



**HAL**  
open science

# Recherche de dimensions supplémentaires dans l'état final diphoton avec le détecteur ATLAS à 13 TeV

Thomas Meideck

► **To cite this version:**

Thomas Meideck. Recherche de dimensions supplémentaires dans l'état final diphoton avec le détecteur ATLAS à 13 TeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY036 . tel-02001104

**HAL Id: tel-02001104**

**<https://theses.hal.science/tel-02001104>**

Submitted on 1 Feb 2019

**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

Pour obtenir le grade de

# DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Thomas Meideck**

Thèse dirigée par **Fairouz Malek**  
et codirigée par **Jan Stark**

Préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble (LPSC)** et de l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

## **Recherche de dimensions supplémentaires dans l'état final diphoton avec le détecteur ATLAS à 13 TeV**

Thèse soutenue publiquement le **10 Octobre 2018**,  
devant le jury composé de :

**Mme Cécile Renault**

LPSC Grenoble, Présidente

**M. Didier Lacour**

LPNHE-Paris, Rapporteur

**Mme Amina Zghiche**

LLR Palaiseau, Rapporteur

**M. Eric Cogneras**

LPC Clermont-Ferrand, Examineur

**M. Alexis Vallier**

LAPP Annecy, Examineur









---

## Remerciements

---

Je voudrais commencer par remercier Jan Stark et Fairouz Malek pour m'avoir tout d'abord accepté en stage, et pour avoir encadré cette thèse pendant ces trois ans. Je les remercie pour leur patience, leurs conseils. Je les remercie en particulier pour leur soutien pendant les mois qui ont suivis l'observation de la désormais célèbre « fluctuation statistique du siècle », observation qui est venue chambouler le déroulement de cette thèse.

Je remercie également les membres de mon jury de thèse. Je souhaite tout d'abord remercier Amina Zghiche et Didier Lacour pour avoir accepté de lire mon manuscrit, et pour leurs remarques constructives sur ce manuscrit. Je remercie également Cécile Renault, Eric Cogneras et Alexis Vallier pour avoir accepté de faire parti de mon jury, et pour toutes les discussions qui ont suivi la soutenance.

Je remercie également l'ensemble du LPSC, en particulier le groupe ATLAS, pour m'avoir accueilli, aidé et soutenu pendant ces trois ans. Je tiens particulièrement à remercier David pour son aide précieuse, et pour avoir su me remotiver pendant la rédaction du manuscrit. De manière plus large, je souhaite remercier les membres du groupe d'analyse « diphoton ». Les différents meetings auxquels nous avons participé et leurs remarques m'ont permis de remettre en question et d'améliorer constamment mon travail.

De manière plus personnelle, je souhaite également remercier tous ceux qui m'ont soutenu et ont été derrière moi au cours de cette thèse. En particulier, merci à Selim et Léonard pour toutes les discussions (souvent animées) scientifiques et politiques que nous avons eues sur des sujets variés mais toujours passionnants! Merci à Florian, Anne, Jordan et Sandy pour les différentes escape games que nous avons lamentablement perdues... (et non par ma faute, quoi qu'on en dise!). Je remercie Antony et Arthur, toujours présents pour moi et ceci depuis mes premières heures de physicien et ce fameux problème du sablier. Merci également à Michel et Hélène, les parents d'Anne, pour leur soutien et leur accueil toujours chaleureux dans ce pays étrange que l'on nomme « Savoie ».

#### IV

Je remercie évidemment toute ma famille. Merci à mes parents qui m'ont toujours soutenu et ont toujours cru en moi malgré les différentes réorientations et chemins tortueux qui m'ont menés à cette thèse. Merci également à mes frères, Stéphane, Priscillien, à mon jumeau Alexis, et à ma sœur Anaïs, sans qui je ne serais pas devenu la personne que je suis aujourd'hui. Je (ne) remercie (pas) mes nombreux (j'ai perdu le compte) neveux et nièces pour leur vacarme incessant certains jours de rédaction...

Je veux remercier Anne pour son soutien indéfectible, ses encouragements pendant ces 3 ans, pour avoir toujours cru en moi et m'avoir redonné confiance quand j'en manquais le plus. Sans toi, ce manuscrit n'aurait pas vu le jour. Merci.

---

# Table des matières

---

Table des matières	V
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Aspects théoriques</b>	<b>3</b>
<b>2 Le Modèle Standard</b>	<b>5</b>
2.1 Introduction au Modèle Standard	5
2.1.1 Théories de jauge	7
2.1.2 Brisure spontanée de symétrie	10
2.2 Limitations du Modèle Standard	13
<b>3 Au-delà du Modèle Standard</b>	<b>15</b>
3.1 Le problème de la hiérarchie	15
3.2 Dimensions supplémentaires	17
3.2.1 Théorie de Kaluza Klein	17
3.2.2 Le modèle ADD	18
3.2.3 Le modèle RS1	20
3.3 Higgs Exotique	22
3.4 Contraintes expérimentales	22
<b>II Dispositif expérimental et qualité des données</b>	<b>27</b>
<b>4 Le LHC et ATLAS</b>	<b>29</b>
4.1 L'accélérateur LHC	29
4.2 Le détecteur ATLAS	36
4.2.1 Introduction	36
4.2.2 Le trajectographe interne	39
4.2.3 Le calorimètre électromagnétique	41
4.2.4 Le calorimètre hadronique	47

4.2.5	Le spectromètre à muons	48
4.2.6	Le système de déclenchement	49
<b>5</b>	<b>Reconstruction et performances des photons</b>	<b>55</b>
5.1	Performances des systèmes de déclenchement des photons	55
5.2	Reconstruction	57
5.2.1	Création de <i>clusters</i>	57
5.2.2	Étalonnage de l'énergie	58
5.3	Identification	59
5.4	Isolation des photons	63
5.4.1	Isolation calorimétrique	64
5.4.2	Isolation des traces	65
<b>6</b>	<b>Qualité des données</b>	<b>67</b>
6.1	Traitement des données	67
6.2	Sélection des régions de contrôle	69
6.2.1	Échantillon $\gamma\gamma$	72
6.2.2	Échantillon $\gamma$ -jet	74
6.2.3	Échantillon $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$	76
6.3	Nettoyage des photons	78
6.4	Bruit de fond BIB	82
6.5	Conclusion	84
<b>III</b>	<b>Analyse des données et interprétations</b>	<b>87</b>
<b>7</b>	<b>Échantillons Monte-Carlo</b>	<b>89</b>
7.1	Simulations Monte-Carlo des événements diphotons au LHC	89
7.2	Échantillons Monte-Carlo des événements du MS	90
7.3	Échantillons Monte-Carlo des modèles résonants	91
7.3.1	Liste des échantillons	91
7.3.2	Modélisation du signal	92
7.4	Échantillons Monte-Carlo du signal ADD	93
7.5	Évaluation de l'efficacité	95
<b>8</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>99</b>
8.1	Stratégie de l'analyse	99
8.2	Sélection des événements diphotons	100
8.3	Estimation du bruit de fond	104
8.3.1	Estimation du bruit de fond irréductible	105
8.3.2	Estimation du bruit de fond réductible	109
8.3.3	Composition du bruit de fond	114
8.3.4	Combinaison des estimations pour les différentes composantes du bruit de fond	121
8.3.5	Incertitudes systématiques	123

8.3.6 Résultats . . . . .	125
8.4 Méthode alternative à l'estimation du bruit de fond total . . . . .	127
<b>9 Résultats</b>	<b>129</b>
9.1 Recherche d'un signal résonant . . . . .	130
9.1.1 Résultats de l'analyse spin-0 . . . . .	133
9.1.2 Résultats des analyses spin-2 . . . . .	134
9.1.3 Résumé des résultats . . . . .	139
9.2 Recherche d'un signal non résonant du modèle ADD . . . . .	140
<b>10 Conclusion</b>	<b>145</b>



L'objectif principal de la physique des particules est d'identifier les blocs élémentaires de la matière et de décrire les interactions se déroulant entre eux. Notre compréhension actuelle des lois régissant les forces électromagnétique, faible et forte est contenue dans une théorie quantique des champs appelée le Modèle Standard (MS). Cette théorie a été largement testée depuis les 30-40 dernières années, et jusqu'à présent, aucun résultat expérimental ne contredit les prédictions du modèle.

Malgré son grand succès, il est connu que des extensions sont nécessaires puisque, entre autres, le Modèle Standard n'incorpore pas l'interaction gravitationnelle et souffre du problème de la hiérarchie. Il semble y avoir deux échelles fondamentales très éloignées en énergie, l'échelle électrofaible  $m_{EW} \sim 10^2$  GeV, et l'échelle de Planck  $M_{Pl} = 1/\sqrt{G_N} = 10^{19}$  GeV, où les effets gravitationnels sont comparables en intensité aux effets quantiques. Expliquer cette hiérarchie apparente a toujours été un des principaux objectifs dans la construction de théories au-delà du Modèle Standard. Une approche pour résoudre ce problème propose  $m_{EW}$  comme seule échelle fondamentale au sein d'un espace-temps de dimension  $4 + n$ , avec  $n \geq 1$  dimensions spatiales supplémentaires avec les champs du Modèle Standard localisés dans une brane représentant notre espace usuel en 4 dimensions. L'apparente faiblesse de la gravité à grande distance serait alors due à des dimensions spatiales supplémentaires, où de nouvelles particules, les gravitons, peuvent se propager. Ce cadre permet donc l'existence de ces nouvelles particules qui pourraient alors être potentiellement produites au Large Hadron Collider (LHC [1]) et observées après leur désintégration en deux photons. Cela constitue une des raisons pour lesquelles on recherche des phénomènes supplémentaires dans l'état final diphoton au LHC en utilisant le détecteur ATLAS [2]. Si la recherche de dimensions spatiales supplémentaires est la principale motivation de ce manuscrit, l'état final diphoton permet également d'explorer d'autres types de modèle qui donnent, pour certains, une explication au problème de la hiérarchie. Pour que leur existence se découvre à nous, il est alors nécessaire d'estimer précisément les prédictions du Modèle Standard afin d'en extirper un possible écart statistiquement significatif. Pour ce faire, les collisions proton-proton produites au sein du détecteur ATLAS en 2015 et 2016 seront analysées.

Le manuscrit sera principalement découpé selon trois grandes parties. La première contiendra les explications théoriques nécessaires à l'analyse. Une explication brève du Modèle Standard et de ses limitations sera exposée dans le chapitre 2. L'introduction au

problème de la hiérarchie et l'approche des dimensions spatiales supplémentaires pour le résoudre seront évoqués dans le chapitre 3.

La partie suivante du manuscrit se penchera sur le dispositif expérimental à notre disposition pour étudier les collisions proton-protons. Ainsi la description du LHC et du détecteur ATLAS sera réalisée dans le chapitre 4. La reconstruction et le calibrage des photons dans le détecteur ATLAS sera le principal sujet du chapitre 5. Ensuite, le chapitre 6 introduira une procédure optimisée de nettoyage des candidats photons dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

La dernière partie de ce manuscrit exposera les détails de l'analyse réalisée dans le canal diphoton au cours de cette thèse. Le chapitre 7 introduira tout d'abord les différentes simulations Monte-Carlo des différents signaux exotiques étudiés. Le chapitre 8 explicitera les étapes de l'estimation du bruit de fond attendu dû au Modèle Standard. Enfin, après avoir évalué les contributions du signal et du bruit de fond attendu, nous donnerons les résultats de compatibilité des données avec le Modèle Standard dans le chapitre 9.



# Première partie

## Aspects théoriques

---

<b>2</b>	<b>Le Modèle Standard</b>	<b>5</b>
2.1	Introduction au Modèle Standard . . . . .	5
2.1.1	Théories de jauge . . . . .	7
2.1.2	Brisure spontanée de symétrie . . . . .	10
2.2	Limitations du Modèle Standard . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Au-delà du Modèle Standard</b>	<b>15</b>
3.1	Le problème de la hiérarchie . . . . .	15
3.2	Dimensions supplémentaires . . . . .	17
3.2.1	Théorie de Kaluza Klein . . . . .	17
3.2.2	Le modèle ADD . . . . .	18
3.2.3	Le modèle RS1 . . . . .	20
3.3	Higgs Exotique . . . . .	22
3.4	Contraintes expérimentales . . . . .	22

---



---

**Sommaire**

---

<b>2.1 Introduction au Modèle Standard</b> . . . . .	<b>5</b>
2.1.1 Théories de jauge . . . . .	7
2.1.2 Brisure spontanée de symétrie . . . . .	10
<b>2.2 Limitations du Modèle Standard</b> . . . . .	<b>13</b>

---

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est une théorie des champs quantiques décrivant les particules élémentaires constituant la matière ainsi que leurs interactions s'effectuant par l'échange de particules médiatrices. Jusqu'à présent, celui-ci n'a pas encore été mis en défaut par les expériences menées malgré une précision de celles-ci toujours plus importante.

## 2.1 Introduction au Modèle Standard

Depuis la découverte de l'électron à la fin du 19<sup>e</sup> siècle [3], le nombre de particules considérées comme élémentaires s'est largement étoffé comme peut l'attester la Figure 2.1 qui les recense. Le Modèle Standard est une collection de modèles : la chromodynamique quantique et la théorie électrofaible avec le mécanisme de Higgs. Ils permettent d'expliquer et de prédire le comportement des particules élémentaires qui peuvent être classifiées en 2 familles distinctes : les fermions (spin demi-entier) et les bosons (spin entier). Les fermions sont, eux-mêmes, séparés en 2 types : les quarks au nombre de 6 et les leptons se séparant en 3 leptons chargés et trois neutrinos. Ces différentes particules interagissent entre elles par l'intermédiaire de particules médiatrices appelées bosons de jauge qui appartiennent à la famille des bosons. Enfin, chaque particule est associée à son antiparticule (même masse mais nombres quantiques opposés) bien que certaines d'entre elles soient leur propre antiparticule comme le photon, le boson Z ou bien encore le boson de Higgs. Le Tableau 2.1 indique les 3 interactions élémentaires incluses dans le Modèle Standard et leurs bosons de jauge respectifs.

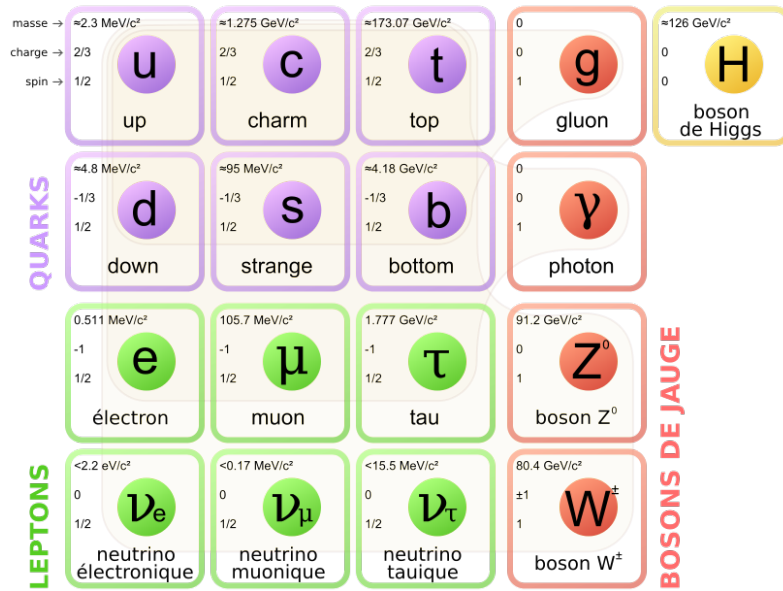


FIGURE 2.1 – Les différentes particules élémentaires du MS [4].

Force	Quanta du champ (masse)	Charge	Portée [m]
Electromagnétisme	photon $\gamma$ (0 GeV)	Charge électrique	infinie
Force faible	$Z^0$ (91,1876 GeV) , $W^\pm$ (80,385 GeV)	Isospin faible	$\sim 10^{-15}$
Force forte	gluon $g$ (0 GeV)	Charge de couleur	$\sim 10^{-18}$

Tableau 2.1 – Listes des interactions élémentaires du Modèle Standard avec leurs principales propriétés [5].

### 2.1.1 Théories de jauge

Le Modèle Standard peut être décrit par un formalisme mathématique basé sur celui de la mécanique lagrangienne et hamiltonienne. Les particules élémentaires sont vues comme des excitations des champs quantiques relativistes définis sur l'espace-temps. Des fonctions, appelées Lagrangiens  $\mathcal{L}$ , peuvent être construites à partir de l'expression de ces champs et de leurs interactions. Ces fonctions donnant les équations du mouvement dépendent exclusivement des variables du système ( $q_i$ ) et de leur dérivées ( $\dot{q}_i$ ). La dynamique du système est alors régie par le principe de moindre action : le système doit suivre un chemin qui minimise l'action  $S$  qui s'écrit :

$$S = \int \mathcal{L}(q_i, \dot{q}_i) dq \quad (2.1)$$

Les équations d'Euler-Lagrange sont dérivées de ce principe.

Le Modèle Standard repose sur des symétries et la construction de son Lagrangien est basée sur le respect de ces symétries. La dynamique du système est donc, elle aussi, inchangée par une transformation respectant ces symétries. Le théorème de Noether, publié en 1918, démontre que ce sont les symétries du système qui impliquent la conservation d'une grandeur physique. Fort de ce constat, les physiciens ont repensé les équations de la physique comme découlant des symétries. Le Lagrangien du Modèle Standard est invariant sous les transformations suivantes :

- transformations de Lorentz impliquant la conservation de l'énergie et de l'impulsion,
- transformations simultanées de conjugaison de charge, de parité et de renversement du temps,
- transformations internes de jauge sur lesquelles se base la construction des interactions du Modèle Standard.

Montrons par exemple la construction du Lagrangien décrivant la dynamique des fermions et leurs interactions. Les fermions sont représentés par des spineurs de Dirac dans le Modèle Standard. La dynamique d'une particule libre  $\psi$  de masse  $m$  est décrite par le Lagrangien de Dirac

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi, \quad (2.2)$$

avec  $\gamma^\mu$  les matrices de Dirac. Un champ fermionique  $\psi$  est défini à une phase près. Ainsi une symétrie interne du système est celle du changement de phase (ou jauge) :

$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi(x). \quad (2.3)$$

Avec cette transformation, le Lagrangien de Dirac n'est malheureusement pas invariant. Pour que celui-ci le devienne, la transformation doit être locale, c'est à dire  $\theta = \theta(x)$  et il faut alors modifier la dérivée partielle  $\partial_\mu$  en dérivée covariante  $D_\mu$  de la façon suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu, \quad (2.4)$$

où un nouveau champ  $A_\mu$  et une valeur scalaire  $q$  sont introduits. L'introduction du champ  $A_\mu$  doit laisser le Lagrangien invariant. Ainsi le champ  $A_\mu$  doit se transformer lui aussi sous le changement de phase locale :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{q} \partial_\mu \theta(x). \quad (2.5)$$

Imposer l'invariance du lagrangien sous une transformation de phase locale peut donc être interprété comme la justification théorique de l'existence d'un nouveau champ d'un boson de jauge  $A_\mu(x)$  permettant l'interaction entre les fermions. Ce champ étant physique, sa propagation dans l'espace est décrite par le Lagrangien de Maxwell :

$$\mathcal{L}_{\text{Maxwell}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

avec  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . Ainsi le Lagrangien de l'équation 2.2 devient le Lagrangien de l'électrodynamique  $\mathcal{L}_{\text{ED}}$  :

$$\mathcal{L}_{\text{ED}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu (\partial_\mu + ieqA_\mu) - m) \psi. \quad (2.7)$$

Dans le terme d'interaction, la valeur de  $q$  traduit l'intensité de l'interaction et sera appelée la constante de couplage de l'interaction. Ce Lagrangien est maintenant bien invariant sous changement de phase locale. A priori, le boson décrit par le champ  $A_\mu(x)$  pourrait lui aussi avoir une masse. Le terme dans le Lagrangien serait alors de la forme  $mA_\mu A^\mu$ , mais dans ce cas, il briserait l'invariance de jauge.

### Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) est une théorie de jauge décrivant l'interaction forte et se base sur le groupe de Lie  $SU(3)$ . Ce groupe est constitué de huit générateurs  $T_a$  qui sont associés aux bosons de jauge que l'on appelle gluons et dont le champ s'écrit  $G_{\mu\nu}^a$ . D'après le théorème de Noether, l'invariance sous le groupe  $SU(3)$  entraîne la conservation d'un nombre quantique : la charge de couleur. Chaque particule élémentaire interagissant par interaction forte possède ainsi une charge de couleur (rouge, bleu ou vert). Aucun quark n'est libre et ne peut donc pas s'observer directement en raison du confinement de la couleur [6]. Les particules libres composites formées de quarks et/ou d'antiquarks, les hadrons, sont en revanche blancs. Le Lagrangien de la chromodynamique quantique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{q} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q - g_s (\bar{q} \gamma^\mu T_a q) G_\mu^a. \quad (2.8)$$

On retrouve, par analogie, les mêmes termes que dans la théorie électromagnétique, comme par exemple,  $g_s$  la constante de couplage forte présente dans le terme d'interaction. En revanche, le groupe  $SU(3)$  n'est pas abélien ce qui entraîne un terme supplémentaire dans l'expression de  $G_{\mu\nu}^a$  :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2.9)$$

avec  $f_{abc}$ , les constantes de structure de l'algèbre de Lie  $SU(3)$ . En développant, le Lagrangien comportera alors des termes de couplages à trois et quatre gluons.

## Théorie Électrofaible

L'interaction faible doit être unifiée avec l'électromagnétisme pour être décrite selon la théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg [7, 8]. Cette unification repose sur le groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , où  $SU(2)_L$  est le groupe de jauge associé à la conservation de l'isospin faible et  $U(1)_Y$  à l'hypercharge  $Y$ . Le groupe  $SU(2)_L$  possède trois générateurs,  $T_a$ , correspondant aux champs de jauge  $W_\mu^a$ , et traite différemment les fermions de chiralité droite ou de chiralité gauche. Ainsi les fermions de chiralité droite sont arrangés en des singlets du groupe  $SU(2)_L$ , alors que les particules de chiralité gauche sont arrangées en doublets. Cette distinction entre chiralité découle directement de l'observation de la violation de la parité [9]. Le groupe  $U(1)_Y$  possède quant à lui un unique générateur, l'hypercharge  $Y$ , auquel correspond le champ de jauge  $B_\mu$ . Le Lagrangien invariant sous une transformation locale du groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{EW}^{\text{libre}} + \mathcal{L}_{EW}^{\text{CJ}} + \mathcal{L}_{EW}^{\text{int}}, \quad (2.10)$$

avec  $\mathcal{L}_{EW}^{\text{libre}}$  le Lagrangien libre d'un champ de Dirac sans masse et dans lequel on peut séparer les particules de chiralité droite ou gauche :

$$\mathcal{L}_{EW}^{\text{libre}} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R. \quad (2.11)$$

Le respect de l'invariance de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  donne le terme d'interaction du Lagrangien  $\mathcal{L}_{EW}^{\text{int}}$  de la forme :

$$\mathcal{L}_{EW}^{\text{int}} = -\bar{\psi}_L \left( ig \frac{T_a}{2} \gamma^\mu W_\mu^a + i \frac{g'}{2} Y \gamma^\mu B_\mu \right) \psi_L - i \frac{g'}{2} Y \bar{\psi}_R \gamma^\mu B_\mu \psi_R. \quad (2.12)$$

Les constantes de couplages  $g$  et  $g'$  sont respectivement associées aux groupes de jauge  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ . Enfin, le terme du Lagrangien régissant la dynamique des champs de jauge s'écrit :

$$\mathcal{L}_{EW}^{\text{CJ}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.13)$$

avec le champ de jauge du groupe  $SU(2)_L$  :  $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$ , et le champ de jauge du groupe  $U(1)_Y$  :  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ . On peut réécrire le terme d'interaction du Lagrangien pour introduire de nouveaux champs de jauge plus en accord avec les observations expérimentales, s'écrivant comme combinaison linéaire des champs  $W_\mu^a$  et  $B_\mu$  :

$$Z_\mu = \cos(\theta_W) W_\mu^3 - \sin(\theta_W) B_\mu, \quad (2.14)$$

$$A_\mu = \sin(\theta_W) W_\mu^3 + \cos(\theta_W) B_\mu, \quad (2.15)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( W_\mu^1 \mp i W_\mu^2 \right), \quad (2.16)$$

avec  $\theta_W$  l'angle de mélange faible, ou angle de Weinberg, qui peut être exprimé en fonction des constantes de couplage  $g$  et  $g'$ . On ne peut pas rajouter des termes de masses des particules sans violer la symétrie locale  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Or, contrairement aux bosons de

jauge de l'électrodynamique et de la chromodynamique quantique, ceux de l'interaction faible,  $W^\pm$  et  $Z$ , sont massifs. Cette incompatibilité apparente entre la théorie électrofaible et les observations expérimentales peut être levée par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie (cf 2.1.2).

### 2.1.2 Brisure spontanée de symétrie

En 1964, Brout, Englert et Higgs ont proposé un mécanisme de brisure spontanée de symétrie [10–12], appelé mécanisme BEH, permettant aux fermions et aux bosons de l'interaction faible ( $W^\pm$ ,  $Z$ ) d'acquérir une masse afin que la théorie électrofaible puisse être en accord avec les observations expérimentales.

#### Mécanisme BEH

Le mécanisme BEH introduit un doublet de champ scalaire complexe, l'un chargé, l'autre neutre et d'hypercharge 1. Ils sont appelés champs de Higgs :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

et le Lagrangien régissant son évolution s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{BEH}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \underbrace{(\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2)}_{V(\phi)}, \quad (2.18)$$

où  $\mu$  et  $\lambda$  sont des constantes. Le Lagrangien  $\mathcal{L}_{\text{BEH}}$  étant invariant sous le groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , l'opérateur dérivée covariante s'écrit donc  $D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{T_a}{2} W_\mu^a + i \frac{g'}{2} Y B_\mu$ . Le potentiel  $V(\phi)$ , avec les conditions  $\mu^2 < 0$  et  $\lambda > 0$  est représenté sur la Figure 2.2. Seuls ces conditions de signe peuvent faire apparaître une brisure de symétrie avec un maximum local instable pour l'état nul  $\phi = 0$  et des états fondamentaux dégénérés autour d'un cercle de rayon  $v/\sqrt{2} = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ ,  $v$  étant la valeur dans le vide du champ de Higgs (*vacuum expectation value* ou *vev*). Le passage de la position d'équilibre instable à une des positions d'équilibre stable constitue la brisure de symétrie spontanée. Les états d'équilibre ne sont alors plus invariants par la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Par convention, l'état d'équilibre choisi après brisure de symétrie est  $\phi = (0 \quad v/\sqrt{2})^T$ . Le champ de Higgs au voisinage de cette position d'équilibre s'écrit alors :

$$\phi = e^{T^a \theta_a} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

avec  $\theta_a$  et  $h$  des champs scalaires réels. Les excitations des trois champs  $\theta_a$  sont appelées bosons de Goldstone et celles du champ  $h$  sont nommées bosons de Higgs. En injectant cette expression du champ de Higgs dans le Lagrangien  $\mathcal{L}_{\text{BEH}}$ , les masses des bosons  $W$ ,  $Z$



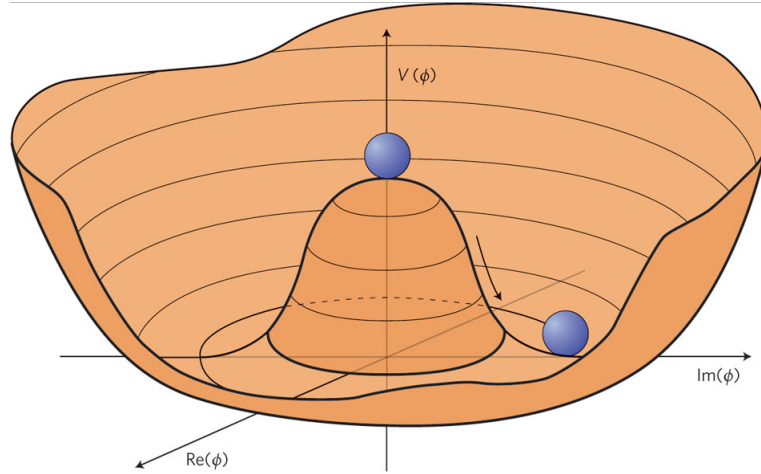


FIGURE 2.2 – Forme du potentiel de Higgs dans le cas  $\mu^2 < 0$  et  $\lambda > 0$  assurant ainsi une brisure de symétrie. La position pour un champ de Higgs nul est une position d'équilibre instable [13].

et du boson de Higgs apparaissent et s'expriment selon les équations suivantes :

$$m_W = \frac{1}{2}gv; \quad (2.20)$$

$$m_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W}; \quad (2.21)$$

$$m_h^2 = -2\mu^2. \quad (2.22)$$

Le photon reste, lui, sans masse même lorsque la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  est brisée. La symétrie  $U(1)_{ED}$  reste donc exacte.

