.21	0.33
1Exp + Voi	0.35	0.45	-0.44	-0.45
1Lau + Voi	0.55	0.45	-0.19	-0.22
4Ber + Voi	-0.18	10.00	-0.15	0.16
3Che + Voi	-0.19	-0.15	-0.16	0.18
2Exp + Voi	0.37	0.43	-0.47	-0.49
2Lau + Voi	0.41	0.48	-0.11	0.25
5Ber + Voi	-0.12	-0.11	-0.19	-0.15
4Che + Voi	-0.11	-0.14	-10.00	-0.20
3Exp + Voi	0.31	0.37	-0.42	-0.39
3Lau + Voi	0.39	0.40	-0.10	-0.14

TABLE C.20 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 5 (Dijet Tag 0).

PSV catégorie 6 (Dijet Tag 1)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	-243.46	0.13	0.72
1Che + Voi	2 + 3	-243.46	0.13	0.72
1Exp + Voi	2 + 3	-243.28	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	-243.08	1.94	0.16
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.14	-0.28	0.31	0.59
1Che + Voi	-0.20	-0.27	0.36	0.62
1Exp + Voi	-0.55	-0.65	-0.37	-0.19
1Lau + Voi	-0.89	-0.95	-0.65	-0.12
3Ber + Voi	-0.17	-0.29	-0.14	-0.38
2Che + Voi	-0.16	-0.27	0.15	-0.38
2Exp + Voi	-0.50	-0.70	-0.33	-0.23
2Lau + Voi	-0.65	-0.74	-0.25	-0.10
4Ber + Voi	-0.27	-0.28	-0.34	-0.25
3Che + Voi	-0.26	-0.27	-0.35	-0.25
3Exp + Voi	-0.61	-0.57	-0.42	-0.36
3Lau + Voi	-0.62	-0.70	-0.31	0.10

TABLE C.21 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 6 (Dijet Tag 1).

PSV catégorie 7 (Dijet Tag 2)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-7121.45	1.10	0.30
2Che + Voi	3 + 3	-7121.45	1.10	0.30
1Exp + Voi	2 + 3	-7120.50	0.00	1.00
2Lau + Voi	3 + 3	-7119.83	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	2Lau + Voi
3Ber + Voi	0.20	-0.19	0.20	-0.28
2Che + Voi	-0.17	-0.16	0.21	-0.29
1Exp + Voi	0.44	0.40	-0.12	0.39
2Lau + Voi	-0.44	-0.47	-0.69	-0.25
4Ber + Voi	-0.27	-0.29	-0.32	-0.34
3Che + Voi	-0.25	-0.31	-0.33	-0.34
2Exp + Voi	0.10	-0.19	-0.32	-0.27
3Lau + Voi	-0.43	-0.50	-0.69	-0.27
5Ber + Voi	-0.20	-0.22	-0.23	-0.23
4Che + Voi	-0.18	-0.20	-0.22	-0.22
3Exp + Voi	0.29	0.11	-0.12	-0.20
4Lau + Voi	0.17	0.12	-0.38	-0.09

TABLE C.22 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 7 (Dijet Tag 2).

PSV catégorie 8 (VH Lepton Tight)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
1Ber + Voi	2 + 3	34.42	2.75	0.10
1Che + Voi	2 + 3	33.87	1.09	0.30
1Exp + Voi	2 + 3	72.23	0.00	1.00
1Lau + Voi	2 + 3	34.11	0.05	0.82
Test de biais maximum				
Fit Model	1Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
1Ber + Voi	0.05	-0.75	-0.45	0.05
1Che + Voi	-0.17	-0.27	-0.20	-0.12
1Exp + Voi	-0.46	-0.49	-0.44	-0.40
1Lau + Voi	-0.71	-0.48	-0.32	-0.30
2Ber + Voi	-0.17	-0.25	-0.17	-0.11
2Che + Voi	-0.18	-0.26	-0.24	-0.23
2Exp + Voi	-0.44	-0.44	-0.44	-0.51
2Lau + Voi	-0.63	-0.44	-0.35	-0.29
3Ber + Voi	-0.20	-0.20	-0.16	-0.67
3Che + Voi	-0.13	10.00	-0.24	0.16
3Exp + Voi	-0.40	-0.42	-0.42	-0.34
3Lau + Voi	-0.74	-0.51	-0.43	-0.33

TABLE C.23 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 8 (VH Lepton Tight).

PSV catégorie 9 (VH Lepton Loose)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
1Ber + Voi	2 + 3	17.19	2.86	0.09
1Che + Voi	2 + 3	16.86	0.66	0.42
1Exp + Voi	2 + 3	16.68	0.80	0.37
2Lau + Voi	3 + 3	18.12	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	1Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	2Lau + Voi
1Ber + Voi	2.95	-0.55	-1.25	0.75
1Che + Voi	-0.16	-0.13	0.13	0.19
1Exp + Voi	-0.45	-0.49	-0.46	-0.51
2Lau + Voi	-1.09	-0.71	-0.63	-0.32
2Ber + Voi	-0.16	-0.13	0.13	0.18
2Che + Voi	-0.22	-0.17	-0.21	-0.24
2Exp + Voi	-0.47	-0.43	-0.44	-0.46
3Lau + Voi	-1.11	-0.73	-0.65	-0.30
3Ber + Voi	-0.15	-0.17	-0.24	-0.26
3Che + Voi	-0.17	-0.18	-0.23	-0.35
3Exp + Voi	-0.51	-0.60	-0.56	-0.48
4Lau + Voi	-0.78	-0.50	-0.40	-0.18

TABLE C.24 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 9 (VH Lepton Loose).