Les fermions vont acquérir leurs masses en se couplant au boson de Higgs par couplage dit de Yukawa. Le Lagrangien de cette interaction s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_f \bar{\psi} \phi \psi. \quad (2.23)$$

Deux termes apparaissent alors autour du minimum du potentiel de Higgs :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_f v \bar{\psi} \psi - \lambda_f \bar{\psi} h \psi. \quad (2.24)$$

Le premier terme donne la masse du fermion  $\lambda_f v$  et le second terme le couplage du fermion au boson de Higgs  $\lambda_f$ . Les couplages  $\lambda_f$  et la valeur dans le vide du champ de Higgs sont ici des paramètres libres du Modèle Standard.

### Observations expérimentales au LHC

La force d'un modèle est la précision avec laquelle il parvient à décrire des phénomènes observables mais également sa capacité à prédire de nouveaux phénomènes. La brisure spontanée de symétrie permet de fournir une masse aux fermions et aux bosons faibles en introduisant uniquement un nouveau champ scalaire qui donne naissance à un boson

scalaire. Le Modèle Standard est capable de prédire plusieurs propriétés de cette nouvelle particule, ainsi que la manière dont elle se couple aux autres champs du Modèle Standard. Un des paramètres inconnus de la théorie est la masse du boson de Higgs, peu contrainte par la théorie, ce qui a compliqué sa recherche au LEP et au Tevatron. En connaissant sa masse, on peut, en revanche, en déduire ses sections efficaces de production et ses rapports d'embranchement, et ainsi tester la validité de la théorie électrofaible par l'expérience (Figure 2.3).

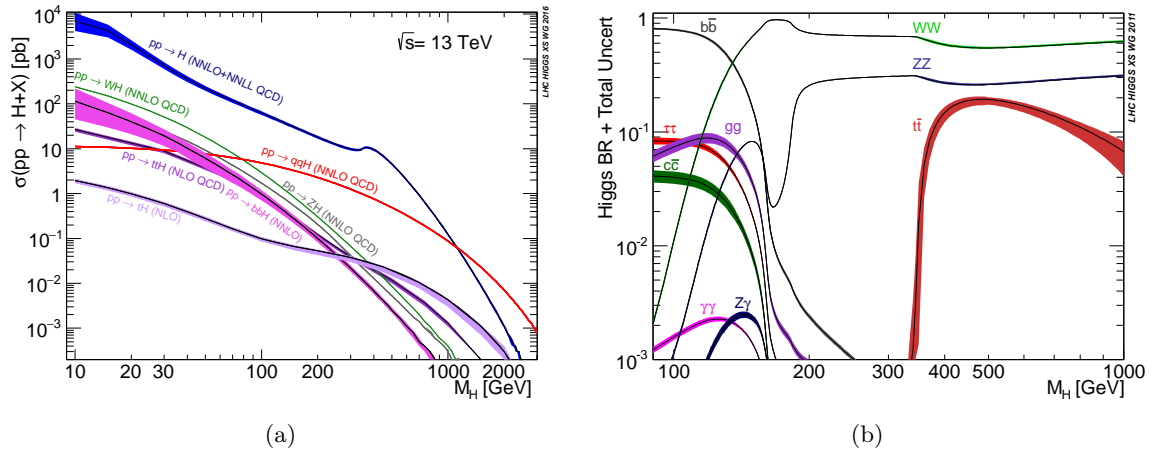


FIGURE 2.3 – (a) Sections efficaces de production pour les mécanismes les plus favorisés de production du boson de Higgs en fonction de la masse de celui-ci et à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 13$  TeV [14]. (b) Rapports d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [15].

Les détecteurs ATLAS [2] et CMS [16] ont été principalement conçus pour favoriser la découverte du boson de Higgs. Ils ont permis d'avoir une sensibilité suffisante sur un intervalle de masse (entre 100 et 600 GeV) théoriquement favorable à la masse du Higgs. Celui-ci fut recherché dans tous les canaux de désintégration autorisés par la théorie. En juillet 2012, ATLAS et CMS ont présenté les résultats combinés des recherches sur le boson de Higgs et ont annoncé la découverte d'une nouvelle particule autour de 125 GeV compatible avec celui-ci. Les Figures 2.4 montrent les résultats dans les deux canaux de désintégrations de la découverte ( $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow 4l$ ).

### Tests de précision

Les principaux ingrédients du Modèle Standard de la physique des particules ont été introduits : le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur le groupe  $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  se brisant autour de l'échelle d'énergie de la valeur dans le vide du champ de Higgs obtenue expérimentalement  $v \simeq 247$  GeV. Au-dessous de cette échelle d'énergie, le modèle se base sur le groupe de jauge  $SU(3) \times U(1)_{ED}$ . Le Modèle Standard contient alors 19 paramètres libres avec, en autres, les masses des six quarks, des trois leptons chargés, du boson de Higgs, les 3 constantes de couplages introduites  $g$ ,  $g'$  et  $g_s$ , et également de  $v$ . Cinq autres paramètres, présents dans le Modèle Standard, n'ont pas été introduits dans ce

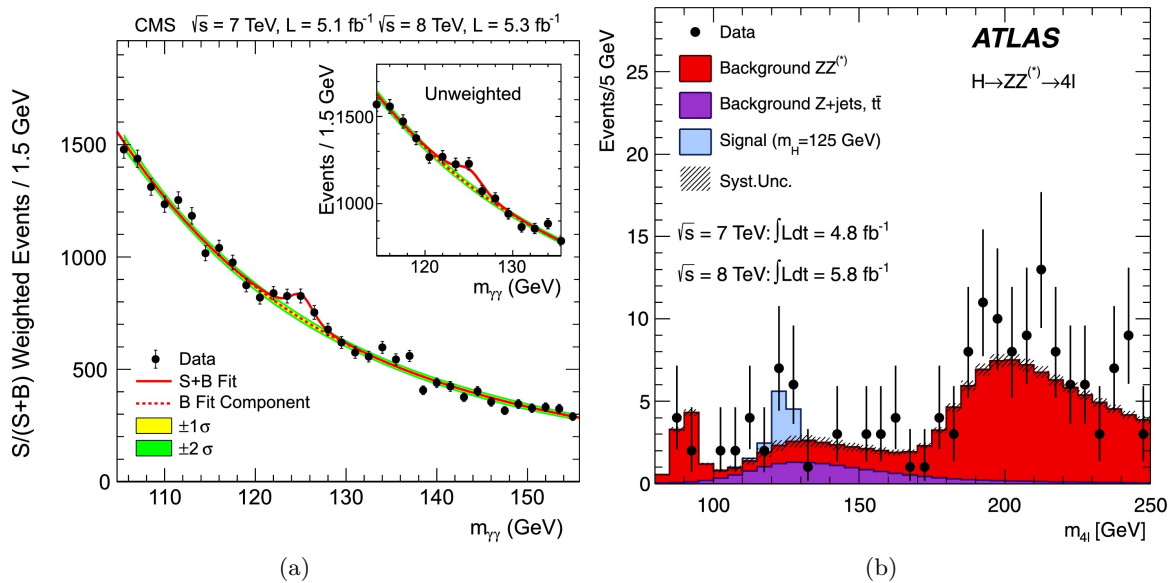


FIGURE 2.4 – (a) Spectre en masse invariante du système diphoton pour les événements enregistrés par le détecteur CMS en 2011 et 2012 [17]. (b) Spectre en masse invariante de 4 leptons pour les événements enregistrés par le détecteur ATLAS en 2011 et 2012 [18].

chapitre : les trois angles de mélange et le paramètre de violation CP de la matrice CKM [19], l'angle  $\theta_{QCD}$  de la chromodynamique quantique.

Le nombre de paramètres libres semble élevé mais de nombreuses observations peuvent contraindre ces paramètres. Ces tests de précision du MS s'appuient généralement sur la propriété perturbative du modèle : l'évolution du système de l'état initial à l'état final se calcule par un développement en série de Dyson. La précision du calcul découle directement des ordres de développement pris en compte. Les tests de précision comparant les observations et les calculs théoriques, ne se réalisent généralement pas à l'ordre le plus bas mais prennent en compte des ordres supérieurs appelés corrections. Bien que leur nombre soit infini, l'impact des ordres du développement est de plus en plus faible puisque ceux-ci sont proportionnels à une puissance de la constante de couplage de l'interaction mise en jeu. De plus, les corrections perturbatrices font apparaître des boucles virtuelles menant à des divergences dans les calculs théoriques. Afin de s'affranchir de ces divergences, on applique alors des techniques dites de renormalisation.

## 2.2 Limitations du Modèle Standard

Malgré de très nombreux succès pour expliquer ou prédire une multitude de résultats expérimentaux, le Modèle Standard possède des failles dans la description et l'interprétation de certains phénomènes. La plus grande incompatibilité, ou du moins la plus visible, est son incapacité à décrire la quatrième interaction fondamentale : la gravitation. Le Modèle Standard est en effet non réconciliable avec la théorie de la relativité générale dont les effets gravitationnels sont attendus à l'échelle de Planck  $\Lambda_{Pl} \sim 10^{19}$  GeV. Une majorité des

physiciens des particules considèrent alors le MS comme une théorie effective possédant une validité dans un large domaine d'énergie et jusqu'à une échelle d'énergie  $\Lambda > 1$  TeV à partir de laquelle émergeraient des phénomènes de nouvelle physique.

Des incompatibilités sont également observées dans le secteur des neutrinos. Plusieurs expériences, dont SuperKamiokande [20] et SNO [21], ont montré que les neutrinos oscillent. Ce phénomène peut être expliqué en attribuant une masse très faible mais non nulle aux neutrinos. La théorie sur les oscillations des neutrinos de Pontecorvo peut être adjointe au Modèle Standard introduisant des états propres de masse différents des états de saveur. La matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) relie alors les états propres de masse aux états propres de saveur. Avec cette adjonction, le nombre de paramètres libres du MS passe de 19 à 26 (3 paramètres de masses des neutrinos, 3 angles de mélange et 1 paramètre de phase de la matrice PMNS). Au niveau cosmologique, l'observation d'anomalies dans la vitesse de rotation des galaxies ou encore lors de collisions de galaxies non compatibles avec la relativité générale, a permis l'introduction de particules stables inconnues constituant alors la matière noire et réagissant très faiblement avec la matière baryonique. L'expérience du télescope Planck [22] a annoncé que cette matière, invisible pour nos détecteurs actuels, représenterait 25,8% de l'énergie totale de l'Univers, contre seulement 4,8% pour la matière ordinaire. Le reste de l'énergie représente l'énergie noire, responsable de l'accélération observée de l'expansion de l'Univers, et qui reste un phénomène non expliqué à ce jour. De même, le MS autorise une asymétrie matière-antimatière mais bien plus faible que celle observée.

Outres les incompatibilités entre la théorie et les observations expérimentales, le Modèle Standard possède des caractéristiques particulières qui, bien que non comprises, ne le remettent pas en cause. Ces particularités sont des problèmes esthétiques et cachent potentiellement une théorie sous-jacente au MS. Par exemple, on peut citer le grand nombre de paramètres libres, le nombre de générations des quarks et leptons, ou encore la grande différence de masse entre les différents fermions. Ces particularités sont des caractéristiques du MS non comprises à ce jour.

Nous introduirons dans le chapitre suivant un autre problème esthétique du MS : la très grande différence entre l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible et l'échelle de Planck, connue sous le nom de problème de la hiérarchie. Résoudre ce problème pourrait donner des indices sur une possible théorie à haute énergie remplaçant le Modèle Standard.

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Le problème de la hiérarchie</b>	<b>15</b>
<b>3.2</b>	<b>Dimensions supplémentaires</b>	<b>17</b>
3.2.1	Théorie de Kaluza Klein	17
3.2.2	Le modèle ADD	18
3.2.3	Le modèle RS1	20
<b>3.3</b>	<b>Higgs Exotique</b>	<b>22</b>
<b>3.4</b>	<b>Contraintes expérimentales</b>	<b>22</b>

Nous avons introduit le MS dans le chapitre 2 et évoqué ses limitations. Dans ce chapitre, le problème de la hiérarchie sera présenté et différentes solutions tentant de le résoudre seront introduites. Nous allons plus particulièrement nous intéresser aux modèles ajoutant des dimensions spatiales à l'espace-temps usuel dans la section 3.2. Après une brève introduction à la théorie de Kaluza-Klein, nous nous pencherons sur deux modèles particuliers : le modèle RS1 et le modèle ADD. Nous introduirons également brièvement un modèle à deux doublets de Higgs dans la section 3.3. Les dernières limites des observations expérimentales seront présentées dans la section 3.4.

### 3.1 Le problème de la hiérarchie

Comme énoncé dans le chapitre 2, un des problèmes majeurs du MS est son incompatibilité avec une des interactions fondamentales : la gravitation. Or il n'y a, actuellement, aucune raison théorique pour que la validité du MS ne s'étende pas jusqu'à l'échelle de Planck, c'est-à-dire à l'échelle d'énergie où les effets gravitationnels commencent à devenir importants. On peut observer sur la Figure 3.1, les échelles d'énergie pour lesquelles les interactions fondamentales rentrent en jeu. Les trois interactions décrites par le MS ont des échelles caractéristiques d'énergie rapprochées (environ 5 ordres de grandeur entre les échelles d'énergie de l'interaction électromagnétique et l'interaction faible). Ceci est à comparer aux 17 ordres de grandeur séparant les échelles d'énergie de l'interaction faible avec l'interaction gravitationnelle. Ce grand écart constitue le problème dit de la hiérarchie.

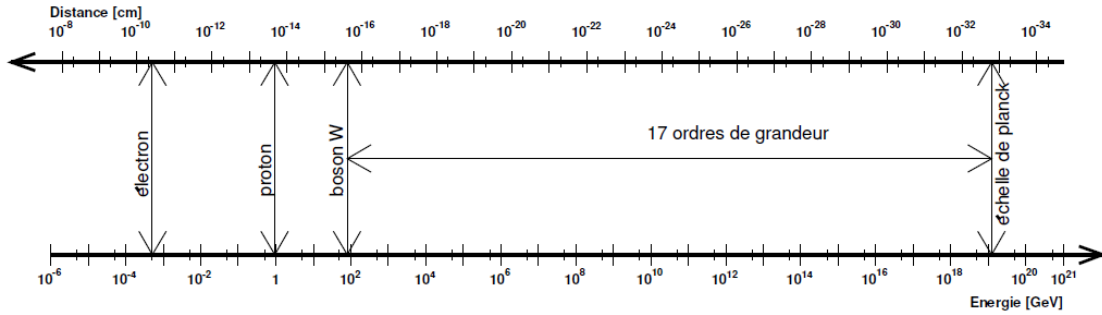


FIGURE 3.1 – Schéma des échelles d'énergie des différentes interactions fondamentales connues.

L'apparition de phénomènes de nouvelle physique à une énergie entre l'échelle d'énergie de l'interaction faible et la masse de Planck peut constituer une solution au problème de la hiérarchie qui limiterait alors le domaine de validité du MS. Un problème esthétique du MS, appelé problème de l'ajustement fin, vient renforcer cette idée et concerne la valeur de la masse du boson de Higgs. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs introduisent des boucles virtuelles dans les diagrammes de Feynman avec toutes les particules massives du MS (Figure 3.2). Si le MS est valable jusqu'à l'énergie de Planck  $\Lambda_{Pl}$ , alors les contributions des boucles virtuelles sont proportionnelles à  $\Lambda_{Pl}^2$ . La masse du boson de Higgs de 125 GeV est donnée par ([23]) :

$$m_h^2 \simeq (m_h^0)^2 + \alpha \Lambda_{Pl}^2 \simeq (m_H^0)^2 + \frac{3(m_h^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2)}{8\pi^2 v^2} \Lambda_{Pl}^2, \quad (3.1)$$

où  $(m_H^0)$  est la masse dite nue du boson de Higgs à l'échelle d'énergie  $\Lambda_{Pl}$ . On peut alors observer que la masse nue du boson de Higgs a besoin d'être de l'ordre  $10^{16}$  GeV pour pouvoir s'annuler avec le terme de corrections radiatives et ainsi se rapprocher de la masse physique du boson de Higgs autour de 100 GeV. Pour atteindre la masse physique du boson de Higgs, il est nécessaire de réaliser un ajustement fin avec une précision sur  $(m_H^0)$  de 16 chiffres après la virgule. Cet aspect ne pose aucun problème théorique au sein du MS mais présente un problème de naturalité.

Plusieurs solutions ont été proposées afin de résoudre ce problème de hiérarchie. L'approche la plus utilisée par les physiciens consiste à introduire de nouvelles particules afin de modifier le terme de corrections radiatives. Par exemple, les modèles de supersymétrie (SUSY) ajoutant un fermion (boson) pour chaque boson (fermion) au sein du MS, permettent de modifier le terme de corrections à la masse du Higgs qui n'évolue plus alors en fonction du carré de l'énergie de la coupure ultraviolette  $\Lambda$ , mais en fonction du logarithme de celle-ci. Une autre solution est de fortement diminuer l'intervalle de validité en énergie du MS en introduisant des dimensions spatiales supplémentaires. Si la borne supérieure du domaine de validité en énergie du MS  $\Lambda$  ( $O(1 - 10 \text{ TeV})$ ) est suffisamment basse, la précision nécessaire pour obtenir une masse physique du boson de Higgs à 125 GeV ne constitue plus un problème de naturalité du MS. Nous allons développer les modèles de dimensions supplémentaires dans la prochaine section.

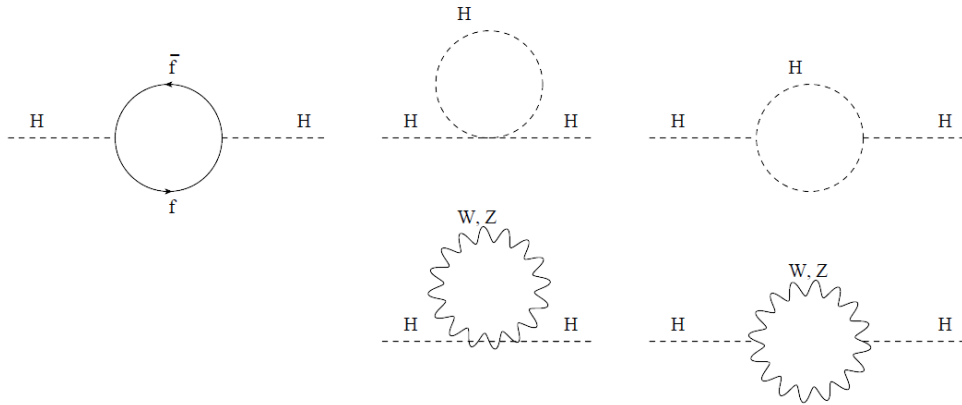


FIGURE 3.2 – Diagrammes de Feynman des correction radiatives à la masse du boson de Higgs à une boucle.

## 3.2 Dimensions supplémentaires

L'idée d'introduire des dimensions supplémentaires dans un modèle de physique remonte à 1914 avec Nordström [24] et à 1919 avec Kaluza [25]. En 1915, Einstein écrit la théorie de la relativité générale qui décrit la gravitation comme une manifestation de la déformation de l'espace-temps en 4 dimensions. Kaluza eut alors l'idée d'aller plus loin en introduisant un espace à 5 dimensions dans le but d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme.

### 3.2.1 Théorie de Kaluza Klein

On considère dans cette section, un espace de Minkowski avec 3+1 dimensions, ou (3+1)D, auquel on ajoute une quatrième dimension spatiale compactifiée, c'est à dire, que ses coordonnées sont confinées dans un cercle  $0 \leq y < 2\pi R$  avec  $R$  la « taille » de la dimension compactifiée. La métrique d'un tel espace devient  $ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$  (la variable  $x$  représente les coordonnées dans l'espace (3+1)D usuel et  $y$  la coordonnée dans la dimension spatiale supplémentaire). Un champs scalaire libre  $\Phi(x, y)$  de masse  $M_0$  dans l'espace (4+1)D, avec des conditions aux bords périodiques tel que  $\Phi(x, y) = \Phi(x, y + 2\pi)$ , peut être développé en série de Fourier selon  $y$  :

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \phi^{(n)}(x) e^{\frac{iny}{R}}. \quad (3.2)$$

Le champ  $\phi$  étant réel, on a  $\phi^{(-n)} = \phi^{(n)\dagger}$  et en intégrant selon la coordonnée  $y$  pour

éliminer les termes mixtes, l'action d'un tel champ peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
S^{((4+1)D)} &= \int d^4x \int_0^{2\pi R} dy \mathcal{L}(\Phi(x, y), \partial\Phi(x, y)) \\
&= \int d^4x \int_0^{2\pi R} dy \frac{1}{2} \left[ \partial_\mu \Phi^\dagger(x, y) \partial^\mu \Phi(x, y) - M_0^2 \Phi^\dagger(x, y) \Phi(x, y) \right] \\
&= \int d^4x \frac{1}{2} \left[ \sum_{n=0}^{+\infty} \left( \partial_\mu \phi^{(n)\dagger} \partial^\mu \phi^{(n)} - \left( \frac{n^2}{R^2} - M_0^2 \right) \phi^{(n)\dagger} \phi^{(n)} \right) \right].
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Chaque coefficient de Fourier  $\phi^{(n)}$  est lui même un champ scalaire libre massif dans l'espace (3+1)D. Du point de vue d'un espace (3+1)D, une série infinie de particules de masse  $m_n = \sqrt{n^2/R^2 + M_0^2}$  apparaissent. Ces résonances sont appelées excitations ou tours de Kaluza Klein (KK). Si un graviton, particule de spin 2 et décrit par un champ sans masse dans un espace (4+1)D, existait alors ces tours seraient observables et signeraient l'existence de dimensions spatiales supplémentaires.

La théorie de Kaluza étend la théorie de la relativité générale sur l'espace (4+1)D. On obtient alors la formulation de la relativité générale sur l'espace (3+1)D mais aussi l'expression de l'électromagnétisme qui apparaît alors comme un effet gravitationnel provenant de la compactification de la dimension supplémentaire [26]. Malheureusement toutes les excitations de Kaluza-Klein deviennent extrêmement massives ( $> 10^{17}$  GeV) et donc impossibles à observer en laboratoire. Les particules, observables en laboratoire, correspondent alors uniquement au mode zéro et sont de plus neutres, ce qui est fortement contradictoire avec les résultats expérimentaux. C'est pour cette raison que la théorie de Kaluza ne fut pas poursuivie.

Cependant, les modèles modernes à dimensions supplémentaires s'appuient encore sur une partie du formalisme développé par Kaluza et Klein. Notamment, la compactification des dimensions supplémentaires et l'évolution des champs quantiques en présence de ces dimensions supplémentaires s'inspirent directement de ce formalisme. Nous allons étudier deux de ces modèles : le modèle RS1 et le modèle ADD. L'analyse des données réalisées dans la dernière partie de ce manuscrit se base sur ces deux modèles théoriques pour tenter d'observer l'existence de dimensions supplémentaires à l'échelle d'énergie du LHC.

### 3.2.2 Le modèle ADD

Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos et Georgi Dvali [27] ont introduit, en 1998, un modèle de grandes dimensions supplémentaires appelé modèle ADD. Ce modèle est semblable à la théorie de Kaluza-Klein avec quelques hypothèses supplémentaires afin de satisfaire les contraintes expérimentales :

- Un nombre  $n$  entier de dimensions spatiales compactifiées sur des tores de rayon  $R$  sont ajoutées à l'espace-temps (3+1)D. Ainsi, l'espace-temps (3+1)D usuel est une brane à l'intérieur de l'espace-temps (4+n)D. L'espace-temps (4+n)D est lui appelé le *bulk*.
- Tous les champs du MS sont confinés dans la brane du MS.



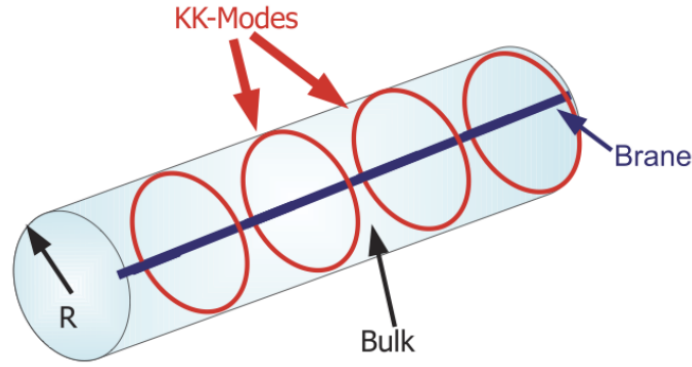


FIGURE 3.3 – Illustration des dimensions supplémentaires cylindriques de rayon  $R$  et donc de taille  $L = 2\pi R$ . Les cercles rouges représentent les modes de Kaluza-Klein.

- La gravité peut se propager dans toutes les dimensions.

La géométrie de l'espace est illustrée sur la Figure 3.3.

Imaginons une masse  $m_1$  à l'intérieur d'un espace de dimension  $D=4+n$ . Alors le potentiel gravitationnel est donné par la loi de Gauss et diffère donc suivant la géométrie de l'espace. Il s'écrit :

$$V(r) \sim \begin{cases} \frac{-1}{M_D^{n+2}} \frac{m_1}{r^{n+1}} & \text{si } r < R, \\ \frac{-1}{M_D^{n+2}} \frac{m_1}{L^n r} & \text{si } r \gg R. \end{cases}$$

La constante de Newton dans un espace en  $D$  dimensions,  $G_D$ , est ainsi exprimée à l'aide de la masse de Planck en  $D$  dimensions  $M_D$  selon la relation  $G_D = 1/M_D^{n+2}$ . Dans le cas  $r \gg R$ , on obtient  $1/r^{n+1} \rightarrow 1/L^n r$ , avec  $1/L^n$  qui représente le volume des dimensions supplémentaires. Par analogie avec le potentiel gravitationnel dans un espace à 4 dimensions, la constante de Planck peut être alors exprimée sous la forme :

$$M_{Pl}^2 \sim M_D^{n+2} L^n. \quad (3.4)$$

On observe alors que la valeur de la masse de Planck effective  $M_D$  dépend uniquement de la géométrie de l'espace  $(4+n)D$  : la taille des dimensions compactifiées  $L$  et leur nombre  $n$ . Ainsi des effets gravitationnels doivent apparaître près de cette nouvelle masse de Planck qui peut potentiellement être proche de l'échelle d'énergie électrofaible. Cela permettrait alors de résoudre le problème de la hiérarchie dans certaines géométries d'espace-temps. Fixons, par exemple  $M_D \sim 1$  TeV, on peut alors trouver, pour un nombre de dimensions supplémentaires  $n$  fixé, la taille de celles-ci afin de reproduire la masse de Planck  $M_{Pl}$  observée :

- $n = 1 \rightarrow L \sim 10^{13}$  m
- $n = 2 \rightarrow L \sim 1$  mm
- $n = 3 \rightarrow L \sim 10$  nm
- $n = 4 \rightarrow L \sim 10$  pm

L'hypothèse  $n = 1$  est directement exclue par l'observation.

De par la compactification des dimensions spatiales supplémentaires, les gravitons ADD produiront plusieurs tours de Kaluza-Klein avec une séparation en énergie  $\Delta_m$  proportionnelle à  $1/R$  (voir l'équation 3.3) :

$$\Delta_m \sim \frac{1}{R} \sim M_D \left( \frac{M_D}{M_{Pl}} \right)^{\frac{2}{n}} \quad (3.5)$$

Ce qui signifie que pour une masse de Planck, dans un espace  $(4+n)D$ , autour de 1 TeV, l'écart d'énergie entre deux excitations de Kaluza-Klein sera respectivement de 20 keV, 7 MeV et 0,1 GeV pour un nombre de dimensions supplémentaires de 4, 6 et 8. La séparation en énergie sera donc comparable avec la résolution expérimentale rencontrée dans les expériences comme ATLAS et CMS que pour un grand nombre de dimensions supplémentaires ( $n > 8$ ). Cependant, pour une grande valeur de  $n$ , la section efficace de production des tours de Kaluza-Klein est extrêmement faible. Ainsi un nombre de dimensions supplémentaires  $n < 6$  est nécessaire pour espérer obtenir une observation dans une expérience au LHC. Comme la séparation en énergie des tours de Kaluza-Klein est alors négligeable devant la résolution des détecteurs, la signature expérimentale recherchée de ce phénomène correspondra à une déviation non résonante de la section efficace par rapport au bruit de fond attendu du Modèle Standard.

Le modèle ADD possède deux paramètres : le nombre de dimensions supplémentaires  $n$  et la masse de Planck effective  $M_D$ . Nous allons étudier dans ce manuscrit le processus  $pp \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma$  avec échange de graviton virtuel. La section efficace devient divergente à haute masse, on impose donc une coupure ultraviolette à une énergie  $M_S$  inférieure ou égale à  $M_D$ . Le modèle ADD est donc étudié en fonction des deux paramètres  $n$  et  $M_S$ . Dans cette analyse,  $M_S$  est pris égale à  $M_D$ . De plus le modèle ADD possède plusieurs formalismes théoriques différents qui seront présentés dans la section 7.4.

### 3.2.3 Le modèle RS1

Jusqu'à maintenant, les dimensions supplémentaires étaient considérées compactifiées car aucun indice à propos de leur existence n'était observé dans la nature. En raison de l'hypothèse de compactification, un petit nombre de dimensions supplémentaires ( $n = 1, 2$ ) a été exclu car aucune déviation de la loi de Newton n'est détectée à l'échelle millimétrique. Cependant, une approche différente suggère que la dimension supplémentaire n'a pas besoin d'être compactifiée et peut même être infinie. Pour y parvenir, le concept d'espace-temps déformé doit être introduit.

Dans le modèle Randall-Sundrum [28] ou RS1, l'existence d'un hyperespace à cinq dimensions est supposée. L'espace-temps est extrêmement déformé et contient deux branes : la brane de Planck (où la gravitation est une force relativement forte, également appelée brane « Gravité ») et la brane du MS (notre espace-temps usuel avec les particules du Modèle Standard, également appelé la brane « TeV »). Les particules du Modèle Standard sont confinées dans la brane du MS alors que les gravitons peuvent se propager à travers tout l'espace.

La masse de Planck apparente dans la brane MS correspond à la masse de Planck dans la brane de Planck suivant la loi :  $M_D = M_{Pl} e^{-k\pi R}$  (où  $k$  est la courbure de la dimension

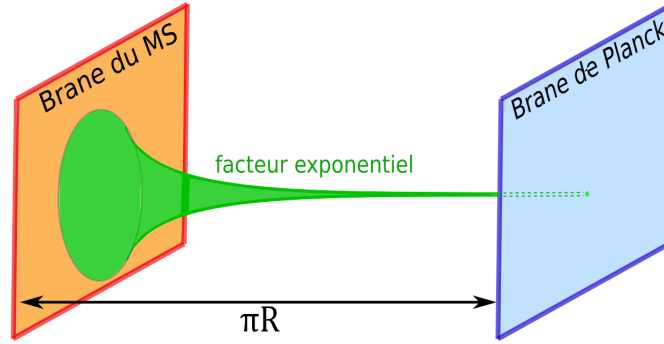


FIGURE 3.4 – Illustration de la dimension supplémentaire dans le modèle RS1. Le champ gravitationnel est dilué à cause du facteur exponentiel causant l’extension rapide de l’espace. Dans la brane de Planck, la gravité est forte, alors que dans la brane du MS la gravité est faible.

additionnelle et  $R$  le rayon de cette dimension). Pour  $kR \simeq 12$ , le modèle reproduirait la hiérarchie des échelles d’énergie entre la force faible et la force gravitationnelle. Le modèle impliquerait la présence de tours de Kaluza-Klein dont la masse et la largeur peuvent être entièrement décrits par la masse de la résonance la moins énergétique et le couplage avec le Modèle Standard  $k/\bar{M}_{Pl}$  avec  $\bar{M}_{Pl} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi}$  la masse de Planck réduite. La largeur des résonances est directement proportionnelle à leur masse et au couplage  $k/\bar{M}_{Pl}$ .

La dimension supplémentaire est reliée à l’expression de la métrique à travers un facteur exponentiel appelé *warp factor*. Ainsi la métrique dans le modèle RS1 s’écrit :

$$ds_5^2 = e^{-2ky} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, y > 0.$$

La Figure 3.4 montre la géométrie de cet espace-temps. La géométrie de l’espace dans le modèle RS1 étant différente par rapport au modèle ADD, l’espacement entre chaque excitation de la série de Fourier n’est plus en  $1/R$  et la masse  $m_n$  des particules de Kaluza-Klein obéit à la relation suivante :

$$m_n = x_n k e^{-k\pi R}, \quad (3.6)$$

avec  $x_n$  les racines de la fonction  $J_1$  de Bessel. La signature expérimentale du modèle RS1 se présente sous la forme d’une série de résonances de spin 2. Les premières valeurs des zéros de Bessel sont  $x_1 = 3,83$  et  $x_2 = 7,02$ , ainsi l’écart entre les deux premières résonances est bien plus large que dans le modèle ADD. Il est donc possible que seule la première excitation du graviton à la masse  $m_1 = m_G$  soit observable au LHC. On se concentrera donc sur cette première excitation dans la suite du manuscrit. Les deux paramètres du modèle RS1 sont ainsi  $m_G$  et la constante de couplage  $k/\bar{M}_{Pl}$  qui prend des valeurs favorisées par la théorie entre 0,01 et 0,1 [29].

### 3.3 Higgs Exotique

Comme indiqué à la section 3.1, l'ajout de particules supersymétriques est également un moyen de résoudre le problème de la hiérarchie. Il existe plusieurs modèles d'extension supersymétrique, comme par exemple le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) qui est un des plus simples. Une deuxième particule scalaire est prédite par le MSSM avec des propriétés similaires au boson de Higgs. Ainsi deux doublets de Higgs sont présents dans le secteur du Higgs (2HDM pour Two Higgs Doublet Model).

Plusieurs modèles à deux doublets de Higgs existent et ils sont classés en fonction de leurs couplages aux fermions du Modèle Standard. Les modèles de type I ressemblent au Modèle Standard : un seul doublet sert à générer les masses de toutes les particules. Dans les modèles de type II, un doublet fournit les masses des particules de type up tandis que l'autre fournit les masses des particules de type down. Ce modèle est similaire au secteur de Higgs des théories supersymétriques. Enfin dans les modèles de type III et IV, les masses des quarks de type up, down, et les masses des leptons sont générées par les différents doublets de Higgs.

Les modèles à deux doublets de Higgs sont souvent considérés comme des extensions minimales du Modèle Standard. La phénoménologie du secteur de Higgs est modifiée avec un nombre minimal de nouveaux paramètres. Comme dans le Modèle Standard, trois degrés de liberté des champs de Higgs initiaux sont absorbés par les bosons  $W^\pm$  et  $Z$ . Ils acquièrent alors une masse. Il reste cinq degrés de liberté, qui constituent les champs physiques de la théorie. On compte deux bosons de Higgs neutres scalaires notés  $h$  et  $H$ , un boson de Higgs neutre pseudo-scalaire  $A$  et deux bosons de Higgs chargés notés  $H^\pm$ . Les masses de ces particules apparaissent dans le Lagrangien par les termes d'autocouplage.

Comme déjà indiqué, une signature expérimentale claire du 2HDM serait l'observation d'un état scalaire supplémentaire dans l'un des canaux de désintégration du boson de Higgs du MS. Une autre façon de l'observer serait la non compatibilité des couplages des Higgs comparés avec la prédiction du MS. Dans ce modèle, l'état scalaire supplémentaire est produit de la même manière que le boson de Higgs du MS et se désintègre dans les mêmes états finals. Lors de la recherche d'un nouveau état scalaire supplémentaire, on parle de recherche de boson de Higgs exotique.

### 3.4 Contraintes expérimentales

Les recherches des phénomènes au-delà du Modèle Standard sont effectuées de plusieurs manières différentes en fonction des particules recherchées, de l'état final demandé et du modèle sous-jacent.

Dans le reste du manuscrit, l'attention sera focalisée sur la recherche de nouvelles particules dans le canal diphoton en utilisant les données du détecteur ATLAS. L'état final diphoton, fournissant une signature expérimentale propre avec une bonne résolution en énergie et un bruit de fond relativement faible comparé aux différentes signatures des signaux introduites dans ce chapitre, il devient un canal optimal pour l'observation de phénomènes de nouvelle physique. Ainsi le Tevatron, le LEP ainsi que le LHC pendant

le Run1 ont tous effectué des recherches de résonances de spin-0 et de spin-2 dans le canal diphoton [30–34] permettant de repousser les limites d'exclusion des paramètres des différents modèles.

### Recherche LEP et au Tevatron

Les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont analysé les données recueillies grâce au LEP dans le canal diphoton. Les expériences au LEP n'ont pas recherché de signatures de dimensions spatiales supplémentaires dans le canal diphoton mais uniquement dans l'état final présentant un photon et une énergie transverse manquante. Ainsi seul des gravitons du modèle ADD émis avec l'association d'un photon furent étudiés ( $e^+e^- \rightarrow \gamma G$ ). Le Tableau 3.1 résume les limites d'exclusion posées sur la masse de Planck effective  $M_D$  du modèle ADD.

$n$	$M_D$ [TeV]			
	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL
2	1,26	1,31	1,50	1,09
3	0,95	1,02	1,14	0,86
4	0,77	0,82	0,91	0,71
5	0,65	0,67	0,76	0,61
6	0,57	0,58	0,65	0,53

Tableau 3.1 – Limites à 95% d'intervalle de confiance sur le paramètre  $M_D$  pour différents nombres de dimensions supplémentaires dans le modèle ADD par les expériences du LEP.

Les expériences CDF et DØ au Tevatron ont étudié les canaux dilepton et diphoton pour la recherche de gravitons virtuels dans le modèle RS1. Les résultats combinés de ces recherches peuvent être observés sur la Figure 3.5. Aucun excès ne peut être observé sur ces deux graphiques, les données sont donc compatibles avec le Modèle Standard. De ce fait, des limites d'exclusion sur les paramètres du modèle RS1 ont été évaluées et sont indiquées dans le Tableau 3.2.

$k/\overline{M}_{Pl}$	Analyse $\mu^-\mu^+ + e^+e^- + \gamma\gamma$				
	0,01	0,025	0,05	0,07	0,1
$m_G$ [GeV]	642	865	984	1046	1111

Tableau 3.2 – Limites à 95% d'intervalle de confiance sur la masse de la première excitation du graviton dans le modèle RS1 à différents couplages  $k/\overline{M}_{Pl}$  avec la combinaison des canaux diphoton et dilepton ( $e^+e^-$ ,  $\mu^-\mu^+$ ) par les expériences CDF et DØ au Tevatron.

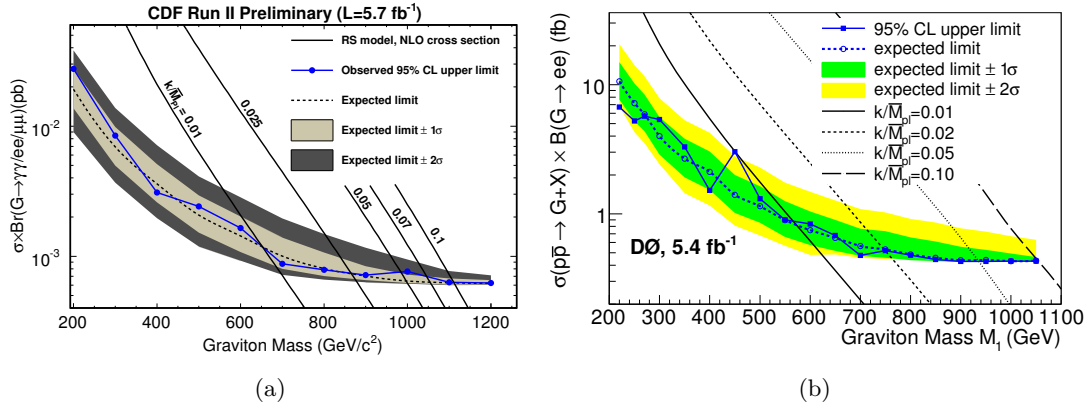


FIGURE 3.5 – Limite d’exclusion pour le graviton RS1 dans les canaux combinés  $\gamma\gamma, e^+e^-, \mu^+\mu^-$  dans les expériences CDF (a) et DØ (b) au Tevatron.

### Recherche au LHC pendant le Run1

Les recherches de résonances provenant de particules de spin-2 et de spin-0 ont été effectuées au LHC lors du Run1 par la collaboration ATLAS. La recherche d’excitation de graviton dans le modèle RS1 a été réalisée avec 20,7 fb<sup>-1</sup> de données collectées par ATLAS avec une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  de 8 TeV [32]. Aucun écart par rapport au bruit de fond attendu n’a été observé (cf. Figure 3.6). La recherche de graviton dans le modèle ADD n’a été effectuée qu’avec environ 5 fb<sup>-1</sup> de données collectées à 7 TeV [35]. Des limites d’exclusion à 95% d’intervalle de confiance sur le paramètre  $M_S$  ont été définies entre 2,52 et 3,92 TeV en fonction du formalisme théorique utilisé (cf. Figure 3.3). La recherche de particules scalaires massives a été réalisée dans le canal diphoton dans l’intervalle de masse invariante  $m_{\gamma\gamma} \in [65 - 600]$  GeV [33]. Dans cette recherche, aucun excès par rapport au Modèle Standard n’a été observé. Les limites d’exclusion de la section efficace de production fiduciaire de la particule spin-0 peuvent être observées sur la Figure 3.7.

L’expérience CMS a également étudié le canal diphoton à la recherche de dimensions supplémentaires dans le modèle RS1 et de particules scalaires dans un intervalle de masse invariante  $m_{\gamma\gamma} \in [150 - 850]$  GeV avec 19,7 fb<sup>-1</sup> de données collectées à 8 TeV [34]. La Figure 3.8 représente les limites d’exclusion de la section efficace de production des signaux spin-0 et spin-2 en fonction de leur masses. On peut également citer la recherche de dimensions supplémentaires dans le modèle ADD et RS1 avec 2,2 fb<sup>-1</sup> de données avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [31] et dont les limites d’exclusion sur le paramètre  $m_G$  du modèle RS1 se trouvent dans l’intervalle  $[0,86 - 1,84]$  TeV dépendant de la constante de couplage choisie  $k/\overline{M}_{Pl} \in [0,01 - 0,1]$ .

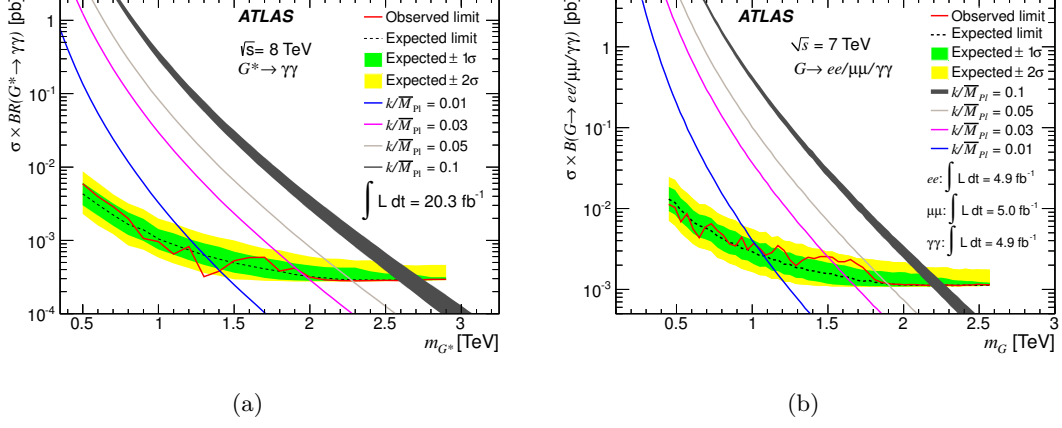


FIGURE 3.6 – Limites attendues et observées à 95% d'intervalle de confiance sur la section efficace multipliée par le rapport de branchement en fonction de la masse  $m_G$  pour les données collectées avec  $\sqrt{s} = 8$  TeV (a) et  $\sqrt{s} = 7$  TeV (b). Les courbes courbes représentent la prédiction de la section efficace dans le modèle RS1 avec différentes constantes de couplage  $k/\overline{M}_{Pl}$ .

K-factor value	ADD parameter	GRW	Hewett		HLZ						
			Neg.	Pos.	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$	
1	$\eta_G$	0.0115	-0.0191	0.0115				0.0115			
	$M_S$	3.05	2.40	2.73	3.11	3.63	3.05	2.76	2.57	2.43	
1.70	$\eta_G$	0.0085	-0.0159	0.0085				0.0085			
	$M_S$	3.29	2.52	2.94	3.55	3.92	3.29	2.98	2.77	2.62	

Tableau 3.3 – Limites d'exclusion à 95% d'intervalle de confiance sur le paramètre  $M_S$  du modèle ADD en fonction du formalisme théorique utilisé.

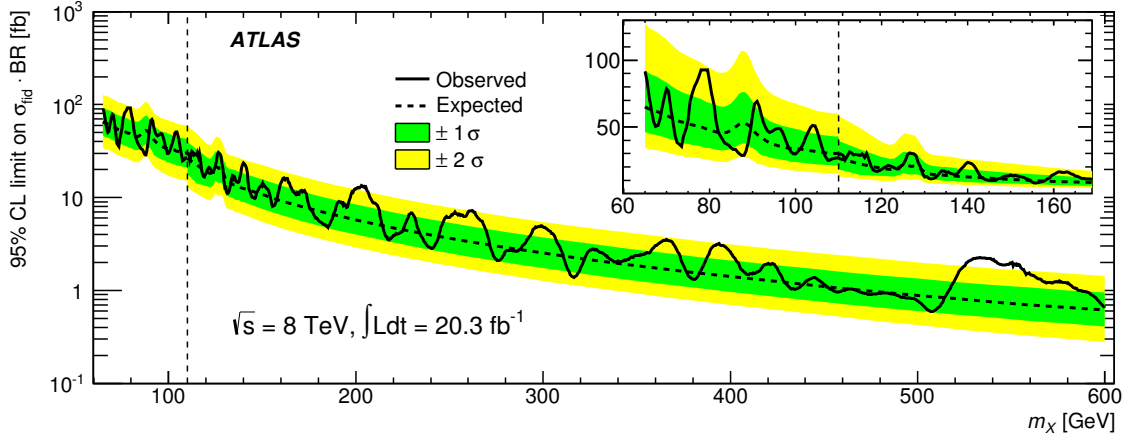


FIGURE 3.7 – Limites attendues et observées à 95% d’intervalle de confiance sur la section efficace fiduciaire multipliée par le rapport de branchement ( $X \rightarrow \gamma\gamma$ ) en fonction de la masse d’un boson scalaire  $m_X$  dans l’intervalle  $m_X \in [65 - 600]$  GeV.

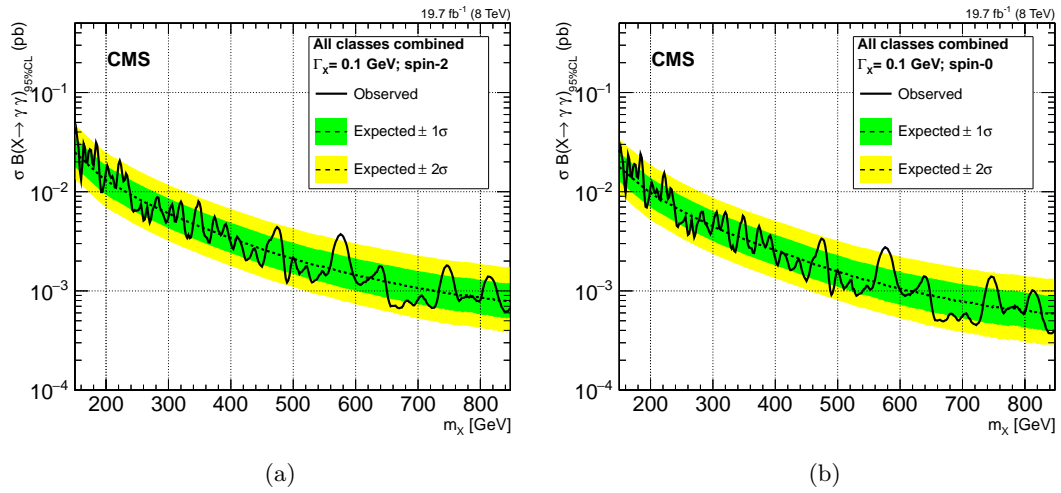


FIGURE 3.8 – Limites attendues et observées à 95% d’intervalle de confiance sur la section efficace multipliée par le rapport de branchement ( $X \rightarrow \gamma\gamma$ ) en fonction de la masse de la résonance  $m_X$  dans l’intervalle  $m_X \in [150 - 850]$  GeV pour un signal spin-2 (a) et spin-0 (b) se désintégrant en deux photons.



# Deuxième partie

## Dispositif expérimental et qualité des données

---

<b>4</b>	<b>Le LHC et ATLAS</b>	<b>29</b>
4.1	L'accélérateur LHC . . . . .	29
4.2	Le détecteur ATLAS . . . . .	36
4.2.1	Introduction . . . . .	36
4.2.2	Le trajectographe interne . . . . .	39
4.2.3	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	41
4.2.4	Le calorimètre hadronique . . . . .	47
4.2.5	Le spectromètre à muons . . . . .	48
4.2.6	Le système de déclenchement . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Reconstruction et performances des photons</b>	<b>55</b>
5.1	Performances des systèmes de déclenchement des photons . . . . .	55
5.2	Reconstruction . . . . .	57
5.2.1	Création de <i>clusters</i> . . . . .	57
5.2.2	Étalonnage de l'énergie . . . . .	58
5.3	Identification . . . . .	59
5.4	Isolation des photons . . . . .	63
5.4.1	Isolation calorimétrique . . . . .	64
5.4.2	Isolation des traces . . . . .	65

<b>6</b>	<b>Qualité des données</b>	<b>67</b>
6.1	Traitement des données	67
6.2	Sélection des régions de contrôle	69
6.2.1	Échantillon $\gamma\gamma$	72
6.2.2	Échantillon $\gamma$ -jet	74
6.2.3	Échantillon $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$	76
6.3	Nettoyage des photons	78
6.4	Bruit de fond BIB	82
6.5	Conclusion	84

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>L'accélérateur LHC</b>	<b>29</b>
<b>4.2</b>	<b>Le détecteur ATLAS</b>	<b>36</b>
4.2.1	Introduction	36
4.2.2	Le trajectographe interne	39
4.2.3	Le calorimètre électromagnétique	41
4.2.4	Le calorimètre hadronique	47
4.2.5	Le spectromètre à muons	48
4.2.6	Le système de déclenchement	49

Le LHC [1] (Large Hadron Collider) est un accélérateur et un collisionneur circulaire de hadrons situé dans la région frontalière franco-suisse à proximité de Genève. Il permet d'explorer la physique des particules et d'essayer de répondre aux questions relatives au MS et à son extension. Il permet également de réaliser des mesures de précision. De plus, le LHC ouvre la voie à de possibles applications technologiques sur le court et le long terme. Le LHC est l'accélérateur de particules le plus puissant construit aujourd'hui et a permis en 2012 de confirmer l'existence du boson de Higgs.

## 4.1 L'accélérateur LHC

L'accélérateur LHC (Figure 4.1) fut mis en route en 2008 et demeure à ce jour le dernier collisionneur en date du CERN (Centre Européen de la Recherche Nucléaire). Le LHC a été construit dans le même tunnel sous-terrain que son prédécesseur le LEP (Large Electron Positron collider). Il a une circonférence de 26,7 km et est placé à 100 m de profondeur en moyenne. Il permet d'explorer des domaines de la physique plus vastes que ces prédécesseurs (LEP, Tevatron, SLAC,...) puisqu'il produit des collisions proton-proton ayant une énergie dans le centre de masse permettant d'ouvrir l'espace de phase cinématique à des énergies et des masses plus importantes (13 TeV au Run2, la deuxième période de fonctionnement du LHC, à partir de 2015).

Le LHC permet d'accélérer des protons mais également des ions lourds tel que le plomb

ce qui se traduit par trois modes distincts de collisions proton-proton, proton-ion, ion-ion à quatre points d'interaction différents auxquels sont situés différents détecteurs :

- ALICE [36] (A Large Ion Collider Experiment) est un détecteur dédié à l'analyse des collisions faisant intervenir des ions lourds. Il a pour objectif d'étudier les caractéristiques des interactions nucléaires mais surtout le plasma de quark-gluon, état de la matière où les quarks et gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. Cet état correspond à l'état de la matière entre le Big Bang et l'hadronisation de la matière. Son étude permet d'approfondir notre connaissance des premiers instants de l'univers.
- ATLAS [2] (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS [16] (Compact Muon Solenoid) sont les deux détecteurs génériques du LHC. Ils ont été construits dans l'objectif de valider le mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible et de découvrir des phénomènes de physique au-delà du Modèle Standard en exploitant tout le potentiel du LHC mais également d'améliorer la précision des paramètres du Modèle Standard.
- LHCb [37] (Large Hadron Collider beauty), est un détecteur dédié à l'étude de la violation de la symétrie CP et des désintégrations rares mettant en jeu un quark bottom ou charmé. Pour ce faire, il s'intéresse à l'étude des mésons et baryons B. L'analyse de ces mésons, contenant un quark bottom, permettrait d'apporter des éléments de réponse concernant l'asymétrie matière-antimatière que l'on observe dans notre univers [38] et qui n'est actuellement pas encore expliquée ou reproduite en laboratoire.
- TOTEM [39] et LHCf [40] sont deux détecteurs placés respectivement près de CMS et ATLAS. Ils ont été construits afin d'étudier les interactions « molles » entre les faisceaux. TOTEM permet, plus précisément, de mesurer la section efficace des interactions élastiques. LHCf a pour objectif de mesurer avec précision la section efficace des collisions proton-proton à 13 TeV.
- MoEDAL [41] est un détecteur placé près de LHCb et destiné à la recherche de monopoles magnétiques et de nouvelles particules chargées.