PSV catégorie 10 (VH MET Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
2Ber + Voi	3 + 3	20.66	1.17	0.28
1Che + Voi	2 + 3	20.66	1.17	0.28
1Exp + Voi	2 + 3	20.93	0.02	0.90
1Lau + Voi	2 + 3	20.95	1.38	0.24
Test de biais maximum				
Fit Model	2Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
2Ber + Voi	-0.19	-0.16	0.23	0.35
1Che + Voi	-0.19	-0.16	0.25	0.39
1Exp + Voi	-0.48	-0.46	-0.49	-0.37
1Lau + Voi	-0.63	-0.64	-0.53	0.33
3Ber + Voi	-0.20	-0.18	-0.22	-0.21
2Che + Voi	-0.21	-0.18	-0.21	-0.21
2Exp + Voi	-0.49	-0.48	-0.49	-0.35
2Lau + Voi	-0.45	-0.44	-0.32	0.14
4Ber + Voi	10.00	-0.24	-0.24	-0.20
3Che + Voi	-0.29	-0.25	-0.26	-0.19
3Exp + Voi	-0.56	-0.48	-0.51	-0.52
3Lau + Voi	-0.52	-0.50	-0.40	-0.15

TABLE C.25 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 10 (VH MET Tag).

PSV catégorie 11 ($t\bar{t}H$ Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
1Ber + Voi	2 + 3	11.88	0.89	0.34
1Che + Voi	2 + 3	10.82	2.13	0.14
1Exp + Voi	2 + 3	11.99	0.01	0.91
1Lau + Voi	2 + 3	12.01	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	1Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
1Ber + Voi*	0.05	-8.51	-0.75	-8.51
1Che + Voi	-1.04	-0.89	-1.12	-8.51
1Exp + Voi	-0.76	-0.93	-8.51	-8.51
1Lau + Voi	-0.79	-1.15	-0.85	-8.51
2Ber + Voi	-0.86	-0.84	-0.95	-8.51
2Che + Voi	-0.83	-6.78	-0.95	-8.51
2Exp + Voi	-0.98	-1.21	-1.22	-8.51
2Lau + Voi	-0.95	-1.03	-1.20	-8.51
3Ber + Voi	-0.75	-1.06	-8.51	-8.51
3Che + Voi	1.16	-0.95	-8.51	-8.51
3Exp + Voi	-1.00	-8.33	-8.51	-8.51
3Lau + Voi	-0.97	-0.85	10.00	-8.51

TABLE C.26 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 11 ($t\bar{t}H$ Tag).

PSV catégorie 12 ($t\bar{t}H$ Multijet Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
1Ber + Voi	2 + 3	38.40	1.14	0.29
1Che + Voi	2 + 3	38.35	0.11	0.74
1Exp + Voi	2 + 3	38.37	0.00	0.99
1Lau + Voi	2 + 3	38.66	1.40	0.24
Test de biais maximum				
Fit Model	1Ber + Voi	1Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
1Ber + Voi	-8.56	-8.56	-0.05	0.85
1Che + Voi	-0.16	-0.19	-0.24	-0.17
1Exp + Voi	-0.53	-0.49	-0.49	-0.43
1Lau + Voi	-0.81	-0.57	-0.60	-0.30
2Ber + Voi	-0.17	-0.19	-0.23	-0.17
2Che + Voi	-0.21	-0.20	-0.31	-0.30
2Exp + Voi	-0.45	-0.40	-0.47	-0.46
2Lau + Voi	-0.69	-0.50	-0.49	-0.27
3Ber + Voi	-0.21	-0.20	-0.18	-0.18
3Che + Voi	-0.17	-0.19	-0.19	-0.22
3Exp + Voi	-0.48	-0.55	-0.55	-0.50
3Lau + Voi	-0.81	-0.63	-0.52	-0.32

TABLE C.27 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 12 ($t\bar{t}H$ Multijet Tag).

PSV catégorie 13 (VH Dijet Tag)				
Truth Models obtenus				
Truth Model	df	NLL_N	$\chi^2(\Delta NLL_{N+1})$	$p(\chi^2 > \chi^2(\Delta NLL_{N+1}))$
3Ber + Voi	4 + 3	-51.61	0.11	0.74
2Che + Voi	3 + 3	-51.61	0.11	0.74
1Exp + Voi	2 + 3	-51.66	0.52	0.47
1Lau + Voi	2 + 3	-51.33	0.00	1.00
Test de biais maximum				
Fit Model	3Ber + Voi	2Che + Voi	1Exp + Voi	1Lau + Voi
3Ber + Voi	-0.15	-0.19	-0.20	-0.19
2Che + Voi	-0.16	-0.20	-0.22	-0.19
1Exp + Voi	-0.23	-0.20	-0.41	-0.45
1Lau + Voi	0.11	0.18	0.07	-0.20
4Ber + Voi	-0.25	-0.32	-0.26	-0.24
3Che + Voi	-0.27	-0.30	-0.25	-0.24
2Exp + Voi	-0.33	-0.29	-0.44	-0.40
2Lau + Voi	0.20	0.28	-0.10	-0.11
2Lau + Voi	0.20	0.28	-0.10	-0.11
5Ber + Voi	-0.09	-0.17	10.00	-0.14
4Che + Voi	-0.11	-0.19	-0.20	-0.14
3Exp + Voi	0.18	-0.28	-0.38	-0.34
3Lau + Voi	0.12	0.17	-0.19	-0.13
3Lau + Voi	0.12	0.17	-0.19	-0.13

TABLE C.28 – Résultats de l'étude de biais pour le veto des électrons PSV pour la catégorie 13 (VH Dijet Tag).