## Luminosité

Afin de chercher de la physique au-delà du Modèle Standard, deux critères sont primordiaux dans un collisionneur hadronique. Le premier est l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton. Ces collisions mettent en jeu des particules composites dans l'état initial, l'énergie disponible pour le processus dur n'étant pas connue. Cela permet de balayer une grande plage d'énergie, ce qui est essentiel dans la recherche de nouvelles particules.

En plus de l'énergie dans le centre de masse, une des caractéristiques principales du LHC est sa luminosité. Elle permet d'exprimer le nombre d'événements par seconde d'un processus par la formule :

$$N = \epsilon \mathcal{L} \sigma \tag{4.1}$$

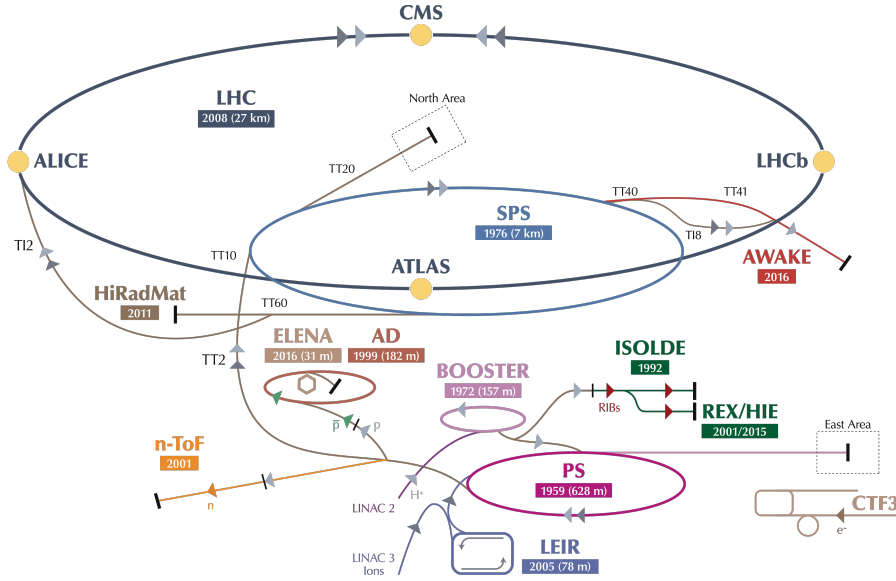


FIGURE 4.1 – Système d'accélérateurs du CERN [42].

où  $\epsilon$  est l'efficacité d'identification du processus par le détecteur,  $\sigma$  est la section efficace du processus et  $\mathcal{L}$  la luminosité instantanée de l'accélérateur, c'est-à-dire le nombre de collisions pendant les croisements de faisceaux par unité de temps et de section efficace ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). On définit également la luminosité intégrée sur une période de temps par :

$$L = \int \mathcal{L} dt, \quad (4.2)$$

Au LHC, la luminosité instantanée est décroissante au cours du temps à cause de la baisse de l'intensité des faisceaux due aux collisions. Les périodes de prise de données sont donc découpées en remplissage (*fill*), c'est-à-dire des périodes allant jusqu'à la journée pendant lesquelles la machine fonctionne en continu. La fin d'un remplissage est décidée en fonction de la mauvaise qualité du faisceau ou bien d'une luminosité instantanée devenue trop faible, on décide alors de commencer un nouveau remplissage en injectant dans le LHC de nouveaux paquets de protons. Les faisceaux possèdent une structure particulière due à la chaîne d'accélération des protons. Des trains regroupent des paquets de proton (*bunches*) espacés les uns des autres d'une distance fixe. De ce fait la fréquence de croisement n'est pas constante au sein d'un même remplissage.

Les caractéristiques du faisceau permettent de remonter à la luminosité instantanée, qui est un élément crucial de l'expérience. On doit connaître avec une grande précision la luminosité si l'on veut pouvoir réaliser des comparaisons avec le Modèle Standard. Afin d'améliorer cette précision, LUCID [43] (LUminosity using Cerenkov Integrating Detector), un détecteur constitué de photo-multiplicateurs, est installé près d'ATLAS. L'incertitude sur la mesure de la luminosité (3,6% en 2016) est une incertitude non négligeable notamment dans les mesures de section efficace.

La faisceauologie du LHC maximise la luminosité instantanée afin de collecter le plus grand nombre d'événements intéressants possible dans un temps donné, ce qui permet aux détecteurs d'être capable d'observer tel ou tel type de processus avec une statistique raisonnablement bonne. Le LHC peut jouer sur plusieurs paramètres pour obtenir une augmentation de la luminosité instantanée. On peut l'exprimer sous la forme :

$$L_{inst} = \frac{N_p^2 n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (4.3)$$

qui introduit les paramètres suivants :

- $N_p$  est le nombre de protons par paquet ( $10^{11}$  en fonctionnement nominal, il a atteint  $\sim 1.5 \times 10^{11}$  en 2012).
- $n_b$  est le nombre de paquets par faisceau.
- $f_{rev}$  est la fréquence de révolution des paquets.
- $\gamma$  est le facteur relativiste de Lorentz.
- $\epsilon_n$  est l'émittance transverse normalisée des faisceaux. L'émittance représente le volume occupé par le faisceau. L'émittance normalisée est un invariant de Lorentz.
- $\beta^*$  est la valeur de la fonction d'amplitude du faisceau au point de collision caractérisant ainsi sa focalisation longitudinale. En 2017, le paramètre  $\beta^*$  est passé de 40 à 30 cm, laissant présager un gain de 10% sur la luminosité instantanée.
- $F$  est le facteur de réduction de luminosité géométrique due à l'angle de croisement entre les faisceaux aux points de collision. Depuis la prise de données 2017, l'angle de croisement est progressivement réduit pendant un *fill* du fait de la réduction progressive des interactions électromagnétiques entre les faisceaux, ce qui permet un gain approximatif de luminosité instantanée de 5% [44].

Avec l'équation 4.3, on peut voir aisément quelles variations des paramètres permettent un gain en luminosité instantanée (augmentation du nombre de paquets et rapprochement de ceux-ci, augmentation du nombre de protons par paquet ...). On retrouve les variations de ces paramètres dans le Tableau 4.1 en fonction des années. Elles ont permis de dépasser la luminosité instantanée nominale. On peut également voir sur la Figure 4.2 la variation de la luminosité instantanée par jour pour les années de fonctionnement entre 2015 et 2017, ainsi que la luminosité intégrée fournie sur l'année.

## Empilement

Augmenter la luminosité instantanée ne comporte malheureusement pas que des avantages. En effet, une augmentation de la luminosité est souvent accompagnée, en contrepartie, d'une augmentation du nombre de collisions par croisement de faisceaux. La plupart de ces croisements de faisceaux ne contiennent qu'une collision de diffusion dure, les autres collisions étant appelées de l'empilement en temps (*in time pile-up*). La réduction de l'espacement entre deux paquets de protons (de 50 à 25 ns) a environ doublé la luminosité instantanée mais a aussi amplifié une deuxième contribution à l'empilement appelée hors-temps (*out-of-time pile-up*). Ainsi, des croisements de faisceaux peuvent entraîner des effets

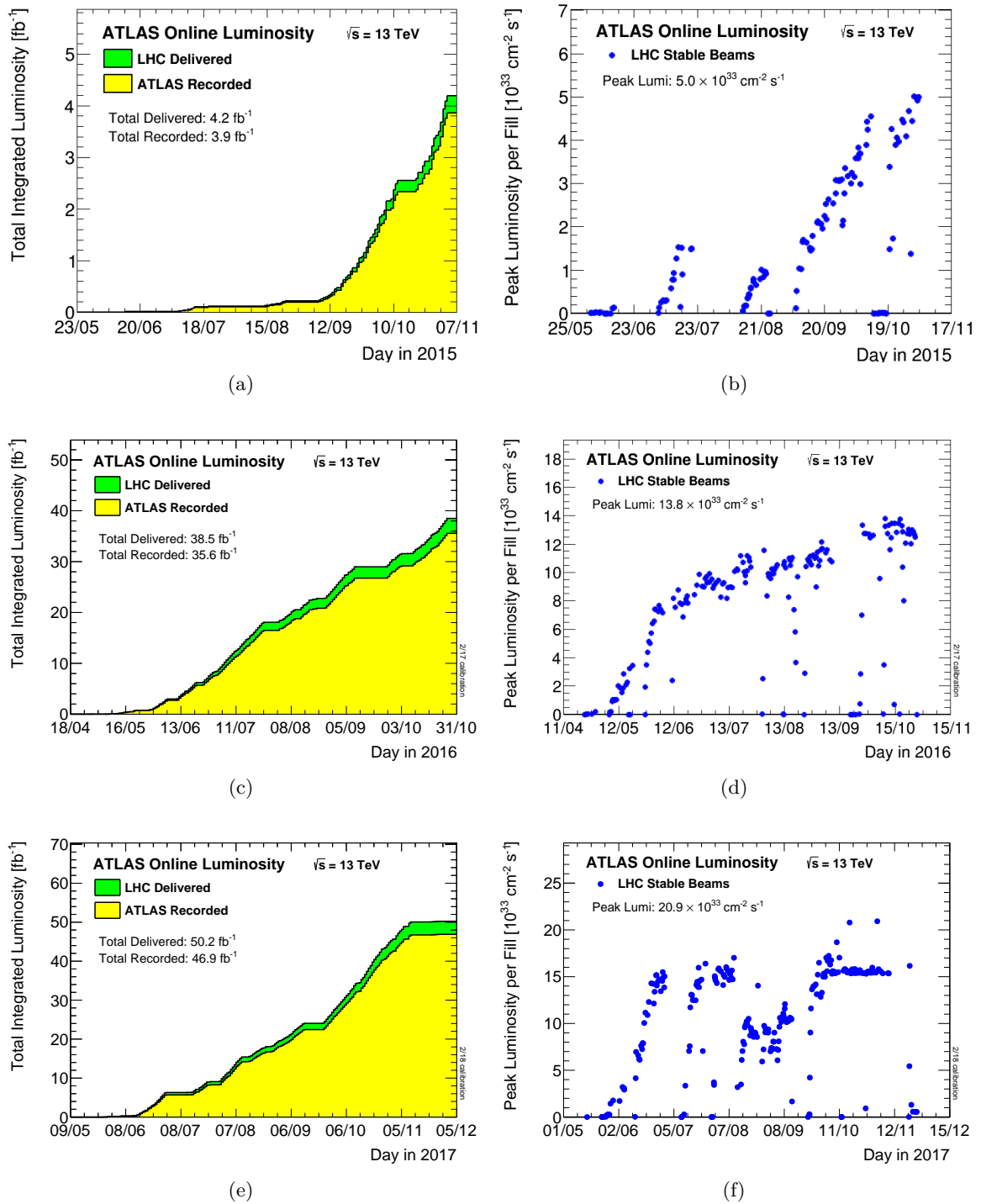


FIGURE 4.2 – Luminosité intégrée cumulative pour les données 2015 (a), 2016 (c) et 2017 (e). Luminosité instantanée maximale pour les données 2015 (b), 2016 (d) et 2017 (f) [47]. La luminosité fournie par le LHC est comptée à partir de la stabilisation des faisceaux jusqu'à la requête d'arrêt du LHC à ATLAS. La luminosité enregistrée par ATLAS est inférieure à la luminosité fournie, ce qui s'explique, par exemple, par le temps de démarrage du détecteur après l'annonce de stabilisation des faisceaux. ATLAS atteint tout de même une efficacité d'enregistrement supérieure à 90% chaque année.

Période	2010	2011	2012	2015	2016	2017 <sup>a</sup>	2017 <sup>b</sup>	nominal
Énergie des protons [TeV]	3,5	3,5	4	6,5	6,5	6,5	6,5	7
Nombre de paquets	368	1380	1380	2244	2076	2565	1866	2808
Nombre de protons par paquet ( $\times 10^{11}$ )	1,0	1,3	1,5	1,1	1,1	1,1	1,2	1,15
Fréquence de croisement [MHz]	7	20	20	40	40	40	40	40
espacements des paquets [ns]	150	50	50	25	25	25	25	25
$\epsilon_n$ [ $\mu\text{m}$ ]	2,6	2,4	2,4	3,5	3,4	2,3	2,3	3,75
$\beta^*$ [m]	3,5	1,0	0,6	0,8	0,4	0,4	0,3	0,55
Angle de croisement [ $\mu\text{rad}$ ]	200	240	292	290	370	300	300	286
Luminosité instantanée maximale [ $\times 10^{-33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	0,21	3,5	7,7	5,1	13,8	15	15	10

Tableau 4.1 – Caractéristiques typiques des faisceaux du LHC pour différentes années de fonctionnement et pour le plan nominal de fonctionnement [45]. On peut observer que depuis 2016, les prévisions de luminosité instantanée maximale ont été dépassées en baissant significativement les paramètres  $\beta^*$  et  $\epsilon_n$  du faisceau. L'année 2017 peut être décomposée en 2 parties, avant et après l'arrêt technique *TS2* du mois de septembre. Des particules, non identifiées et se trouvant dans le vide au sein du LHC, semblent dégrader les faisceaux et entraîner des pertes d'intensité de ceux-ci. De ce fait, les caractéristiques des faisceaux ont été modifiées pour garder une luminosité instantanée proche de  $15 \times 10^{-33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [46].

résiduels dans la réponse du détecteur pour les croisements qui suivent. La Figure 4.3a montre un exemple d'un croisement de faisceaux contenant 17 collisions, ce qui se traduit par 17 vertex et les multiples traces des particules associées. On en déduit aisément que plus le pile-up est grand, moins la résolution sur la reconstruction des vertex ou la mesure des énergies est bonne. La Figure 4.3b montre la distribution du nombre moyen de collisions  $\langle \mu \rangle$  par croisement de faisceaux.



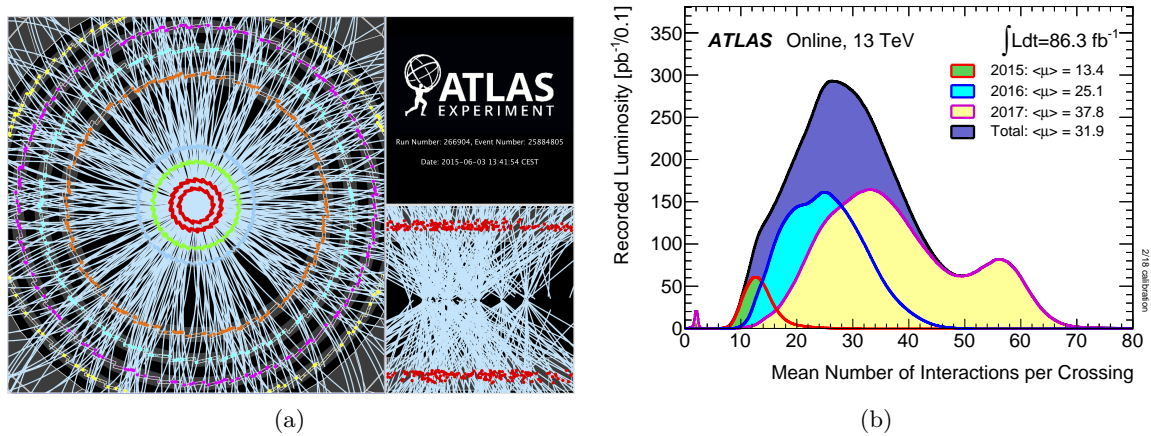


FIGURE 4.3 – (a) Exemple d'événement avec 17 vertex dû à l'empilement. On peut y observer les traces des particules (traits blancs) selon deux plans de coupe différents [48]. La coupe longitudinale, en bas à droite, permet d'observer la position des vertex. (b) Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux pour les données collectées en 2015, 2016 et 2017. On peut observer un pic autour de  $\langle \mu \rangle = 60$ , ce qui correspond à la deuxième partie de la prise de données de 2017 [47].

## 4.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) est une collaboration de plus de 3000 scientifiques qui ont conçu, construit et mis en route le détecteur du même nom. Ils réalisent également l'analyse des données recueillies par le détecteur. La collaboration regroupe 134 centres de recherche et universités répartis dans 38 pays différents, faisant d'elle une des plus grandes collaborations scientifiques internationales.

### 4.2.1 Introduction

Le détecteur ATLAS est montré Figure 4.4. Il mesure 44 m de longueur et 25 m de hauteur pour un poids total de 7000 tonnes. ATLAS fut conçu dans le but d'être un détecteur dit « générique », capable d'explorer une très large gamme de signatures pouvant mener à la découverte de nombreux phénomènes au-delà du Modèle Standard. Il permet de mesurer les énergies et les impulsions de toutes les particules du Modèle Standard avec précision, directement ou indirectement en analysant les produits de désintégration (hormis l'impulsion et l'énergie des neutrinos). Les faisceaux circulent dans un tube de 56 mm de diamètre et se rencontrent au centre du détecteur. Comme beaucoup d'autres expériences en physique des particules des hautes énergies, ATLAS est constitué de plusieurs sous-détecteurs répartis en couches concentriques autour du point d'interaction et parallèles à l'axe des faisceaux. Cette partie est appelée tonneau. Pour améliorer l'acceptance du détecteur, des couches de sous détecteurs (partie bouchon) sont disposées en disque perpendiculaire à l'axe des faisceaux de chaque côté du point d'interaction. Une particule, si elle n'est pas arrêtée, rencontre alors successivement :

- Un détecteur interne ou trajectographe interne qui permet la reconstruction des traces, la mesure des impulsions des particules chargées et la détermination de la position des vertex d'interaction ou de désintégration. Il contribue également à l'identification des électrons et permet de détecter les conversions de photon en paire électron-positron.
- Un calorimètre électromagnétique qui fournit une bonne précision sur la mesure des énergies des photons et des électrons.
- Un calorimètre hadronique dédié plus spécifiquement à la mesure des impulsions et des énergies des jets (hadrons, gluons, quarks). La longueur d'interaction  $\lambda$  des hadrons étant bien plus élevée que la longueur de radiation  $X_0$  des photons et des électrons (environ un ordre de grandeur), il est placé après le calorimètre électromagnétique et est bien plus épais.
- Un spectromètre à muons permettant une mesure précise de l'impulsion des muons.

L'ensemble de ces détecteurs permet, en réalisant un bilan d'énergie, la mesure de l'énergie transverse manquante dans le détecteur et permet de retrouver l'énergie des particules n'interagissant pas avec les détecteurs. La figure 4.5 permet de voir schématiquement le parcours des différentes particules et leurs interactions avec les sous-détecteurs. Chaque sous-détecteur sera détaillé dans la suite. Une attention plus particulière sera portée au calorimètre électromagnétique et au détecteur interne servant dans la reconstruction et l'identification des photons (cf chapitre 5).

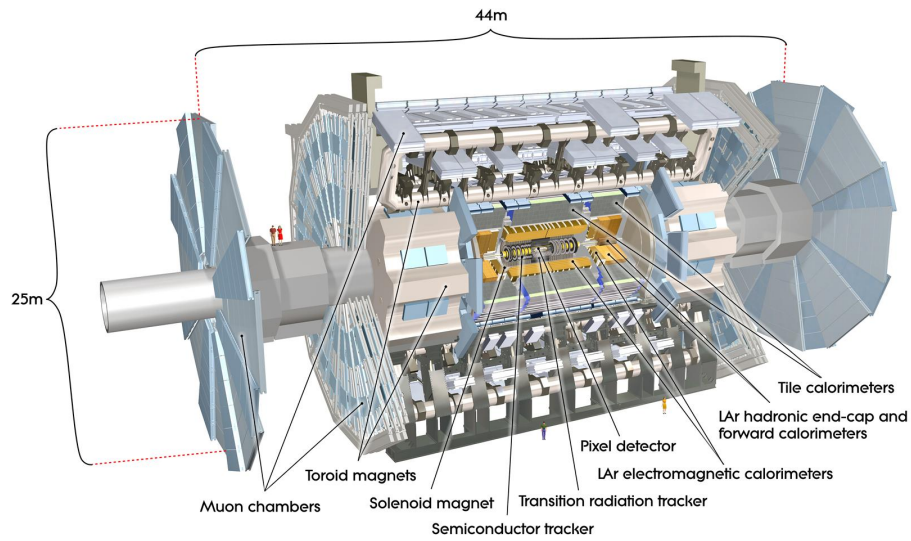


FIGURE 4.4 – Schéma du détecteur ATLAS [49].

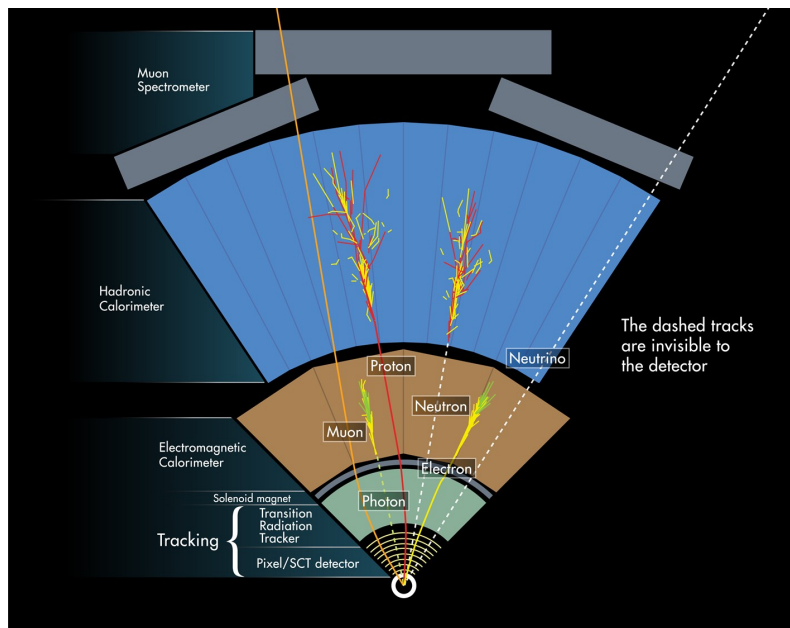


FIGURE 4.5 – Coupe transversale du détecteur ATLAS. Les sous-détecteurs d'ATLAS sont traversés par différents types de particules provenant du centre de collision. Les gerbes hadroniques ont une probabilité non négligeable de débuter dans le calorimètre électromagnétique, ce qui n'est pas représenté sur ce schéma [50].

### Le système de coordonnées d'ATLAS

Le détecteur ATLAS possède un système de coordonnées adapté aux collisionneurs hadroniques (Figure 4.6). On définit un repère cartésien dont le centre est placé au point de collision des paquets de protons et possédant 3 axes  $(x,y,z)$ . L'axe  $z$  est défini par l'axe du faisceau de proton. L'axe  $y$  est dirigé vers le haut et l'axe  $x$  vers le centre du LHC. On définit le plan transverse comme le plan  $(x,y)$  perpendiculaire à l'axe  $z$ , et son repérage se réalise à l'aide de 2 coordonnées : le rayon  $r$  par rapport au centre du détecteur et l'angle azimutal  $\phi = \arctan(y/x)$  défini par rapport à l'axe  $x$ . Un deuxième angle  $\theta = \arctan(y/z)$  est défini par rapport à l'axe  $z$ , mais n'est pas directement utilisé. On lui préfère la pseudorapidité définie comme :

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (4.4)$$

La pseudo rapidité permet d'obtenir des distributions quasi « plates » selon  $\eta$  dans les collisionneurs hadroniques. Sa valeur absolue varie de 0 (correspondant à la direction de l'axe  $y$ ), à l'infini (correspondant à l'axe  $z$ ). Une distance angulaire utilisant  $\eta$  et  $\phi$  est également utilisée afin de pouvoir quantifier la séparation angulaire de deux objets dans le détecteur :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}, \quad (4.5)$$

où  $\Delta\phi$  et  $\Delta\eta$  sont respectivement les séparations en  $\phi$  et en  $\eta$ .

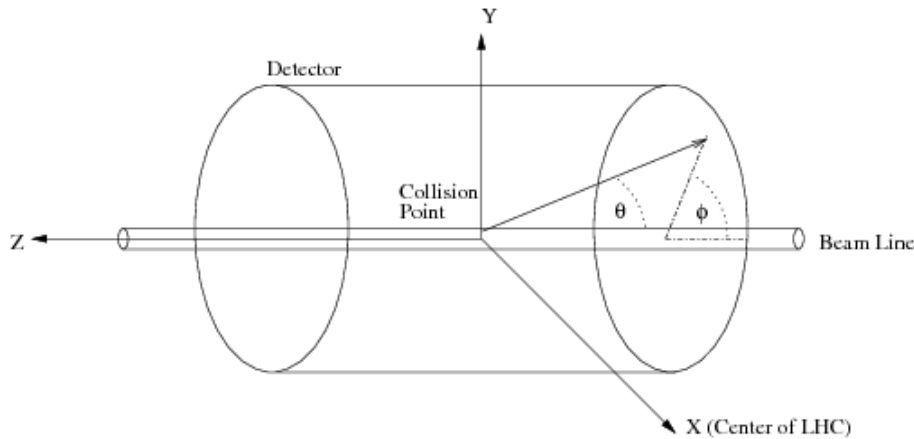


FIGURE 4.6 – Système de coordonnées ATLAS [51].

On ne connaît pas, a priori, les contributions longitudinales de chaque parton dans les protons (leur impulsion transversale est négligeable). De plus une grande partie de l'énergie des collisions proton-proton est emportée par des hadrons ayant des angles faibles par rapport à l'axe des faisceaux et ne rentrant pas dans l'acceptance du détecteur. De ce fait, l'équilibre des contributions longitudinales des interactions partoniques n'est pas mesurable, et seules les composantes transversales des particules sont conservées et analysées. L'impulsion et l'énergie transverse d'une particule s'écrivent respectivement  $\sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  et

$E\sqrt{p_x^2 + p_y^2}/\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$  et on peut exprimer les composantes de l'impulsion à l'aide de  $\eta$  et de  $\phi$  :

$$\mathbf{p} = \begin{bmatrix} p \frac{\cos \phi}{\cosh \eta} \\ p \frac{\sin \phi}{\cosh \eta} \\ p \tanh \eta \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

### 4.2.2 Le trajectographe interne

Le trajectographe interne, représenté sur la figure 4.7 (gauche), est en forme de cylindre de 7 mètres de long et de 1,15 mètre de rayon. Trois types de détecteur composent ce trajectographe en couches concentriques. Du plus près du point de collision au plus loin, on trouve un détecteur à pixels, un détecteur à micropistes en silicium (SCT) et un détecteur à transition de radiation (TRT). Afin de courber la trajectoire des particules chargées, le détecteur interne est immergé dans un champ magnétique de 2 Tesla produit par un aimant solénoïdale.

Un grand nombre de particules sont créées à chaque collision ( $>100$  particules), ce qui entraîne également un grand nombre de traces dans le détecteur, correspondant chacune au passage d'une particule chargée. Le trajectographe interne doit être capable de reconstruire les traces mais aussi les vertex primaires et secondaires ce qui demande une forte granularité des différents détecteurs afin d'atteindre une résolution nécessaire selon  $R-\phi$  ( $R$  étant, ici, la distance à l'axe des faisceaux) et selon la position longitudinale  $z$ . La résolution des différentes parties du trajectographe interne est indiqué dans le Tableau 4.2. La structure en tonneau/bouchon est utilisée pour améliorer la couverture en  $\eta$  des détecteurs. Ils peuvent en effet fournir une bonne reconstruction des particules chargées jusqu'à  $|\eta| < 2,5$ . Les traces et les vertex des particules chargées sont reconstruits en utilisant les informations provenant de chacune des couches du détecteur interne.

Pendant le Run1 du LHC, la performance du détecteur interne sur la résolution relative de l'impulsion a été mesurée [52] :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = (4,83 \pm 0.16) \times 10^{-4} \times p_T \quad (4.7)$$

où  $p_T$  est exprimé en GeV. On voit que la résolution se dégrade avec l'impulsion transverse de la particule. Cela provient de la diminution de la courbure des traces à mesure que l'impulsion transverse augmente. La figure 4.7b permet d'observer la distribution de la quantité de matière que va traverser une particule en fonction de  $|\eta|$ . Cette distribution est moyennée selon  $\phi$  dans ce schéma et ne comprend pas l'Insertable B-layer [53] (IBL) installé en 2013. En traversant de la matière, les photons ont une certaine probabilité d'être convertis en paire électron-positron ; il est donc nécessaire de connaître cette distribution en détails pour connaître le taux de conversion dans le détecteur interne. La quantité de matière étant exprimée en fonction de la longueur de radiation, on peut retrouver la perte d'énergie moyenne des électrons ou des photons traversant le détecteur.

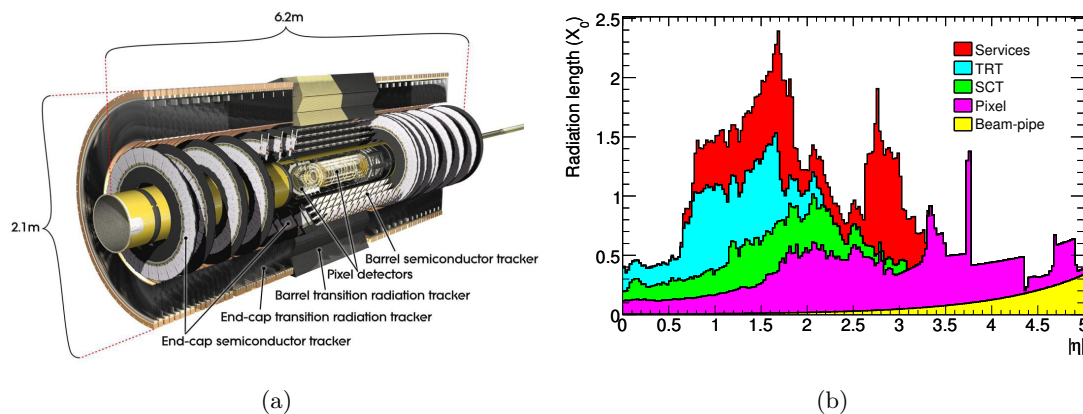


FIGURE 4.7 – (a) Coupe du détecteur interne d’ATLAS [54]. Les longueurs représentées sont la longueur du détecteur à pixels et le diamètre du détecteur à transition de radiation et sont donc inférieures à l’enveloppe totale du détecteur interne. (b) Distribution du matériel du détecteur interne en fonction de  $\eta$  [2]. Ces deux schémas ne prennent pas en compte l’IBL installé à partir de 2013.

Détecteur	Résolution [ $\mu\text{m}$ ]
Pixel(Tonneau)	10 ( $R$ - $\phi$ ) 115 ( $z$ )
Pixel(Bouchon)	10 ( $R$ - $\phi$ ) 115 ( $R$ )
SCT(Tonneau)	17 ( $R$ - $\phi$ ) 580 ( $z$ )
SCT(Bouchon)	17 ( $R$ - $\phi$ ) 580 ( $R$ )
TRT	130 ( $R$ - $\phi$ )

Tableau 4.2 – Résolution des différents sous-détecteurs du trajectographe interne. Les résolutions nominales sont données pour les mesures de  $R$ - $\phi$  mais aussi  $R$  (distance à l’axe des faisceaux) et  $z$  (position longitudinale du vertex).

### Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le plus proche du point d’interaction et possède la plus forte granularité. Jusqu’en 2013, dans la région tonneau, il était constitué de trois couches concentriques autour de l’axe des faisceaux, de rayon respectif de 50,5, 88,5 et 122,5 mm et contenant au total plus de 80 millions de pixels. Dans la partie tonneau, trois disques sont disposés de façon perpendiculaire à l’axe des faisceaux et se trouvent respectivement à 495, 580 et 650 mm de part et d’autre du point de collision. Les parties tonneau et bouchon forment un détecteur permettant une acceptation géométrique jusqu’à  $|\eta| < 2,5$ .

Une couche supplémentaire de détecteur à pixels, l’IBL (Insertable B-Layer) fut installée pendant l’arrêt du LHC en 2013. Celle-ci est insérée entre le détecteur à pixels existant et le tube des faisceaux, avec un rayon interne et externe de respectivement 31 et 40 mm. Une installation aussi proche du point d’interaction permet de garder une excellente performance sur la reconstruction des vertex malgré l’augmentation de la luminosité instantanée à partir

de 2015.

### Détecteur à micropistes en silicium(SCT)

Une particule traversant le détecteur SCT délivre en moyenne 8 points de mesure au sein des 4 couches qui le composent. Le SCT permet lui aussi une mesure des impulsions transverses des particules chargées pour  $|\eta| < 2,5$  et participe à la reconstruction des vertex. La partie tonneau est constituée de 4 couches de silicium et de micropistes, et enregistre 2 points de mesures par couche grâce à deux plans de capteurs dos-à-dos décalé de 40 mrad. La combinaison de ces deux points de mesure permet d'obtenir une mesure précise de la position dans le plan  $\eta$ - $\phi$ . Dans la partie tonneau, le SCT est situé à une distance de 299 mm pour la couche la plus proche de l'axe des faisceaux jusqu'à une distance de 514 mm. La partie bouchon est placée de manière à ce qu'une particule puisse en moyenne traverser les 4 couches. Le SCT totalise plus de 6,3 millions de pistes de lecture.

### Détecteur à transition de radiation (TRT)

La partie la plus éloignée du détecteur interne est le détecteur à transition qui permet de mesurer la trajectoire des particules avec en moyenne une trentaine de points de mesure par trace dans la région  $|\eta| < 2.0$ . Le TRT intervient également dans l'identification des électrons. Chaque couche de TRT est constituée de pailles de 4 mm de diamètre remplie d'un mélange gazeux (70% de xénon, 20% de méthane et 10% de dioxyde de carbone), d'une cathode sur les bords et d'une anode au centre. Une particule traversant une paille, ionise le gaz, produisant des électrons collectés par l'anode soumise à une haute tension. Entre les pailles, le détecteur est constitué de fibres en polymère. Ainsi, le changement de densité de matière lors du passage d'une particule chargée crée un rayonnement de transition (photons de quelques keV) qui dépose son énergie dans le gaz. Ce détecteur possède une résolution moins bonne que les autres, compensée par le grand nombre de points de mesure et permet d'obtenir un grand bras de levier grâce à sa taille.

#### 4.2.3 Le calorimètre électromagnétique

##### Description et géométrie du détecteur

Le calorimètre électromagnétique (EM) [55] est principalement dédié à la mesure des impulsions transverses des électrons et des photons. Il est représenté sur la Figure 4.8. Il est constitué de 3 compartiments distincts (*layers*) et d'un compartiment supplémentaire (pré-échantillonneur) plus proche du point d'interaction. Ces compartiments sont constitués de couches successives de matériaux différents, alternant une couche de plomb (milieu absorbant, ou passif) et une couche d'argon liquide (matériau actif). Il s'agit donc d'un calorimètre à échantillonnage. Les photons et électrons traversant le plomb vont produire des gerbes électromagnétiques (notamment par création de paires ou rayonnement de freinage) qui vont ensuite ioniser l'argon liquide. Les charges ainsi créées sont collectées par une électrode placée au niveau de l'argon liquide et alimentée par une haute tension variant entre 1 et 2,5 kV suivant sa position dans le calorimètre afin de compenser les



différents temps de dérive. La collection de charge permet alors de reconstruire l'énergie de l'électron ou du photon initial. L'argon liquide est utilisé dans plusieurs expériences de physique des particules comme les expériences de physique de hautes énergies, de neutrinos ou de recherche de matière noire. Bien qu'il ne permette pas une amplification inhérente du signal, il est apprécié pour son comportement linéaire et la stabilité de sa réponse dans le temps. Contrairement à un calorimétrique à échantillonnage classique, où les couches successives sont placées perpendiculairement au passage de la particule, les couches du calorimètre EM d'ATLAS sont disposées en accordéon ce qui permet de réduire l'espace mort en  $\phi$  et permet une extraction plus rapide des signaux, en aval ou en amont de l'électrode, améliorant ainsi le temps de réponse.

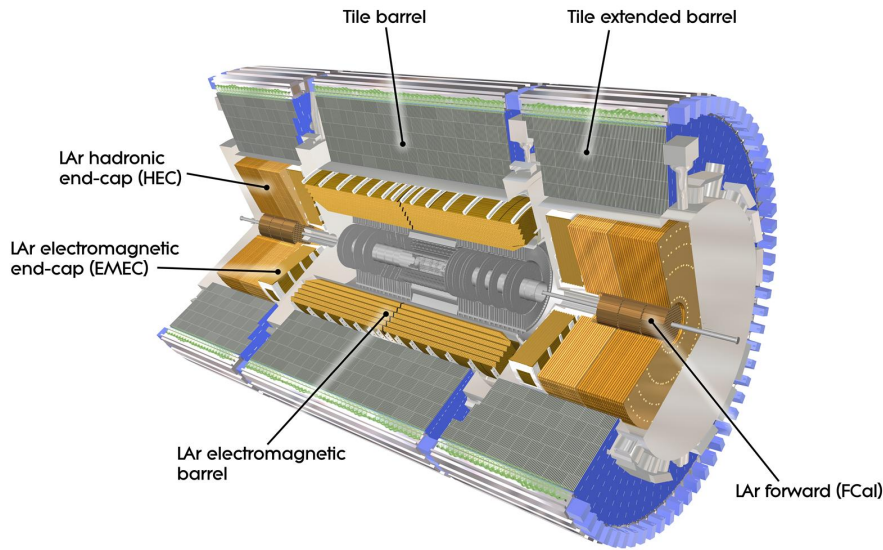


FIGURE 4.8 – Schéma des calorimètres électromagnétiques et hadroniques d'ATLAS [56].

Le calorimètre EM est également composé d'une partie tonneau et d'une partie bouchon. L'acceptance géométrique du calorimètre électromagnétique est de  $|\eta| < 1,475$  pour la partie tonneau et va jusqu'à  $|\eta| < 3,2$  pour la partie bouchon. Ces deux parties possèdent respectivement une profondeur supérieure à 22 et 24 longueurs de radiation  $X_0$ . La zone de transition entre les deux parties  $1,37 < |\eta| < 1,52$  est constituée de câbles et de services, ce qui entraîne une dégradation de la précision des mesures d'énergie. Cette zone, appelée *crack*, est généralement retirée des analyses de physique. Comme énoncé précédemment le calorimètre EM est constitué de 4 compartiments possédant chacun une granularité bien distincte indiquée dans le Tableau 4.3 et représenté sur la Figure 4.9 :

- Le premier compartiment ou *compartiment avant*, possède une profondeur d'environ  $4,4 X_0$ . Les cellules qui le composent, très fines selon  $\eta$ , sont nommées *strips* et servent principalement à l'identification des photons. Elles permettent en effet de réaliser une bonne discrimination entre un photon et un pion  $\pi_0$  se désintégrant en deux photons et donnant deux gerbes électromagnétiques très proches.



- Le deuxième compartiment ou *compartiment du milieu*, est bien plus large que les autres puisqu'il possède une profondeur entre 16 et 18  $X_0$ . De ce fait, il reçoit la majorité de l'énergie de la gerbe électromagnétique provenant d'un photon ou d'un électron.
- Le troisième compartiment ou *compartiment arrière*, possède une profondeur d'environ 2,2  $X_0$ . Bien moins épais que le deuxième compartiment, il permet de mesurer la queue de la gerbe électromagnétique.
- Le pré-échantillonneur, situé avant le premier compartiment, est constitué uniquement d'argon liquide. Il permet de corriger les pertes d'énergie en amont du calorimètre EM. En effet la gerbe électromagnétique peut s'initier avant le calorimètre EM à cause de la quantité de matière importante dans le détecteur interne et les services jouent alors le rôle d'absorbeur à la place du plomb.

	<b>Tonneau</b>	<b>Bouchon</b>
<b>Pré-échantillonneur</b>	0,025 × 0,1 ( $ \eta  < 1,52$ )	0,025 × 0,1 ( $1,5 <  \eta  < 1,8$ )
<b>Compartiment avant</b>	0,025/8 × 0,1 ( $ \eta  < 1,40$ ) 0,025 × 0,025 ( $1,40 <  \eta  < 1,475$ )	0,05 × 0,1 ( $1,375 <  \eta  < 1,425$ ) 0,025 × 0,1 ( $1,425 <  \eta  < 1,5$ ) 0,025/8 × 0,1 ( $1,5 <  \eta  < 1,8$ ) 0,025/6 × 0,1 ( $1,8 <  \eta  < 2,0$ ) 0,025/4 × 0,1 ( $2,0 <  \eta  < 2,4$ ) 0,025 × 0,1 ( $2,4 <  \eta  < 2,5$ ) 0,1 × 0,1 ( $2,5 <  \eta  < 3,2$ )
<b>Compartiment du milieu</b>	0,025 × 0,025 ( $ \eta  < 1,40$ ) 0,075 × 0,025 ( $1,40 <  \eta  < 1,475$ )	0,05 × 0,025 ( $1,375 <  \eta  < 1,425$ ) 0,025 × 0,025 ( $1,425 <  \eta  < 2,5$ ) 0,1 × 0,1 ( $2,5 <  \eta  < 3,2$ )
<b>Compartiment arrière</b>	0,05 × 0,025 ( $ \eta  < 1,35$ )	0,05 × 0,025 ( $1,5 <  \eta  < 2,5$ )

Tableau 4.3 – Granularité du calorimètre EM  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  en fonction de  $|\eta|$  [2].

### Du signal électronique à l'énergie d'une cellule

Pour connaître l'énergie d'une particule traversant le calorimètre EM, on doit sommer les énergies déposées dans les cellules du calorimètre traversées par cette particule. Une chaîne électronique permet de relier la charge collectée recueillie par les électrodes lors de l'ionisation de l'argon liquide à une énergie. Le courant et l'amplitude du signal sont enregistrés en coups ADC (*Analog to Digital Convertor*) pour être ensuite convertis en énergie.

Les cartes de lecture frontales (*Front-end board* ou FEB) permettent d'amplifier, de mettre en forme et de numériser ce signal. L'amplification peut se faire selon trois niveaux de gain (1, 10 ou 100) choisi pour maximiser le rapport signal sur bruit, et la mise en forme permet d'obtenir un signal bipolaire (Figure 4.10). Cette mise en forme permet de passer d'un signal triangulaire, issu de l'électrode et d'une largeur de l'ordre de 400 ns, à un signal dont l'information nécessaire sur l'énergie se trouve dans un temps bien plus court (de l'ordre de 100 ns). Réduire le temps d'intérêt du signal permet de diminuer la probabilité

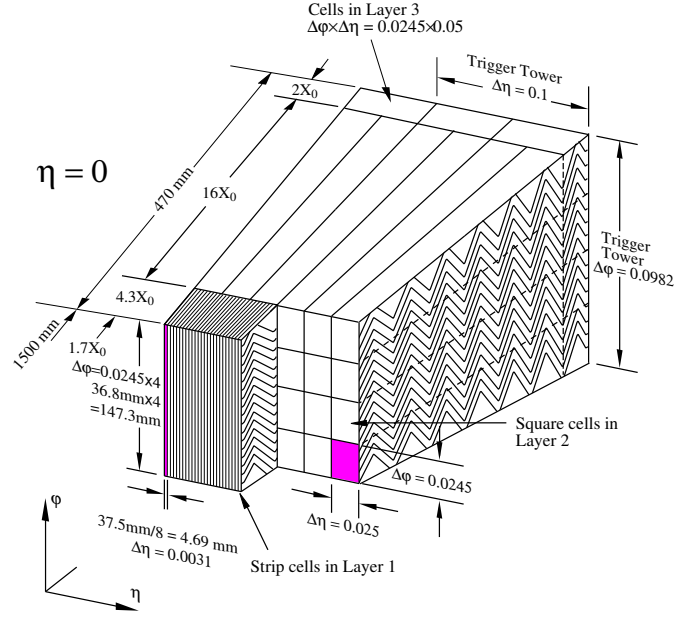


FIGURE 4.9 – Disposition des cellules dans les différentes tranches du détecteur électromagnétique. On peut voir que les cellules pointent vers le centre du détecteur, et sont donc projectives en  $\eta$  [2].

qu'une seconde particule traverse la cellule pendant ce temps, sachant que les collisions proton-proton sont séparées de seulement 25 ns. Le signal bipolaire obtenu est discrétisé avec un pas de 25 ns et stocké dans une mémoire tampon analogique pouvant contenir 144 points de mesures, soit une durée de signal de 3,6  $\mu$ s. Ce temps permet au système de déclenchement de prendre rapidement une décision concernant les dépôts d'énergies (cf 4.2.6).

Si l'événement est accepté par la chaîne de déclenchement, alors 4 points de mesure des dépôts d'énergie pris en considération ainsi que leur gain sont envoyés par liaison optique aux systèmes de lecture déportés (*Read Out Drivers* ou ROD). Ces ROD sont composés de calculateurs numériques permettant, avec une méthode de filtrage optimale [57], de calculer l'amplitude du signal,  $E_{ADC}$ , en coups ADC, la position temporelle du signal  $T$ , mais aussi un facteur de qualité  $Q$  de la cellule du calorimètre EM :

$$E_{ADC} = \sum_{i=1}^4 a_i (s_i - pe), \quad T = \frac{1}{E_{ADC}} \sum_{i=1}^4 b_i (s_i - pe), \quad Q = \sum_{i=1}^4 \left( (s_i - pe) - E_{ADC} (g_i - T g'_i) \right)^2, \quad (4.8)$$

où  $s_i$  est la valeur en ADC du signal envoyé par les FEB à la position  $i$ ,  $pe$  le piédestal de la cellule (le nombre de coup ADC en l'absence de signal),  $a_i$  et  $b_i$  les coefficients du filtrage optimal et enfin  $g_i$  et  $g'_i$  sont respectivement la valeur et la dérivée du signal d'ionisation théorique normalisé. Les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont évalués avec des tests en faisceau en essayant de minimiser la dispersion de  $E_{ADC}$  et  $E_{ADC} \cdot T$ , principalement due au bruit électronique et à l'empilement. Le facteur de qualité  $Q$  est semblable à un  $\chi^2$  reflétant l'accord entre la forme du signal obtenu au niveau de la FEB et la forme prédite. Ce facteur

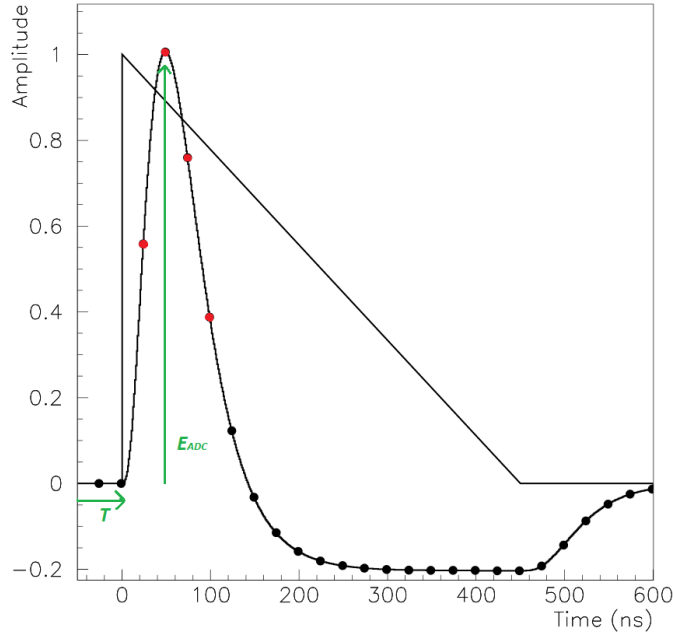


FIGURE 4.10 – Signal avant (triangulaire) et après la mise en forme bipolaire par les FEB. Les points représentent les valeurs numérisées du signal. Les points rouges représentent les points de mesures utilisés par les ROD et sont au nombre de 4 pendant le Run2 du LHC (5 pendant le Run1) [2].

sera utilisé au chapitre 6 pour détecter des cellules sporadiquement bruyantes donnant un facteur de qualité élevé. Le signal d'une cellule du calorimètre électromagnétique sera considéré comme de mauvaise qualité si  $Q > 4000$ .

L'énergie en nombre de coups ADC n'est pas la grandeur exploitée dans les analyses de physique. L'équation suivante permet de passer d'une énergie en nombre de coup ADC à une énergie dans une cellule en MeV [58] :

$$E_{\text{cellule}} = E_{ADC} \cdot G_{ADC \rightarrow DAC} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot F_{\mu A \rightarrow MeV} \left( \frac{A_{\text{phy}}}{A_{\text{cal}}} \right)^{-1}. \quad (4.9)$$

L'équation 4.9 fait apparaître 4 facteurs différents pour la conversion de l'énergie en nombre de coup ADC en MeV :

- le gain du signal  $G_{ADC \rightarrow DAC}$  permettant d'obtenir un signal analogique en DAC corrélé avec le courant injecté.
- Le terme  $F_{DAC \rightarrow \mu A}$  permettant la conversion de l'amplitude DAC du signal en micro-Ampère.
- Le terme  $F_{\mu A \rightarrow MeV}$  permettant la conversion entre le courant et l'énergie reconstruite de la cellule en MeV.
- Le terme  $\left( \frac{A_{\text{phy}}}{A_{\text{cal}}} \right)^{-1}$  corrige l'écart d'amplitude d'un signal réel avec un signal d'étalonnage.

Ces différents termes sont des constantes de conversion dépendant du comportement intrinsèque du calorimètre. Pour pouvoir les estimer, une carte de calibration est située à

l'intérieur des FEB et permet d'injecter un signal de calibration aux électrodes des cellules. Celle-ci imite un signal avec une amplitude en DAC qui peut être convertie en nombre de coup ADC à l'aide du facteur  $G_{ADC \rightarrow DAC}$ . La relation entre le nombre de coup ADC et DAC est principalement linéaire mais est tout de même estimée à l'aide d'un polynôme du second ordre pour rendre compte des non linéarités provenant du circuit électronique. Les valeurs des paramètres de ce polynôme sont déterminées pendant des *runs* de calibration en envoyant à chaque cellule un courant correspondant à différentes valeurs DAC. Le signal de calibration est injecté aux cellules via des résistances d'injection. La connaissance des valeurs de ces résistances permet de convertir l'amplitude en valeur DAC en courant via le terme  $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ . Le facteur  $F_{\mu A \rightarrow MeV}$  dépend de paramètres physiques liés à l'ionisation des particules dans l'argon liquide soumis à un champ électrique et fut estimé à l'aide de tests en faisceaux. La température de l'argon liquide peuvent faire varier la vitesse de dérive des électrons ce qui peut influencer sur le facteur  $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ . De même, les irradiations des matériaux du calorimètre peuvent faire changer la composition de l'argon liquide et donc de sa pureté entraînant également une modification du facteur de conversion de l'énergie en courant. Pour palier à ces variations, des sondes de température et de pureté mesurent les changements dans l'argon liquide plusieurs fois par heure.

Le calorimètre EM fournit une résolution attendue en énergie selon la formule suivante [2, 59] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c, \quad (4.10)$$

avec l'énergie  $E$  exprimé en GeV. Le facteur  $a$  décrit les fluctuations statistiques liées au développement de la gerbe électromagnétique dans l'argon liquide. Enfin, le facteur  $c$  est un terme constant reflétant principalement les inhomogénéités du calorimètre. Les valeurs suivantes ont été mesurées avec des test sur faisceau :  $a \simeq 10\%$  et  $c \simeq 0,7\%$ . La résolution en énergie du détecteur s'améliore avec l'augmentation de l'énergie de la particule. A mesure que l'on s'approche des hautes énergies, le facteur  $c$  domine.

La résolution du détecteur a été revue à l'aide de la prise de données du Run1 [60]. En effet, il est possible d'utiliser les désintégrations  $Z \rightarrow e^+e^-$  présentes dans les échantillons de données pour estimer les écarts d'énergie entre les électrons reconstruits et calibrés (cf 5.2.2) et ceux provenant de simulations Monte-Carlo. La mauvaise calibration de l'énergie peut être définie selon la formule suivante :

$$E_{\text{données}} = E_{MC} (1 + \alpha), \quad (4.11)$$

avec  $\alpha$  l'échelle de correction de l'énergie. Le facteur  $a$  de la résolution sur l'énergie des données est vraisemblablement similaire à celui de la résolution de la simulation Monte-Carlo (résolution intrinsèque du détecteur). Les deux résolutions sont donc égales à la constante d'inhomogénéités  $c$  près :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^{\text{données}} = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^{MC} \oplus c \quad (4.12)$$

Le couple  $(\alpha, c)$  est alors choisi afin de minimiser le  $\chi^2$ , c'est-à-dire le désaccord entre les distributions de la masse invariante dielectron  $m_{ee}$  de l'échantillon des données et MC. Le

facteur de correction  $\alpha$  est en moyenne autour de 1% avec la méthode de calibration des électrons de 2010. Le terme constant  $c$  atteint 0,8% dans la partie tonneau et monte autour de 1% dans la partie bouchon, ce qui est cohérent avec la résolution attendue du détecteur.

#### 4.2.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est conçu pour la reconstruction et la mesure de l'énergie des jets. Il est composé de trois parties principales : le calorimètre à tuiles (*Tile Calorimeter*), le calorimètre hadronique à argon liquide des bouchons (*Hadronic End-cap Calorimeter* (HEC)) et le calorimètre à l'avant (*Forward Calorimeter* (FCAL)).

- Le calorimètre à tuiles est placé juste derrière le calorimètre EM dans la partie tonneau du détecteur. Il est composé lui-même de trois sous-parties : un calorimètre couvrant la région  $|\eta| < 1,0$  et deux autres calorimètres ayant une acceptance géométrique  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Chacune de ces sous-parties est divisée en 3 compartiments dont la profondeur totale représente environ 7,4 longueurs d'interaction  $\lambda$  dans la région  $|\eta| < 1,0$  comme on peut l'observer sur la Figure 4.11. Le calorimètre à tuiles est un calorimètre à échantillonnage composé d'acier comme matériau passif et de tuiles en polystyrène dopé comme matériau actif.
- Le HEC est placé juste derrière les calorimètres bouchons du calorimètre EM. Il est divisé en 4 compartiments distincts disposés en couches et possède une couverture géométrique de  $1,5 < |\eta| < 3,2$ . C'est également un calorimètre à échantillonnage, utilisant également l'argon liquide comme matériau actif et du cuivre comme matériau passif (et non du plomb, comme c'est le cas pour le calorimètre EM). Sa profondeur totale est d'environ une dizaine de longueurs d'interaction  $\lambda$ .
- Le FCAL est un calorimètre ayant une couverture géométrique de  $3,1 < |\eta| < 4,9$  avec une profondeur totale équivalente à environ 10 longueurs d'interaction  $\lambda$ . Il est constitué de trois compartiments utilisant de l'argon liquide comme milieu actif et différents matériaux passifs (du cuivre pour le premier compartiment et du tungstène pour les deux autres).

La résolution nominale en énergie des calorimètres hadroniques est donnée par la formule 4.10 avec différentes valeurs de  $a$  et  $c$  suivant la partie du calorimètre. Pour l'HEC (FCAL),  $a$  est  $\sim 50\%$  (100%) et  $c$  inférieur à 3% (10%) [2].

La résolution des calorimètres hadroniques a également été étudiée avec les données recoltées pendant le Run1 [61]. L'impulsion transverse des jets après calibration est comparée à l'impulsion transverse de photons ou de bosons  $Z$  (se désintégrant en diélectron ou dimuon) appartenant respectivement à des processus dont l'état final est  $\gamma$ +jet et  $Z$ +jet. Dans ces processus, l'impulsion transverse des deux objets émis dos à dos doivent se compenser. Différents phénomènes peuvent néanmoins dégrader cette compensation comme l'erreur sur la mesure de l'impulsion transverse des leptons ou du photon, des événements sous-jacents, l'empilement dans le détecteur ou bien encore des particules provenant de la fragmentation du jet non incluses dans la reconstruction de celui-ci. Cette méthode, utilisant l'étiquetage d'objets électromagnétiques, a l'avantage d'obtenir une estimation de la résolution en énergie des détecteurs hadroniques sur une grande gamme d'énergie comparée à l'utilisation

de résonances comme dans le cas du calorimètre EM. La distribution des compensations est ensuite comparées à des événements simulés par Monte-Carlo afin d’observer une possible dégradation de la résolution. Les mesures effectuées avec les données à 8 TeV [61] donnent des résolutions en accord entre les données et les jets simulés, indiquant que la résolution en énergie des jet est bien reproduite par la simulation Monte-Carlo.

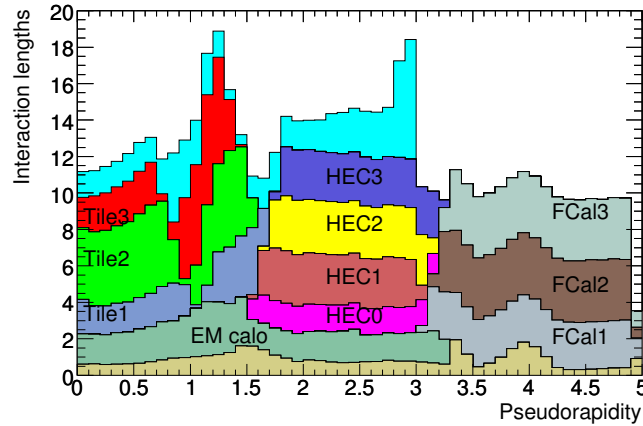


FIGURE 4.11 – Distribution du matériel en fonction de  $|\eta|$  en amont du calorimètre EM, du calorimètre EM, des différentes couches du calorimètre hadronique, ainsi que le matériel se trouvant entre la couche la plus externe du calorimètre hadronique jusqu’à la première couche active du spectromètre à muon pour  $|\eta| < 3,0$  [2].

Les performances requises pour les calorimètres hadroniques sont moins contraignantes que pour le calorimètre EM car, en moyenne, environ  $2/3$  de l’énergie d’un jet est déposée dans le calorimètre EM. De plus les gerbes hadroniques sont moins denses et plus fluctuantes que les gerbes électromagnétiques.

#### 4.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le sous-détecteur le plus excentré du détecteur ATLAS. Il est représenté sur le schéma 4.12 (gauche). Il permet l’identification des muons et la reconstruction de leur impulsion transverse avec une haute résolution et une grande acceptation géométrique  $|\eta| < 2,7$ . Il est composé d’aimants supraconducteurs destinés à courber la trajectoire des muons. Dans la région  $|\eta| < 1,4$ , la déflexion est assurée par des aimants toroïdaux du tonneau (0,5 Tesla). Dans la région  $1,6 < |\eta| < 2,7$ , elle est assurée par les aimants toroïdaux du bouchon (1,0 Tesla). Dans la région intermédiaire, elle est assurée par les aimants des deux régions.

La résolution sur la mesure de l’impulsion transverse des muons effectuée lors du Run2, a été estimée en étudiant les désintégrations  $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$  et  $Z \rightarrow \mu\mu$  présentes dans les données collectées en 2015 [62]. Ainsi, dans la partie tonneau du détecteur à muons, la résolution relative est de  $\sigma_{p_T}/p_T = 1,7\%$  pour les désintégrations  $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$  et monte à  $2,3\%$  pour les désintégrations  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Dans les parties bouchon, la résolution relative atteint respectivement  $2,3\%$  et  $2,9\%$  pour les désintégrations du méson  $J/\Psi$  et du boson  $Z$

en dimuon. La résolution relative augmente avec l'impulsion transverse et monte jusqu'à une valeur attendue de 10% autour de 1 TeV [2].

Le spectromètre à muons est constitué de deux types de détecteur : des détecteurs à réponse rapide et des détecteurs de précision. Parmi les premiers, servant pour le système de déclenchement, on trouve les détecteurs RPC (*Resistive Plate Chambers*) et TGC (*Thin Gap Chambers*). Les détecteurs du deuxième type servent à mesurer précisément l'impulsion transverse des muons, et comprennent les MDT (*Monitored Drift Tube*) et les CSC (*Cathode Strip Chambers*). On peut retrouver les résolutions des différents détecteurs dans le Tableau 4.4, ainsi que leur position au sein du détecteur ATLAS sur la Figure 4.12 (droite).

Type	Résolution de la chambre		Points de mesure		Couverture géométrique
	$z/R$	$\phi$	tonneau	bouchon	
MDT	$35 \mu\text{m}$	–	20	20	$ \eta  < 2,7$
CSC	$40 \mu\text{m} (R)$	5 mm	–	4	$2,0 <  \eta  < 2,7$
RPC	10 mm ( $z$ )	10 mm	6	–	$ \eta  < 1,05$
TGC	2-6 mm ( $R$ )	3-7 mm	–	9	$1,05 <  \eta  < 2,4$

Tableau 4.4 – Résolution des 4 types de chambres différentes dans le spectromètre à muons et le nombre de points de mesure attendus.

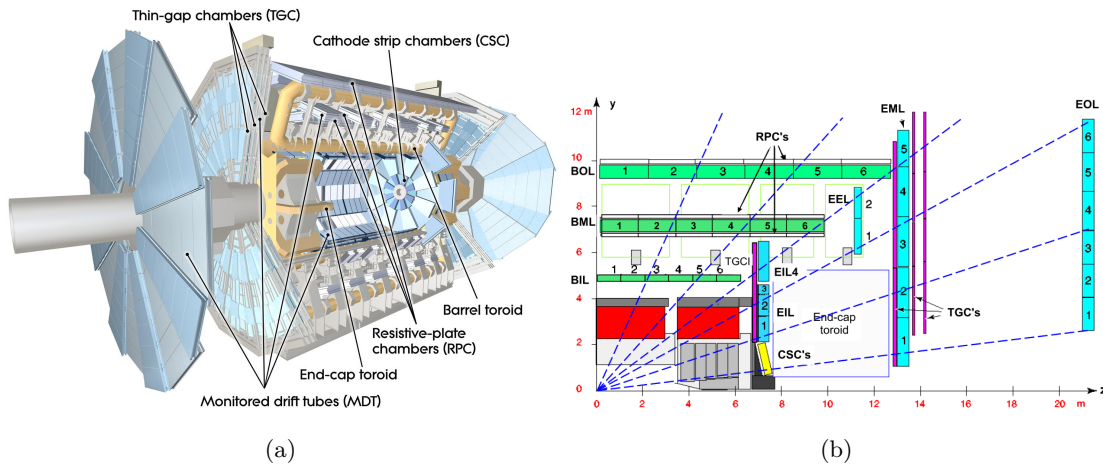


FIGURE 4.12 – (a) Vue en coupe du spectromètre à muons d'ATLAS. (b) Coupe selon l'axe des faisceaux d'un quart du spectromètre à muons d'ATLAS. On retrouve les MDT (en vert et bleu), les CSC (en jaune), les RPC (en blanc et proche des MDT dans la partie tonneau) et les TGC (en violet) [2].

#### 4.2.6 Le système de déclenchement

La durée entre deux croisements de faisceaux est, depuis 2015, de 25 ns (contre 50 ns auparavant), ce qui conduit à une fréquence de croisement de 40 MHz, bien trop élevée par rapport à ce que peut traiter et enregistrer le détecteur ATLAS. De plus,

enregistrer des informations sur la majorité des événements entrainerait un surcoût en matériel informatique pour la reconstruction de ceux-ci bien trop élevé. Heureusement une grande partie des événements produits sont liés à des processus connus du Modèle Standard et ne semblent donc pas intéressants à enregistrer par rapport au programme de recherche d'ATLAS. La fréquence des événements que l'on souhaite enregistrer est bien plus basse. On utilise donc différents systèmes de déclenchement, utilisant les différents détecteurs d'ATLAS, afin de filtrer et enregistrer les événements voulus. Ces systèmes de déclenchement ou *trigger*, permettent la sélection des événements présentant certaines caractéristiques en 2 étapes majeures : le premier niveau L1 (*Level 1*) et le déclenchement de haut niveau HLT (*High Level Trigger*). Ces étapes sont cruciales pour l'analyse des processus physiques puisqu'ils ont un impact direct sur la qualité des données enregistrées. Leurs objectifs sont de fournir une réjection efficace du bruit de fond en direct (*online*) tout en maintenant une efficacité non biaisée pour les événements intéressants. La figure 4.13 décrit l'architecture du système de déclenchement. De plus amples informations sur les évolutions du système de déclenchement peuvent être trouvées dans la référence [63].

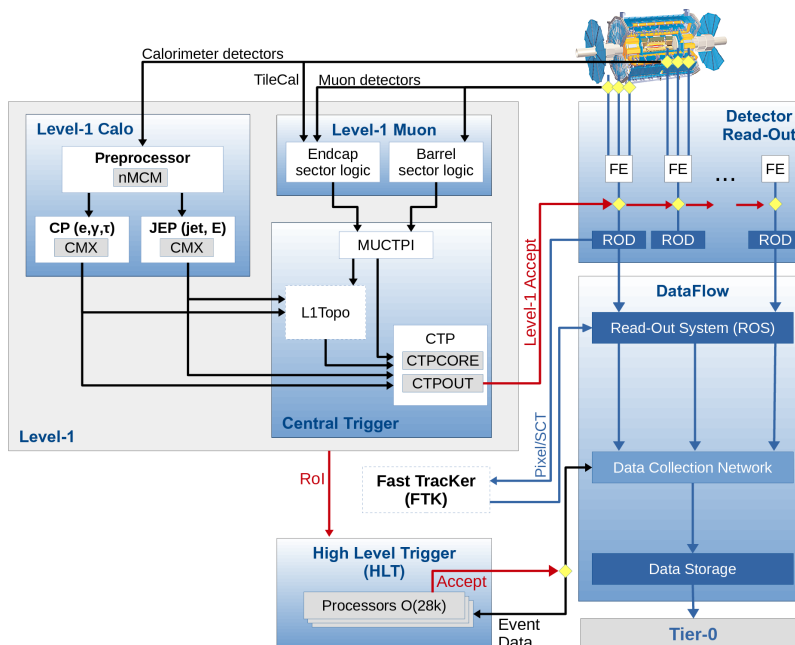


FIGURE 4.13 – Schéma des différents niveaux de déclenchements dans ATLAS [64].



## Niveau L1

Le niveau L1 du système de déclenchement est basé sur l'électronique et utilise les réponses des calorimètres et du détecteur de muons. Son rôle est de détecter des régions d'intérêt (ROI) pour les analyses à une fréquence maximale de sortie d'environ 100 kHz (voir Figure 4.14). Pour atteindre une telle réjection, le trigger L1 utilise une granularité plus large que pour la reconstruction des objets physiques. Plusieurs sous-systèmes de déclenchement vont fonctionner en parallèle : un système basé sur la reconnaissance de dépôts d'énergie dans les calorimètres, le trigger L1 calorimétrique, et un système se basant sur les détecteurs de muons ainsi que le calorimétrique hadronique à tuiles scintillantes, le trigger L1 muonique. Le système de déclenchement L1 calorimétrique est un système mixte recevant des informations des calorimètres électromagnétique et hadronique, et est constitué de 3 parties : un préprocesseur commun utilisant des modules permettant une digitalisation à 80 MHz, un processeur dédié aux clusters (CP) servant à identifier des candidats photons, leptons ou taus, et un processeur dédié à la somme des énergies et des jets (JEP). Le trigger L1 muonique utilise deux sous-systèmes de déclenchement suivant la valeur de  $|\eta|$ . Enfin, le niveau L1 de déclenchement utilise pour sa prise de décision, un processeur central combinant les informations reçues du trigger L1 calorimétrique et L1 muonique, et pouvant se servir des informations topologiques de l'événement comme la distance  $\Delta R$  entre deux objets. Le temps de latence maximum de ce processeur est de 2,5  $\mu$ s. Si le déclenchement L1 est accepté, alors les informations recueillies sont stockées dans la mémoire tampon avant d'être traitées par le HLT.

## Déclenchement de haut niveau (HLT)

A la différence du déclenchement L1, le déclenchement de haut niveau est un système de déclenchement basé sur un algorithme utilisant les ressources d'une ferme de calcul (plus de 20 000 cœurs [65]). Pendant le Run1 du LHC, celui-ci était séparé en deux niveaux : le niveau 2 du système de déclenchement (L2) et l'étape de filtrage des événements (EF). Ils furent par la suite réunis en une seule étape pour permettre un meilleur partage des ressources et une simplification générale du software. Le HLT reçoit les informations provenant des régions d'intérêt désignées par le niveau L1, et pratique une reconstruction plus précise des objets. Si les événements sont acceptés, ils sont stockés et transférés sur le site Tier-0 (premier niveau sur quatre de la grille de calcul du CERN) du centre de calcul du CERN pour un traitement hors-ligne ultérieur. Le HLT parvient à maintenir une fréquence de fonctionnement d'environ 1 kHz, comme indiqué sur la Figure 4.14 (droite), avec un temps de calcul qui dépend fortement de l'empilement de l'événement (en moyenne 4 secondes pendant le Run2 du LHC).

## Chaînes de déclenchement

L'événement est enregistré après acceptation du HLT si celui-ci respecte certains critères se basant sur un menu constitué de différentes chaînes de déclenchement. Chacune de ces chaînes correspond à des conditions précises. Un événement accepté peut être étiqueté comme respectant une ou plusieurs chaînes de déclenchement. Le nom des chaînes se base

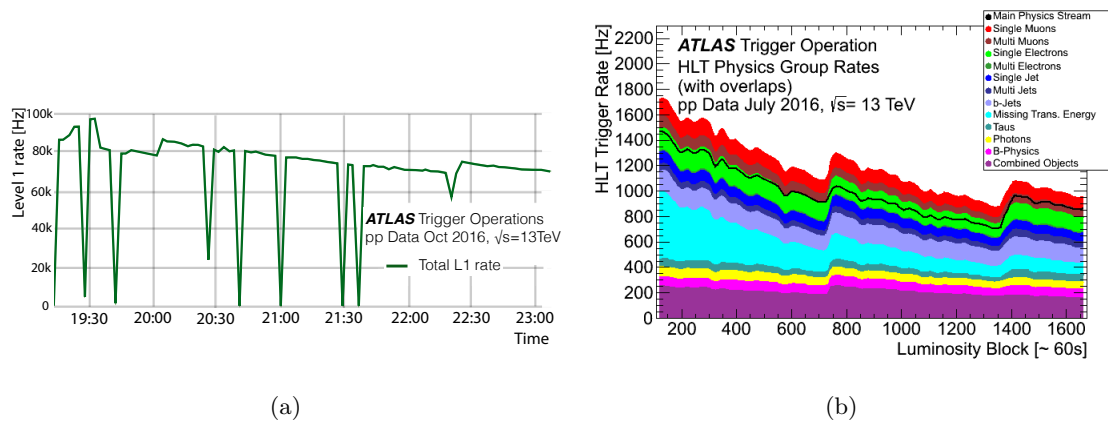


FIGURE 4.14 – (a) Fréquence de fonctionnement du niveau L1 en fonction du temps. La décroissance s’explique par la baisse d’intensité des faisceaux lors d’un *run* et donc de la baisse de la fréquence de collision. Cette fréquence a été mesurée en octobre 2016 avec un maximum de luminosité instantanée de  $L = 1,31 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et un empilement de  $\langle \mu \rangle = 42$ . (b) Fréquence de fonctionnement du niveau HLT en fonction de blocs de luminosité, c’est-à-dire des durées d’environ 60 secondes. Cette fréquence a été mesurée en octobre 2016 avec un maximum de luminosité instantanée de  $L = 1,02 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et un empilement de  $\mu = 24,2$ . Le taux total est indiqué en noir mais la possible acceptation d’un même événement par plusieurs chaînes de déclenchement fait que la somme directe des taux est plus grande que le celui-ci [66].

sur une suite de caractères et différentes chaînes de caractères peuvent se concaténer si le système de déclenchement porte sur au moins 2 particules dont un des critères change. Par exemple dans la suite de ce manuscrit nous serons amenés à introduire la chaîne de déclenchement `HLT_g35_loose_g25_loose` qui correspond à un système de déclenchement où le niveau HLT détecte au moins deux photons respectant un niveau d'identification *loose* avec un photon possédant une énergie transverse supérieure à 35 GeV et un autre une énergie supérieur à 25 GeV. Cette chaîne de déclenchement est reliée au *trigger* de niveau L1 : `L1_2EM15VH`.

Les événements associés à une chaîne de déclenchement ont leur propre fréquence de production qui peut être supérieure à la fréquence maximum du système de déclenchement. Tous ces événements ne pourront donc pas être enregistrés dans les bases de données. On associe alors à la chaîne de déclenchement un facteur d'échelle (*prescale factor*), rendant compte de la fraction d'événements ainsi perdus.



# Reconstruction et performances des photons

## Sommaire

<b>5.1 Performances des systèmes de déclenchement des photons</b>	<b>55</b>
<b>5.2 Reconstruction</b>	<b>57</b>
5.2.1 Création de <i>clusters</i>	57
5.2.2 Étalonnage de l'énergie	58
<b>5.3 Identification</b>	<b>59</b>
<b>5.4 Isolation des photons</b>	<b>63</b>
5.4.1 Isolation calorimétrique	64
5.4.2 Isolation des traces	65

Le détecteur ATLAS permet d'identifier et de reconstruire l'énergie de beaucoup d'objets physiques différents, tels que les électrons, les photons, les jets, les muons, etc. L'identification consiste à utiliser les informations des différents détecteurs telle que la forme des dépôts d'énergie. Des algorithmes spécifiques d'ATLAS sont dédiés à l'identification des objets et à leur reconstruction. Dans ce chapitre, la performance des systèmes de déclenchement dédiés aux photons, la reconstruction et l'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique seront abordés, suivies des méthodes d'identification des photons. Ces méthodes permettent de discriminer les photons du bruit de fond composé de jets ou encore d'électrons. Une variable, l'isolation, renforçant la discrimination entre les photons et les jets sera introduite dans la dernière partie.

## 5.1 Performances des systèmes de déclenchement des photons

Les performances des systèmes de déclenchement basés sur des photons ou des électrons ont été évaluées à partir des données collectées en 2016. Pour faire le lien avec l'analyse réalisée dans la troisième partie de ce manuscrit nous allons concentrer notre attention sur la chaîne de déclenchement `HLT_g35_loose_g25_loose` utilisée pour les données recueillies en 2015 et 2016. Cette chaîne requiert la présence de deux photons d'impulsion transverse supérieure à 35 GeV et 25 GeV passant les critères d'identification *loose* (cf section 5.3). Cette chaîne est celle possédant le meilleur taux de déclenchement pour un état final

diphoton dans les données collectées en 2015 et 2016, sans avoir de facteur d'échelle associé (*unprescaled*). La Figure 5.1a montre la fréquence de déclenchement de la chaîne HLT\_g35\_loose\_g25\_loose en fonction de la luminosité instantanée.

On peut définir une efficacité de déclenchement  $\epsilon_{g35\_g25}$  définie comme le ratio d'événements diphoton dont les photons respectent les critères cinématiques et d'identification d'après la reconstruction *offline* et ayant déclenché la chaîne sur le nombre de ces événements produits par les collisions proton-proton. Cette efficacité peut être approchée en utilisant les efficacités de déclenchement de chacun des photons  $\epsilon_{g25}$  et  $\epsilon_{g35}$ . Cette approximation est valable en négligeant les corrélations entre les efficacités. L'efficacité de déclenchement d'un photon dépend bien évidemment de l'impulsion transverse  $p_T$  de celui-ci. Son calcul se réalise en appliquant différentes chaînes de déclenchement monophoton à des échantillons Monte-Carlo (Figure 5.1b). On observe une variation très rapide de l'efficacité des *triggers* autour de la valeur de l'impulsion théorique de déclenchement, suivie d'un plateau proche de 1. L'efficacité du système diphoton est alors calculée par la formule suivante :

$$\epsilon_{g25\_g35} = \frac{1}{W} \sum_i^{N_{events}} \epsilon_{g25}(p_{T,SL}^i) w_{g25}(p_{T,SL}^i) \times \epsilon_{g35}(p_{T,L}^i) w_{g35}(p_{T,L}^i), \quad (5.1)$$

où  $p_{T,L}^i$  est l'impulsion transverse du photon le plus énergétique et  $p_{T,SL}^i$  du second plus énergétique de la paire diphoton. Les variables  $w_{g25}$  et  $w_{g35}$  sont des poids donnés par la distribution de l'impulsion transverse des deux photons. La variable  $W$  est la somme des produits des poids et permet de retrouver une efficacité de système de déclenchement diphoton entre 0 et 1. Pour les analyses diphoton détaillées dans la dernière partie de ce manuscrit, les photons sélectionnés possèdent une impulsion transverse proche de 1 (voir Figure 5.1b). L'efficacité du système de déclenchement HLT\_g35\_loose\_g25\_loose atteint ainsi  $99,39\%_{-0,38}^{+0,22}$ .

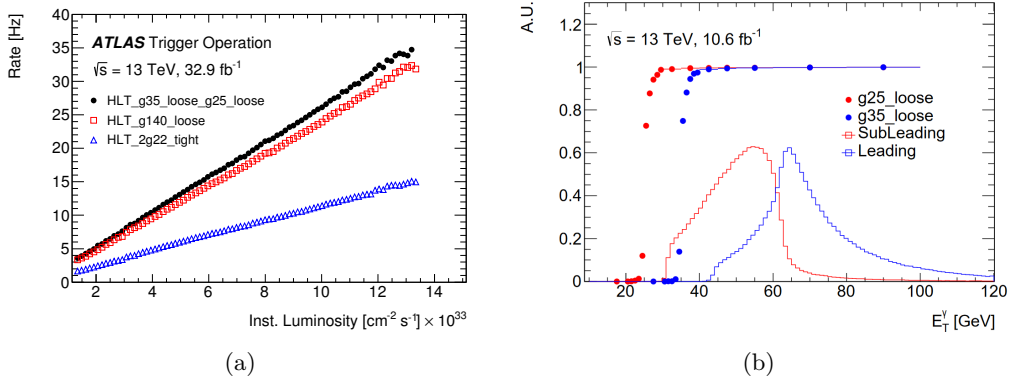


FIGURE 5.1 – (a) : taux de déclenchement de différentes chaînes de déclenchements sans facteur d'échelle et basées sur des photons [67]. (b) : Efficacité des chaînes de déclenchement monophoton en fonction de l'énergie transverse du photon. Le graphique montre également la distribution de l'énergie transverse du photon le plus énergétique et du second plus énergétique de la paire de photons [68].

## 5.2 Reconstruction

### 5.2.1 Création de *clusters*

Les algorithmes de reconstruction des différents objets comme le photon, l'électron, le muon, les jets ou encore l'énergie transverse manquante, exploitent les informations de différents sous-détecteurs. Pour certains de ces objets, l'algorithme de reconstruction ne donne en sortie que des candidats (candidat photon, candidat électron, ...). Il est alors suivi d'un algorithme d'identification pour tenter de valider, avec le plus de précision possible, la nature de l'objet physique reconstruit, bien que celui-ci restera toujours un candidat. Une explication plus complète des algorithmes de reconstruction des électrons et des photons peut être trouvée respectivement dans les références [69] et [70].

Les photons et les électrons sont reconstruits à partir de leur dépôt d'énergie dans le calorimètre EM. L'algorithme de reconstruction des photons et des électrons, appelé *sliding window*, utilise un agrégat de cellules du calorimètre (ou *cluster*). Pour déterminer ce groupement de cellules, l'algorithme de reconstruction suit plusieurs étapes :

- **Reconstruction d'une « graine ».** La première étape de l'algorithme est la reconstruction d'une « graine » (*Seed*) d'énergie dans le deuxième compartiment du calorimètre EM. Une fenêtre glissante rectangulaire de taille  $3 \times 5$  cellules ayant chacune une taille de  $0.025 \times 0.025$  dans le plan  $\eta - \phi$ , balaye les cellules du calorimètre EM en sommant les énergies des cellules à l'intérieur de celle-ci. Le centre de la fenêtre est ajusté pour trouver un maximum local en énergie transverse. Si cette énergie est supérieure à 2,5 GeV, alors un pré-*cluster* est formé. D'après des simulations Monte-Carlo, l'efficacité de cette étape est supérieure à 99% pour des énergies transverses des photons/électrons supérieures à 20 GeV.
- **Reconstruction de trace.** Les pré-*clusters* sans trace seront classifiés en tant que photons non convertis. Si au moins une trace correspond à un pré-*cluster*, alors il sera classifié en tant qu'électron et photon converti. Une trace correspond à un pré-*cluster* si, après extrapolation jusqu'au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, son point d'impact est à une distance angulaire de 0,05 (0,2) en  $\phi$  dans la direction (opposée au) du sens de courbure de la trace et d'une distance de 0,05 en  $\eta$  par rapport au barycentre du pré-*cluster*. Les traces correspondant à un pré-*cluster* sont à nouveau reconstruites en utilisant une technique appelée *Gaussian-sum-filter* [71, 72] et une autre étape sera chargée de l'identification de la particule en tant qu'électron ou photon converti.
- **Reconstruction du *cluster*.** La dernière étape consiste à reconstruire le *cluster* électromagnétique final qui sera utilisé dans les analyses de physique. L'énergie transverse de l'objet reconstruit sera calculée en sommant l'énergie des cellules du *cluster* électromagnétique dont la taille dépend de sa position et de la nature de l'objet. Dans la partie tonneau, un *cluster* électromagnétique sera de taille  $3 \times 5$  cellules dans le plan  $\eta - \phi$  pour un candidat photon non converti, de taille  $3 \times 7$  cellules pour un photon converti de manière à compenser l'élargissement selon  $\phi$  du dépôt d'énergie en raison du champ magnétique. Le *cluster* électromagnétique sera également de taille  $3 \times 7$  cellules pour les candidats électron. Dans la partie

tonneau les *clusters* électromagnétiques sont tous de taille  $5 \times 5$  cellules.

Avec des simulations Monte-Carlo, il a été déterminé que 96% des photons avec une énergie transverse supérieure à 25 GeV sont bien reconstruits en tant que candidats photon pendant le Run1. Les 4% restant sont reconstruits en tant que candidats électrons.

Un autre algorithme, appelé algorithme topologique, est utilisé pour la reconstruction de *clusters* dans la collaboration ATLAS. Ce dernier est utilisé principalement pour la reconstruction des jets hadroniques. La principale différence avec l'algorithme *sliding window* réside dans la taille du *cluster* qui n'est pas fixe. Après la détermination d'une cellule graine, les cellules adjacentes sont ajoutées de façon itérative au *cluster* si le signal dépasse un certain seuil défini par rapport au bruit de fond attendu de la cellule. Cette méthode permet une reconstruction des gerbes hadroniques dont la forme des dépôts d'énergie est très variable et souvent bien plus large que le dépôt d'énergie d'un photon ou un électron.

### 5.2.2 Étalonage de l'énergie

La détermination de l'énergie des photons et des électrons est principalement obtenue en considérant l'énergie du *cluster* électromagnétique. Pour que cette mesure soit précise et que la résolution en énergie soit améliorée, le calorimètre électromagnétique doit être calibré et étalonné afin que sa réponse provenant d'un dépôt d'énergie soit le plus proche possible de l'énergie de la particule et ceci sur une large gamme d'énergie.

Les énergies des photons et des électrons sont mesurées par le calorimètre EM et étalonnées par une procédure en plusieurs étapes représentées sur la Figure 5.2. La description de ces étapes numérotées est donnée ci-dessous. L'étape 3 consiste à appliquer des corrections sur l'énergie des photons et des électrons dans les données et les simulations Monte-Carlo (MC). Ces corrections prennent en compte les fuites latérales et longitudinales des *clusters* EM et sont basées sur les simulations MC en utilisant un algorithme multivarié (MVA) [60, 73]. L'algorithme MVA doit être entraîné (étape 1) avant d'être appliqué à la totalité des échantillons simulés et de données. Pour un meilleur résultat de l'algorithme MVA, l'entraînement est appliqué séparément sur les électrons, les photons convertis et non-convertis. Comme le calorimètre EM est divisé longitudinalement en plusieurs compartiments, on applique des poids aux énergies mesurées dans les différents compartiments afin que le facteur d'étalonnage soit uniforme à la fin de la procédure.

L'étape 4 consiste à appliquer des corrections d'uniformité en prenant en compte les inhomogénéités de haute tension, la perte d'énergie entre les différents compartiments ou encore la correction de la différence d'énergie après l'application de différents gains. Après l'application de l'algorithme MVA, la résolution de l'énergie dans les échantillons de données est légèrement moins bonne que dans les échantillons MC. L'étape 5 applique une correction de dispersion sur les échantillons MC pour que la résolution en énergie soit compatible avec les données. En parallèle, on applique un facteur d'étalonnage en comparant les données MC avec les données en utilisant les événements ayant un électron et un positron dans l'état final et en reconstruisant la résonance du boson  $Z$  ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ).



Les résultats finaux sont validés dans l'étape 6 avec des événements  $Z \rightarrow l\gamma$  pour les photons et  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  pour les électrons.

De nombreuses incertitudes systématiques sont introduites pendant l'étalonnage de l'énergie des photons et des électrons et que l'on peut séparer en trois sources indépendantes. La première source d'incertitude systématique est liée à la résolution en énergie et une autre concerne le facteur d'étalonnage de l'énergie. Enfin la dernière source d'incertitude systématique est due à la mesure de la distribution du matériel dans le calorimètre EM.

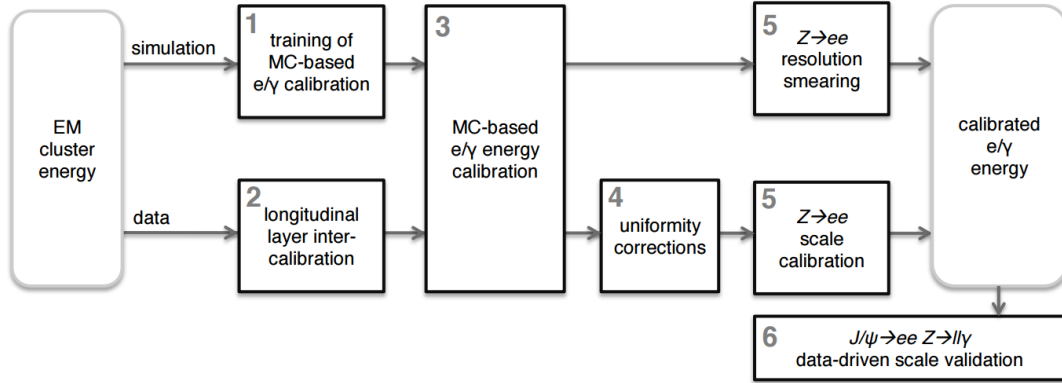


FIGURE 5.2 – Etapes de la procédure d'étalonnage de l'énergie des photons et électrons dans ATLAS [60].

### 5.3 Identification

Des objets physiques, autres que photons ou électrons, peuvent imiter leurs signatures dans le détecteur et ainsi constituer un bruit de fond : des candidats électrons provenant d'un hadron ou la conversion d'un photon, des candidats photons provenant de la désintégration de hadrons neutres comme les particules  $\eta$ ,  $w$  ou bien encore les pions  $\pi^0$  dont un exemple de dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique est représenté sur la Figure 5.3. Après la reconstruction des objets photons ou électrons, un algorithme d'identification permettant de distinguer les vrais photons et électrons du bruit de fond est ensuite appliqué. Celui-ci est basé sur des critères utilisant uniquement des variables discriminantes sur la forme du dépôt d'énergie dans le calorimètre EM. Dans la suite de cette section, nous allons nous intéresser en particulier à l'algorithme d'identification des photons.

#### Définitions et points de fonctionnement

Plusieurs points de fonctionnement sont possibles pour cet algorithme, fournissant pour chacun d'entre eux, une efficacité de sélection des vrais photons et un taux de rejet de faux photons. Les différentes variables, au nombre de 9, sont définies dans le Tableau 5.1, et la Figure 5.4 montre les distributions normalisées attendues de chacune d'elles en fonction de la nature de la particule : photon ou jet.

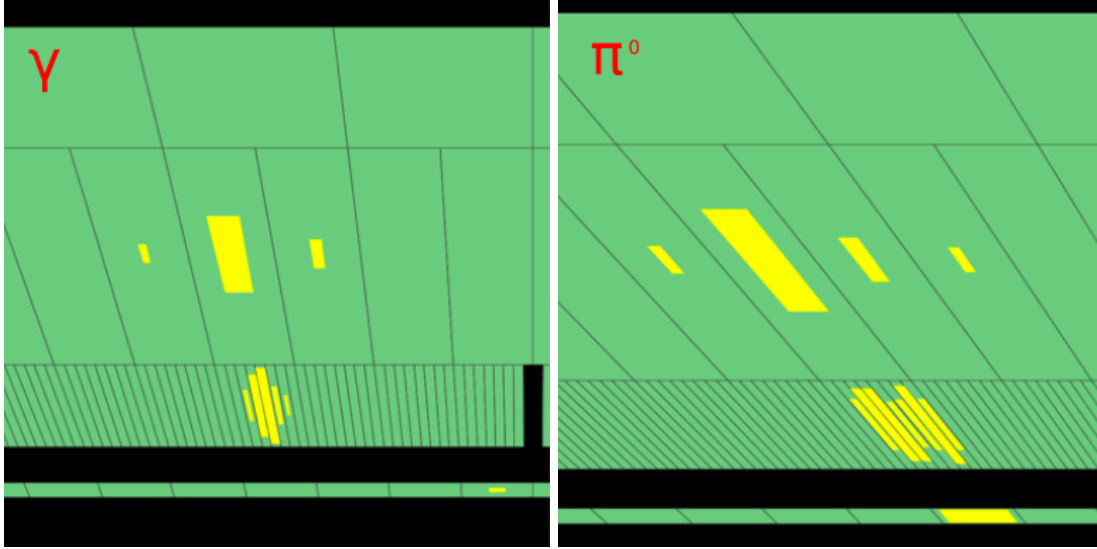


FIGURE 5.3 – Visualisation de deux événements dans le calorimètre EM d'ATLAS montrant un dépôt d'énergie d'un candidat photon à gauche et d'un candidat  $\pi^0$  s'étant désintégré en 2 photons collimatés à droite [74]. On peut observer une largeur du dépôt d'énergie du  $\pi^0$  légèrement plus grande, ainsi que la présence de deux maxima dans le premier compartiment.

- Le point de fonctionnement *loose* possède les mêmes variables discriminantes pour la procédure d'identification des photons et des électrons. Ces variables sont basées principalement sur les informations spatiales du dépôt d'énergie ( $R_\eta$  et  $w_{\eta_2}$ ) au niveau du deuxième compartiment et sur la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique ( $R_{had}$  et  $R_{had_1}$ ).
- Le point de fonctionnement *medium* prend les critères sur les variables discriminantes utilisés pour l'identification *loose* et ajoute une variable discriminante  $\Delta E$  basée sur la distribution de l'énergie dans le premier compartiment.
- Le point de fonctionnement *tight* utilise les 9 variables discriminantes tout en rendant les critères de la sélection *loose* et *medium* encore plus stricts. Pour cette identification, des critères sur le dépôt d'énergie dans le premier et le deuxième compartiment sont ajoutés.

Les différents ensembles de variables correspondant aux points d'identification sont choisis en utilisant un classificateur multivarié (*MVA*) appliqué sur des simulations Monte-Carlo. Il est nécessaire de corriger les distributions des différentes variables discriminantes, obtenues en analysant les simulations, en les translatant (*Fudge factor*) afin d'obtenir un bon accord avec les données après l'application de l'identification *tight*. Pour tenir compte des différences dans la géométrie du calorimètre électromagnétique entre la réalité et la simulation avec le logiciel GEANT4 [75] ou bien de différents effets provenant du matériel en amont du détecteur, les critères que doivent respecter les candidats changent en fonction de la position en  $|\eta|$  du dépôt d'énergie. Sept intervalles en  $|\eta|$  différents sont utilisés par l'algorithme d'identification pour prendre compte des changements dans la géométrie du

calorimètre (par exemple en  $|\eta| = 0,8$ ) et des quantités de matériel placées en amont du calorimètre (comme en  $|\eta| = 0,6$ ). Les critères changent également si le photon est converti ou non.

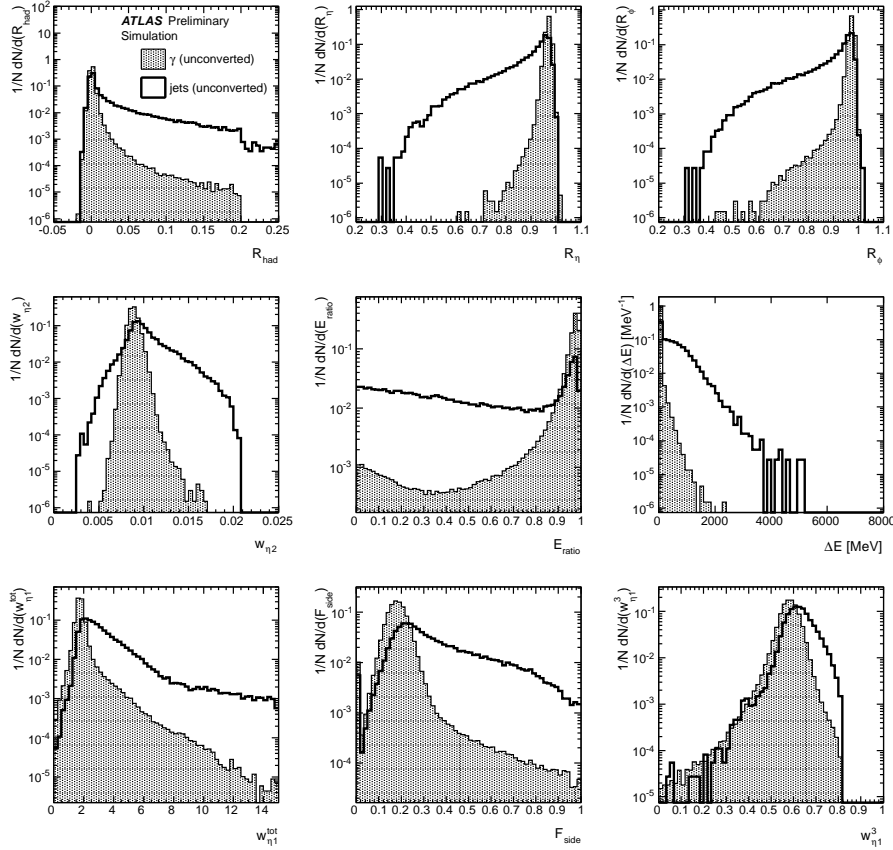


FIGURE 5.4 – Distributions normalisées des variables calorimétriques discriminantes dans la région du calorimètre  $0 < |\eta| < 0,6$  et pour des énergies transverses supérieures à 20 GeV pour de vrais photons et pour des jets mal-identifiés [76].

### Performance de l'identification

Trois méthodes différentes sont utilisées afin d'évaluer l'efficacité d'identification des photons à partir des données (*data-driven method*) :

- Une méthode utilisant un échantillon de photons sélectionnés à partir de la désintégration du boson  $Z$  ( $Z \rightarrow ll\gamma$ ). Les événements sont choisis telle que la masse invariante du système dilepton+photon soit compatible avec la masse du boson  $Z$  ce qui permet une mesure précise de l'efficacité dans un intervalle d'énergie transverse entre 10 et 100 GeV.
- Une méthode basée sur l'extrapolation de l'efficacité des photons à partir de celle des électrons dont les formes de leur dépôt d'énergie sont modifiées afin qu'elles imitent celles des photons. L'échantillon des électrons étudiés provient de la désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$ . L'intervalle de précision de cette méthode est donc également limité

Categorie	Description	Nom	<i>Loose</i>	<i>Medium</i>	<i>Tight</i>
Acceptance	$ \eta  < 2,37$ , avec la région $1,37 <  \eta  < 1,52$ exclue.	$A$	✓	✓	✓
Fuite hadronique	Fraction de l'énergie transverse dans le premier compartiment du calorimètre hadronique par rapport à l'énergie transverse du <i>cluster</i> dans le calorimètre EM pour une particule dans la région $ \eta  < 0,8$ ou $ \eta  > 1,37$ .	$R_{\text{had}_1}$	✓	✓	✓
	Fraction de l'énergie transverse dans le calorimètre hadronique par rapport à l'énergie transverse du <i>cluster</i> dans le calorimètre EM pour une particule dans la région $0,8 <  \eta  < 1,37$ .	$R_{\text{had}}$	✓	✓	✓
Deuxième Compartiment	Fraction de l'énergie des cellules dans une fenêtre $3 \times 7$ en $\eta \times \phi$ par rapport à une fenêtre $7 \times 7$ en $\eta \times \phi$ centrée sur la graine du <i>cluster</i> .	$R_\eta$	✓	✓	✓
	Largeur en $\eta$ du dépôt d'énergie définie comme $w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \eta_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i \eta_i}{\sum_i E_i}\right)^2}$ , où $E_i$ est l'énergie déposé dans la cellule $i$ et $\eta_i$ la pseudorapidité de la cellule.	$w_{\eta_2}$	✓	✓	✓
	Fraction de l'énergie des cellules dans une fenêtre $3 \times 3$ en $\eta \times \phi$ par rapport à une fenêtre $3 \times 7$ en $\eta \times \phi$ centrée sur la graine du <i>cluster</i> .	$R_\phi$			✓
Premier Compartiment	Fraction de la différence des énergies associées avec la première et la deuxième cellule la plus énergétique par rapport à la somme de celles-ci.	$E_{\text{ratio}}$		✓	✓
	Largeur en $\eta$ du dépôt d'énergie calculée à partir de trois cellules de part et d'autre de la cellule la plus énergétique.	$w_{\eta_1}$			✓
	Largeur en $\eta$ du dépôt d'énergie.	$w_{s \text{ tot}}$			✓
	Fraction de l'énergie dans les deux cellules de part et d'autre des 3 cellules centrales par rapport à l'énergie des 7 cellules.	$F_{\text{side}}$			✓
	Différence entre l'énergie associée au deuxième maximum dans le premier compartiment, et l'énergie reconstruite minimale se trouvant entre le premier et deuxième maximum.	$\Delta E$			✓

Tableau 5.1 – Définition des variables discriminantes permettant l'identification des photons dans les menus d'identification *loose*, *medium* et *tight*. Les critères basés sur les variables communes entre l'identification *loose* et *medium* sont égaux, et sont plus restrictifs dans le cas de l'identification *tight*.

(environ 30 à 110 GeV).

- La méthode de la matrice permet de mesurer l'efficacité de l'identification en déterminant le nombre de photons dans des échantillons de contrôle avant et après application de la coupure *tight* et grâce à l'utilisation d'une variable discriminante supplémentaire comme l'isolation des traces (introduit dans la section 5.4.2). Cette méthode fournit une mesure précise de l'efficacité dans un intervalle d'énergie transverse entre 25 et 1500 GeV.

Les efficacités de l'identification *tight* pour ces différentes méthodes sont montrées sur la Figure 5.5a avec les données enregistrées en 2015. Comme les trois méthodes utilisent des processus distincts, les efficacités ne sont pas combinées entre elles. On calcule des facteurs d'échelle (*scale factors* ou *SF*) pour chaque méthode qui sont définis comme le ratio entre l'efficacité mesurée dans les données et celle mesurée dans les simulations MC. Ce sont ces facteurs d'échelle qui sont combinés, puis utilisés dans les analyses de physique (cf. Figure 5.5b).

Les efficacités entre les différentes méthodes sont en accord. Elles dépassent 99% pour l'identification *loose* pour des photons avec  $E_T > 40$  GeV, et entre 85% ( $E_T \simeq 40$  GeV) et 90% ( $E_T > 1000$  GeV) dans le cas d'une identification *tight*. Le taux de réjection est respectivement d'environ 5000 et 20000 jets pour une identification *loose* et *tight* avec  $E_T > 40$  GeV [76].

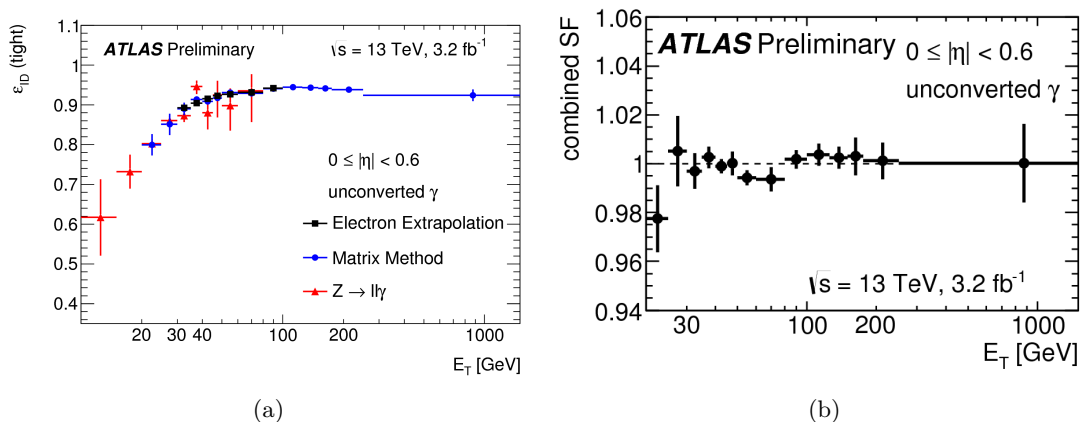


FIGURE 5.5 – (a) Comparaison, pour différentes méthodes, de l'efficacité de l'identification des photons non-convertis en fonction de leur énergie transverse et dans la région  $|\eta| < 0,6$  du calorimètre EM. (b) Facteurs d'échelle combinés des photons non-convertis en fonction de leur énergie transverse et dans la région  $|\eta| < 0,6$  du calorimètre EM [77].

## 5.4 Isolation des photons

Dans les collisionneurs hadroniques, les photons produits au niveau d'un processus dur sont appelés photons directs. Dans ce cas, la gerbe électromagnétique sera, le plus

souvent, isolée dans le calorimètre EM. A l'inverse les photons provenant de la désintégration des particules dans un jet, ou les photons de fragmentation auront leur gerbe électromagnétique proche d'une autre gerbe provenant d'autres particules. Bien entendu, même un photon direct peut avoir une activité calorimétrique proche de son dépôt d'énergie dans le calorimètre, par exemple, si un gluon a été émis avec un écart angulaire faible par rapport à celui-ci, ou encore si cette activité provient d'une particule créée lors d'une autre collision proton-proton (empilement). Cette propriété des photons directs, appelée isolation, reste néanmoins discriminante, et est donc utilisée pour distinguer les photons des jets. Cette propriété apparaît aussi bien au niveau des dépôts d'énergie dans le calorimètre EM comme décrit ci-dessus et caractérisant alors l'isolation calorimétrique, mais aussi au niveau des traces reconstruites, caractérisant l'isolation des traces. Ces deux variables sont discriminantes pour l'identification des photons et des jets sans néanmoins être incluses dans l'algorithme d'identification (cf 5.3). De plus ces variables sont plutôt décorréées des variables discriminantes utilisées dans l'algorithme d'identification et permettent ainsi l'utilisation de certaines méthodes pour extraire un signal de photon comme avec la méthode de la matrice ou la méthode de l'ajustement bidimensionnel de l'isolation qui sera décrite dans le chapitre 8.

#### 5.4.1 Isolation calorimétrique

Afin de quantifier l'isolation calorimétrique d'un photon, on définit un cône de rayon  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  dont le centre est situé au centre d'un *cluster* de taille fixe (Figure 5.6). L'énergie d'isolation brute  $E_T^{\text{iso,brute}}$  est alors calculée en sommant l'énergie transverse de tout les *clusters* topologiques dont le barycentre se trouve dans le cône d'isolation de taille  $\Delta R = 0, 2$  ou  $0,4$ . L'énergie d'isolation brute contient l'énergie transverse du photon  $E_T^\gamma$  contenue dans le *cluster* considéré, mais aussi les fuites d'énergie,  $E_T^{\text{fuite}}$ , provenant du photon mais se trouvant dans les cellules à l'extérieur du *cluster* de taille fixe, et enfin l'énergie ambiante,  $E_T^{\text{PU}}$ , en raison de l'empilement et des événements sous-jacents. Ces différentes contributions doivent être soustraites à l'isolation brute afin de calculer l'énergie transverse d'isolation  $E_T^{\text{iso}}$  pouvant caractériser la présence d'autres particules autour du photon :

$$E_T^{\text{iso}} = E_T^{\text{iso,brute}} - E_T^\gamma - E_T^{\text{PU}} - E_T^{\text{fuite}}. \quad (5.2)$$

La soustraction de  $E_T^\gamma$  se réalise en soustrayant l'énergie des cellules du *cluster* de taille fixe  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ . Le terme  $E_T^{\text{fuite}}$  est évalué en utilisant des échantillons Monte Carlo d'événements possédant un seul électron ou photon sans pile-up, et dont la distribution en  $p_T$  va de 20 GeV à 3 TeV.

L'empilement et la contribution des événements sous-jacents au cône d'isolation sont estimés en utilisant la méthode de la densité d'énergie ambiante. L'énergie ambiante est une estimation de l'énergie moyenne déposée par les événements non durs dans le calorimètre EM, elle est évaluée pour chaque événement et est calculée de la façon suivante :

- L'énergie des *clusters* topologiques sont reconstruits en utilisant un algorithme anti-kT [78], sans seuil en  $p_T$ .

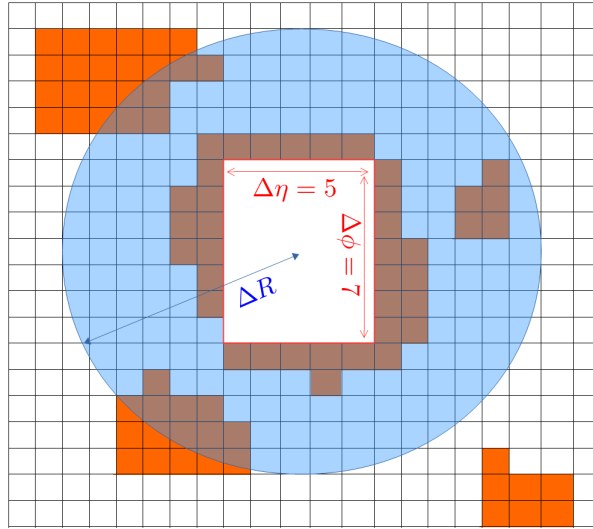


FIGURE 5.6 – Cône d’isolation en  $\eta$  et  $\phi$ , avec soustraction de la région centrale correspondant à un *cluster* de taille fixe  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$  cellules dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique, contenant l’objet électromagnétique. Le rond bleu correspond au cône d’isolation et les amas oranges aux *clusters* topologiques.

- L’aire  $A_i$  de chaque jet de l’événement est calculé avec un algorithme de tessellation Voronoi [79]. La densité d’énergie pour chaque jet est donnée alors par la formule  $\rho_i = p_{T,i}/A_i$ .
- La médiane de la distribution des densités d’énergie dans l’événement est utilisée comme une estimation de la densité d’énergie de l’événement. l’énergie  $E_T^{\text{PU}}$  est ensuite calculée en multipliant la densité d’énergie par la surface du cône d’isolation (après soustraction du *cluster* de taille fixe).

#### 5.4.2 Isolation des traces

L’isolation des traces (définie par la variable  $p_T^{\text{cone}}$ ) est calculée à partir de la somme des impulsions transverses des traces dans le trajectographe interne dans un cône centré autour du candidat photon considéré. Ce cône peut être de plusieurs tailles  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,2, 0,3$  ou  $0,4$ . Les traces prises en compte dans le calcul de l’isolation des traces doivent préalablement vérifier les critères d’une identification *loose* définie dans le Tableau 5.2.

Deux autres critères sont requis pour réduire l’influence de l’empilement :  $p_T > 1$  GeV et  $|z_0 \cdot \sin(\theta)| < 3$  mm, où  $z_0$  est la différence entre le paramètre d’impact longitudinale de la trace avec la position du vertex primaire. Un photon non-converti ne laisse cependant pas de traces dans le trajectographe interne. La détermination de son origine est donc nécessaire avant de considérer un cône dans lequel sera calculé l’isolation des traces. Pour ce faire, on utilise une méthode d’extrapolation de son origine à partir des dépôts d’énergie du candidat photon laissé dans le calorimètre EM. Dans le cas d’un photon converti, les

Variable	$ \eta $	$N_{Si}$	$N^{\text{commun}}$	$N_{Si}^{\text{trou}}$	$N_{Pi}^{\text{trou}}$
Critère	$< 2,5$	$\geq 7$	$\leq 1$	$\leq 2$	$\leq 1$

Tableau 5.2 – Variables et critères utilisés pour l’identification *loose* des traces.  $N_{Si}$  est le nombre de coups dans le détecteur à pixel et le SCT,  $N_{Si}^{\text{trou}}$  est le nombre de coups manquants dans le détecteur à pixel et le SCT,  $N_{Pi}^{\text{trou}}$  est le nombre de coups manquants dans le détecteur à pixel seul, et  $N^{\text{commun}}$  est le nombre de coups partagés entre plusieurs traces.

impulsions transverses de l’électron et du positron créés par le photon considéré sont retranchées à la variable d’isolation des traces.



## Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>67</b>
<b>6.2</b>	<b>Sélection des régions de contrôle</b>	<b>69</b>
6.2.1	Échantillon $\gamma\gamma$	72
6.2.2	Échantillon $\gamma$ -jet	74
6.2.3	Échantillon $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$	76
<b>6.3</b>	<b>Nettoyage des photons</b>	<b>78</b>
<b>6.4</b>	<b>Bruit de fond BIB</b>	<b>82</b>
<b>6.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>84</b>

Le détecteur ATLAS a été décrit au chapitre 4. En particulier le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne servant à l'identification des photons et à la mesure de leur énergie transverse, ont été détaillés. Avant d'analyser les données, il est essentiel de s'assurer qu'elles soient de bonne qualité. Nous verrons tout d'abord le parcours des données collectées avant qu'elles ne soient validées pour les analyses de physique et nous nous pencherons ensuite sur une procédure de nettoyage des objets reconstruits comme candidat photon.

## 6.1 Traitement des données

Le traitement des données s'effectue en plusieurs étapes afin de fournir des données de la meilleure qualité possible dans un temps limité. La Figure 6.1 expose le schéma de l'organisation de ce traitement. Toutes les conditions expérimentales du calorimètre EM comme la température de l'argon liquide dans les cryostats ou encore la haute tension, sont surveillées et enregistrées dans une base de données distincte pour chaque *luminosity block* (groupement de données d'une durée d'environ 1 minute) afin d'être ensuite utilisée, par la suite, dans la reconstruction des particules. Des variations non répertoriées dans cette base de données, des cellules bruyantes, ou encore une désynchronisation temporelle du détecteur peuvent rendre la calibration, effectuée pour la reconstruction des objets physiques, inadaptée, voir même empêcher totalement la reconstruction et l'analyse de ces données. Le traitement des données a donc un fort impact sur les performances générales

du détecteur et doit donc être régulièrement mis à jour afin que la qualité des données pour les analyses de physique soit maximale.

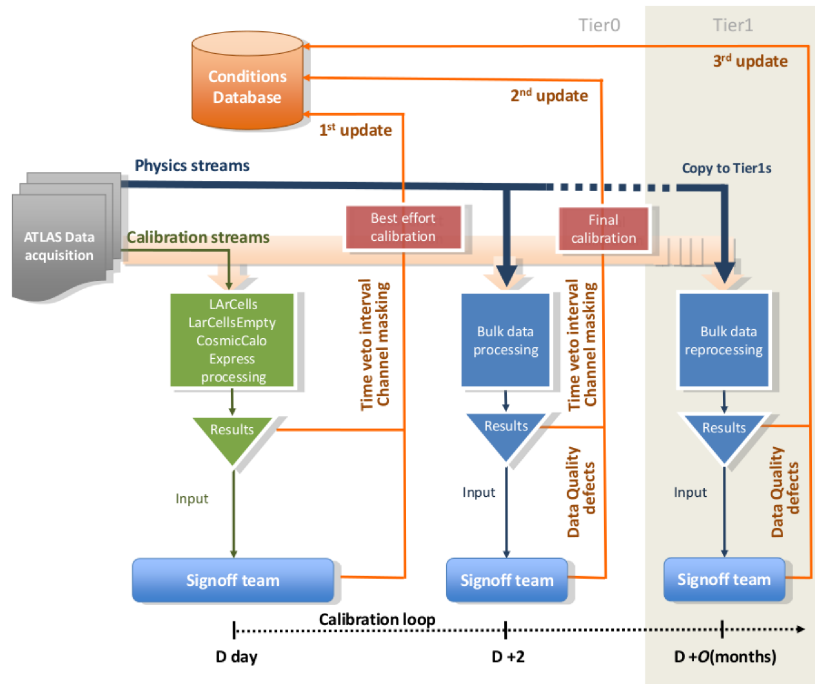


FIGURE 6.1 – Schéma de l'organisation du traitement des données d'ATLAS [80].

Le premier contrôle est effectué en temps réel, dans la salle de contrôle de l'expérience, sur une petite partie des données. Pendant cette phase, les moniteurs (*shifters*) résolvent les problèmes les plus rapides à identifier et les plus graves, c'est-à-dire ceux qui compromettent l'intégrité des données ou ne donnant aucune possibilité ultérieure d'exploitation des données enregistrées. Par exemple, pendant la prise de données de 2011, une carte contrôleur de l'électronique frontale est tombée en panne, entraînant une perte de l'information des cellules du calorimètre EM dans une certaine région.

Le contrôle suivant se réalise après l'enregistrement des données. Ces données sont enregistrées dans différents flux (*streams*) de données définis par des groupements de *triggers*, et sont par la suite traités séparément. On distingue deux types de *streams* : des *streams* de calibration et des *streams* de physique. Les premiers sont reconstruits rapidement après la prise de données afin d'être utilisés pour augmenter la qualité des données. Pendant ce temps, la reconstruction des *streams* de physique est mise en attente. Ces *streams* serviront pour les analyses scientifiques. Cette étape, pendant laquelle s'effectue l'identification des défauts par *luminosity block* et la mise à jour d'une base de données dédiée à la qualité des données, est appelée *calibration loop* et dure au maximum 48h après la fin du *run*. Des *luminosity blocks*, concernés par les problèmes non corrigeables les plus sérieux, seront retirés d'une liste GRL (*Good Run List*) désignant les *luminosity blocks* aptes aux futures analyses de physique. Si la gravité d'un problème est moindre, corrigeable ou encore ne concernant qu'une fraction des données du *luminosity block*, alors ces données

ne sont pas retirées de la GRL. Un mot, appelé *status word* et répertoriant les différents problèmes, est alors associé à chaque événement. De façon similaire mais plus précise, un mot, appelé *Object Quality*, sera associé à chaque dépôt d'énergie de l'événement et concernera spécifiquement les cellules et les cartes d'acquisition liées à ce dépôt. Cette hiérarchie de précision entre la GRL et les différents mots permettent de conserver la plus grande quantité de données de bonne qualité pour les analyses de physique en ne masquant si possible que le minimum d'information de mauvaise qualité.

L'étape suivante (*bulk processing*) débute après la *calibration loop* et consiste à traiter cette fois-ci les *streams* de physique. Les problèmes restés auparavant inaperçus sont consignés mais ne seront pris en compte qu'après le retraitement des données plusieurs mois plus tard.

Lors de ces contrôles, les cellules défectueuses du calorimètre sont identifiées, consignées dans le mot *Object Quality*, et sont potentiellement masquées pendant la reconstruction ultérieure des objets physiques. Cependant, il peut arriver qu'après la période de *calibration loop*, des cellules sporadiquement bruyantes n'aient pas été identifiées. Leur non-masquage peut alors entraîner, pendant le traitement des *streams* de physique, la reconstruction d'un dépôt d'énergie qui sera, le plus souvent, associé à un photon en raison de l'absence de trace dans le détecteur interne. Deux solutions sont donc possibles : attendre le retraitement des données après quelques mois ou bien développer une procédure complémentaire vérifiant la qualité des objets électromagnétiques, notamment des photons. C'est cette dernière solution que nous allons développer dans la suite de ce chapitre en décrivant une procédure de nettoyage des photons qui a été appliquée pendant le Run2 d'ATLAS et a fait l'objet d'un travail que j'ai effectué pendant près d'un an pour ma qualification en tant qu'auteur scientifique de l'expérience.

## 6.2 Sélection des régions de contrôle

Afin de construire une procédure efficace destinée à éliminer les cellules bruyantes imitant des photons, il convient de sélectionner certains événements réunis dans des échantillons de contrôle. Cette procédure de nettoyage s'appliquant sur les objets reconstruits comme des photons, son efficacité est quantifiée selon deux critères : le taux de réjection des photons et l'efficacité d'élimination des cellules bruyantes. Une procédure efficace aura un taux de réjection le plus bas possible et, au contraire, une efficacité d'élimination la plus élevée possible. Au moins deux échantillons de contrôle sont nécessaires pour évaluer ces deux critères : un échantillon enrichi en photons de bonne qualité et un échantillon enrichi en photons provenant de cellules bruyantes. Pour améliorer la qualité de cette procédure, 3 échantillons ont été sélectionnés :

- Un échantillon  $\gamma\gamma$  enrichi en événements diphotons où les photons sont émis dos-à-dos. Cet échantillon fournit des photons de bonne qualité.
- Un échantillon  $\gamma$ -jet enrichi en événements dont l'état final possède au moins un jet et au moins un photon émis dos-à-dos. Cette échantillon fournit également des photons de bonne qualité.

- Un échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  enrichi en événements dont l'état final possède au moins un photon et possède une grande énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$ . Ces événements sont vraisemblablement enrichis en photons de mauvaise qualité

Le tableau 6.1 détaille les critères de sélection des trois échantillons. Ces sélections ont été appliqués sur environ 94% des données collectées en 2015 (3  $fb^{-1}$  sur 3,2  $fb^{-1}$ ) et 96 % parmi les premières données collectés en 2016 (18  $fb^{-1}$  sur 18,7  $fb^{-1}$ ) et possèdent trois types d'exigences en commun :

- Une sélection *on-line* provenant de la chaîne de déclenchement. L' échantillon  $\gamma\gamma$  inclut des événements ayant déclenché au moins une chaîne de déclenchement basée sur la détection d'au moins deux photons (parmi 11 chaînes de déclenchement). Les échantillons  $\gamma$ -jet et  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  requièrent le déclenchement d'au moins un photon (parmi 20 chaînes de déclenchement). Ces chaînes de déclenchement diffèrent notamment par l'énergie requise des candidats photons détectés et le niveau d'identification de ceux-ci. Leur grand nombre permet d'avoir des événements avec des photons de toutes énergies et interagissant dans toutes les zones du calorimètre EM. Le taux de déclenchement maximum empêche de choisir une seule chaîne de déclenchement demandant des photons de faible énergie et de bas niveau d'identification.
- L'événement doit posséder au moins un vertex primaire avec au moins trois traces associées.
- Les candidats photons retenus ne doivent pas être convertis, c'est-à-dire qu'ils ne se sont pas désintégrés en paire d'électron-positron avant d'avoir atteint le calorimètre électromagnétique.
- Le photon n'étant pas chargé, il ne laisse pas de trace dans le détecteur interne. Une extrapolation à partir de la position des dépôts d'énergie dans les différentes couches du calorimètre électromagnétique est alors utilisée afin de déterminer la position longitudinale d'origine  $z$  le long de l'axe des faisceaux. Les événements doivent respecter le critère  $|z| < 400$  mm afin de réduire la contamination des *Beam Induced Backgrounds* (BIB) (cf. section 6.4).

Les autres sélections sont détaillées dans les sous-parties dédiées à chaque échantillon.

Échantillons de contrôle	$\gamma\gamma$	$\gamma$ -jet	$\gamma E_T^{\text{miss}}$
Déclenchement	Diphoton	Monophoton	
Événements	Au moins un vertex primaire associé à au moins 3 traces, événements inclus dans la <i>Good Run List</i> .		
Photons	Au moins deux photons avec : $p_T > 30 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 1,37$ ou $1,52 <  \eta  < 2,37$ , Identification <i>loose</i> .	Au moins un photon avec : $p_T > 30 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 1,37$ ou $1,52 <  \eta  < 2,37$ , Identification <i>loose</i> .	Au moins un photon avec : $p_T > 40 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 1,37$ ou $1,52 <  \eta  < 2,37$ , Identification <i>loose</i> .
Jets		Au moins un jet avec : $p_T > 30 \text{ GeV}$ , passe la procédure de nettoyage des jets, n'est pas associé au photon le plus énergétique.	
$E_T$ manquante	$\frac{E_T^{\text{miss}}}{\sqrt{\sum E_T}} < 3,0$		$E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$ $ p_{T,\gamma} - E_T^{\text{miss}}  < 20 \text{ GeV}$
Critères géométriques	$\Delta\phi(\gamma_L, \gamma_{SL}) > 3,0$	$\Delta\phi(\gamma_L, \text{jet}_L) > 3,0$	$\Delta\phi(\gamma_L, E_T^{\text{miss}}) > 3,0$ $\Delta\phi(\text{jet}_L, E_T^{\text{miss}}) > 2,0$
Masse transverse			$m_T > 120 \text{ GeV}$
Pointage z	$ z  < 400 \text{ mm}$		
Conversion	$\gamma_L$ est non-converti		

Tableau 6.1 – Sommaire des critères de sélection utilisés pour définir les trois régions de contrôle. Les indices  $L$  et  $SL$  se réfèrent respectivement au photon le plus énergétique (*leading*) et au second plus énergétique (*subleading*).

### 6.2.1 Échantillon $\gamma\gamma$

L'échantillon  $\gamma\gamma$  contient des événements composés de deux objets, photons ou faux-photons provenant de jets, et correspondant majoritairement à des événements réels et de bonne qualité (contrairement aux événements dus au bruit électronique). Dans les paragraphes suivants, le photon avec l'énergie transverse la plus élevée sera nommé premier photon (« L » pour *leading* dans les notations), et l'autre photon sera nommé second photon (« SL » dans les notations). Pour être sélectionnés dans l'échantillon, les deux photons doivent satisfaire plusieurs sélections, dont la première est une identification *loose* (cf. 5.3). Le but premier de cette analyse étant d'identifier les cellules bruyantes, la discrimination entre les photons et les faux-photons provenant de jets mal-identifiés est secondaire. Cette sélection « lâche » est donc suffisante pour constituer notre échantillon. Ces photons doivent ensuite satisfaire les coupures définies dans le Tableau 6.1. Ils doivent également être émis dos-à-dos dans le plan transverse ( $\Delta\phi(\gamma_L, \gamma_{SL}) > 3,0$ ). Les distributions visibles sur la Figure 6.2 représentent différentes distributions cinématiques. La Figure 6.2a montre la somme scalaire des énergies transverses des deux photons. Cette somme est centrée en zéro, comme attendu pour l'échantillon  $\gamma\gamma$ . La Figure 6.2b montre la somme vectorielle de ces énergies transverses. Elle est piquée à 5 GeV, ce qui montre également que les deux photons d'un même événement ont des énergies proches. La Figure 6.2c montre la distribution de l'énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) de l'événement. Les événements de l'échantillon  $\gamma\gamma$  ont une énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) relativement faible. En effet la majorité des événements ont une  $E_T^{\text{miss}}$  en dessous de 60 GeV et la distribution présente un maximum autour de 15 GeV. Cette valeur non nulle de la  $E_T^{\text{miss}}$  est attendue et est principalement due à la méthode de reconstruction et de l'incertitude de mesure sur l'énergie des particules. Finalement, la Figure 6.2d montre une bonne homogénéité selon  $\phi$  des photons *leading* dans le plan  $\eta$ - $\phi$ . On peut également remarquer sur ce dernier graphique, des tranches en pseudorapidité  $|\eta|$  présentant des nombres de photons bien différents. Ces zones correspondent aux intervalles en  $|\eta|$  utilisés dans l'identification *loose* des photons et présentant ainsi des variations sur les coupures d'identification menant à des efficacités de sélections différentes. Les critères d'identification variant d'une zone à l'autre Au total, cet échantillon contient 1 583 759 événements.

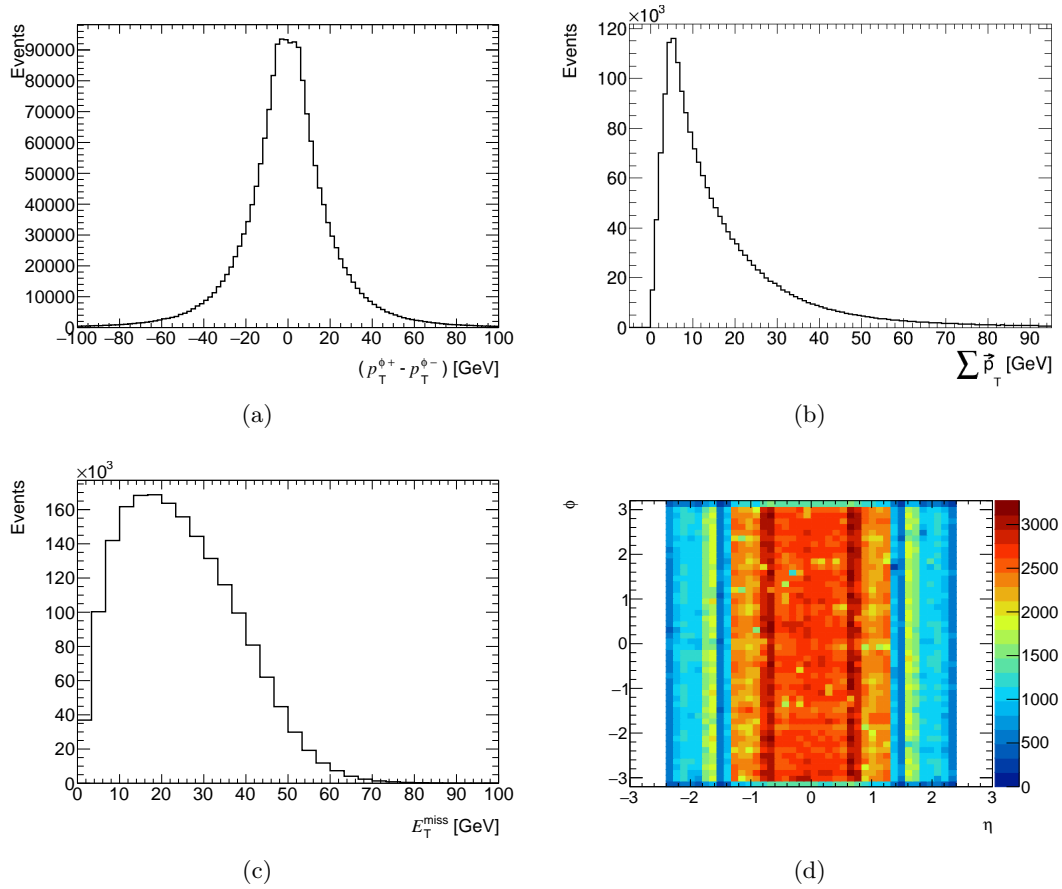


FIGURE 6.2 – Distributions d'observables cinématiques choisies de l'échantillon  $\gamma\gamma$  : (a) montre la différence d'impulsion transverse entre le photon dans la partie positive du calorimètre électromagnétique ( $\eta \geq 0$ ) et le deuxième photon de la paire dans la partie négative ( $\eta < 0$ ) du calorimètre électromagnétique. (b) montre la somme vectorielle de l'impulsion transverse  $\vec{p}_T$  des deux candidats photons sélectionnés. (c) montre l'énergie transverse manquante de l'événement  $E_T^{\text{miss}}$ . (d) montre la distribution en  $\eta - \phi$  de la position du photon le plus énergétique dans le calorimètre.

### 6.2.2 Échantillon $\gamma$ -jet

L'échantillon gamma-jet contient en majorité des événements combinant un photon et un jet, et est enrichi en bons photons. Le photon doit satisfaire les mêmes critères que pour l'échantillon  $\gamma\gamma$ . Le jet doit, lui, satisfaire la procédure de nettoyage des jets (*JetCleaning*), ainsi que le niveau d'identification des jets le plus « lâche » (*BadLoose*) utilisé dans les analyses ATLAS. Il doit également avoir une impulsion transverse supérieure à 30 GeV et ne doit pas être associé au photon sélectionné, c'est-à-dire être reconstruit à partir du même dépôt d'énergie. Afin de sélectionner les événements dans lesquels le photon et le jet sont émis dos-à-dos, le photon et le jet doivent satisfaire une condition sur l'angle d'émission entre les deux particules ( $|\phi(\gamma_L) - \phi(\text{jet})| > 3,0$ ). Les distributions des variables cinématiques de l'échantillon sont visibles sur la Figure 6.3. La Figure 6.3a montre que le jet et le photon ont des impulsions transverses  $p_T$  bien réparties entre les régions  $\phi_+$  et  $\phi_-$  du calorimètre. La Figure 6.3b montre l'écart entre les moments transverses du photon et du jet. On peut à nouveau voir qu'il y a une bonne répartition de l'impulsion entre les deux particules. Figure 6.3c montre la distribution de l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  de l'échantillon présentant un pic à 20 GeV. L'échantillon  $\gamma$ -jet contient des événements avec des  $E_T^{\text{miss}}$  faibles inférieure à 80 GeV. L'incertitude de mesure sur les énergies des jets étant supérieure à l'incertitude de mesure des énergies des photons, l'énergie transverse manquante est en moyenne plus élevée dans l'échantillon  $\gamma$ -jet que dans l'échantillon  $\gamma\gamma$ . Enfin, la figure 6.3d montre qu'il existe une bonne homogénéité en  $\phi$  dans tout le calorimètre. Au total, cet échantillon contient 6 068 350 événements.



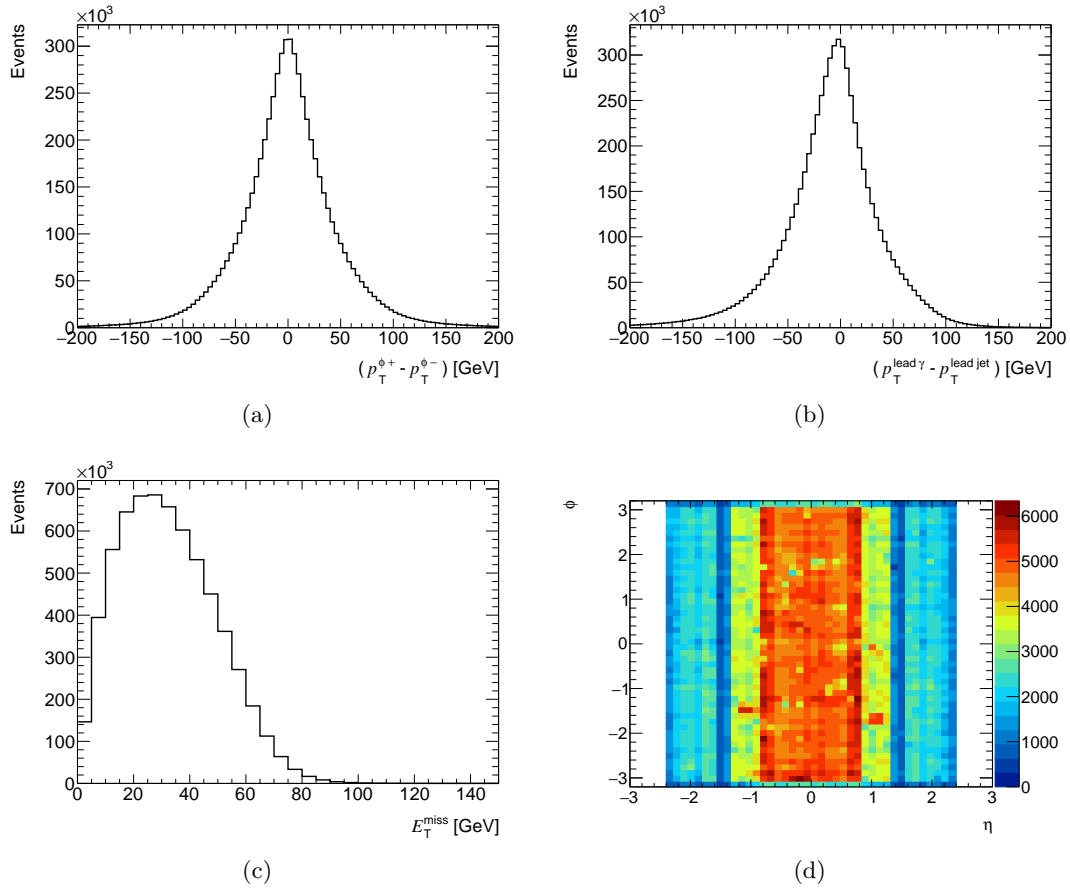


FIGURE 6.3 – Distributions d'observables cinématiques choisies de l'échantillon  $\gamma$ -jet : (a) montre la différence d'impulsion transverse  $p_T$  entre la particule de la paire sélectionnée se trouvant dans la partie positive ( $\eta \geq 0$ ) du calorimètre EM et la seconde dans la partie négative ( $\eta < 0$ ) du calorimètre EM. (b) montre la somme vectorielle de l'impulsion transverse  $p_T^{\vec{}}$  du photon et du jet sélectionné. (c) montre l'énergie transverse manquante de l'événement  $E_T^{\text{miss}}$ . (d) montre la distribution en  $\eta - \phi$  de la position du photon le plus énergétique dans le calorimètre électromagnétique.

### 6.2.3 Échantillon $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$

L'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  contient des événements contenant au moins un photon et une énergie transverse manquante importante. Cet échantillon est enrichi en événements non-physiques. Une cellule bruyante peut parfois créer un *cluster* qui ne sera pas compensé par la reconstruction d'un objet à l'autre bout du calorimètre EM, donnant donc une énergie transverse manquante importante au sein de l'événement. Le photon doit satisfaire une identification *loose*. Il doit avoir une impulsion transverse d'au moins 40 GeV, se trouver dans la région de précision du calorimètre EM, et être émis dos-à-dos avec l'énergie manquante dans le plan transverse ( $|\phi(\gamma_L) - \phi(E_T^{\text{miss}})| > 2,0$ ). Les distributions des variables cinématiques de l'échantillon sont visibles sur la Figure 6.4. La Figure 6.4a montre la séparation angulaire entre l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  et le jet le plus proche de sa direction. Deux pics, l'un proche de 0 et l'autre proche de  $\pi$ , sont visibles. Le pic à 0 correspond aux événements où l'énergie transverse manquante est due, en majeure partie, à une mauvaise mesure de l'énergie transverse du jet le plus proche. Le second pic, proche de  $\pi$ , est dû à un jet reconstruit à partir du même dépôt d'énergie que le photon. La zone hachurée en rouge correspond à la zone rejetée par la coupure sur l'angle entre le photon et l' $E_T^{\text{miss}}$ . La Figure 6.4b montre la différence entre le moment transverse du photon et l' $E_T^{\text{miss}}$ . Puisque l'on s'attend à ce que l'énergie d'une cellule bruyante et l'énergie manquante  $E_T^{\text{miss}}$  se compensent, une coupure sur cette différence est également utilisée et représentée par la zone hachurée en rouge. La Figure 6.4c montre la distribution en  $E_T^{\text{miss}}$  de l'échantillon. On peut voir que les événements sélectionnés ont une énergie transverse manquante supérieure aux deux échantillons précédents ( $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV dans la plupart des événements). Enfin, la figure 6.4d montre plusieurs points chauds dans la distribution bidimensionnelle en  $\eta$  et  $\phi$  de la position des photons, traduisant une grande accumulation d'événements à des positions très précises du calorimètre EM. Une coupure supplémentaire a été appliquée sur la masse transverse de l'événement, définie de la manière suivante :

$$m_T = \sqrt{2 p_{T\gamma} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos(\Delta\phi(\gamma, E_T^{\text{miss}}))} > 120 \text{ GeV}. \quad (6.1)$$

Cette coupure permet d'éviter la contamination de l'échantillon par les événements correspondants à la désintégration d'un boson  $W$  ( $W \rightarrow e \nu_e$ ) caractérisée par une masse transverse proche de 80 GeV. Elle permet également d'éviter la contamination par les événements correspondants à la désintégration d'un boson  $Z$  accompagné d'un photon ( $Z(\rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \gamma$ ). Au total, cet échantillon contient 8321 événements.

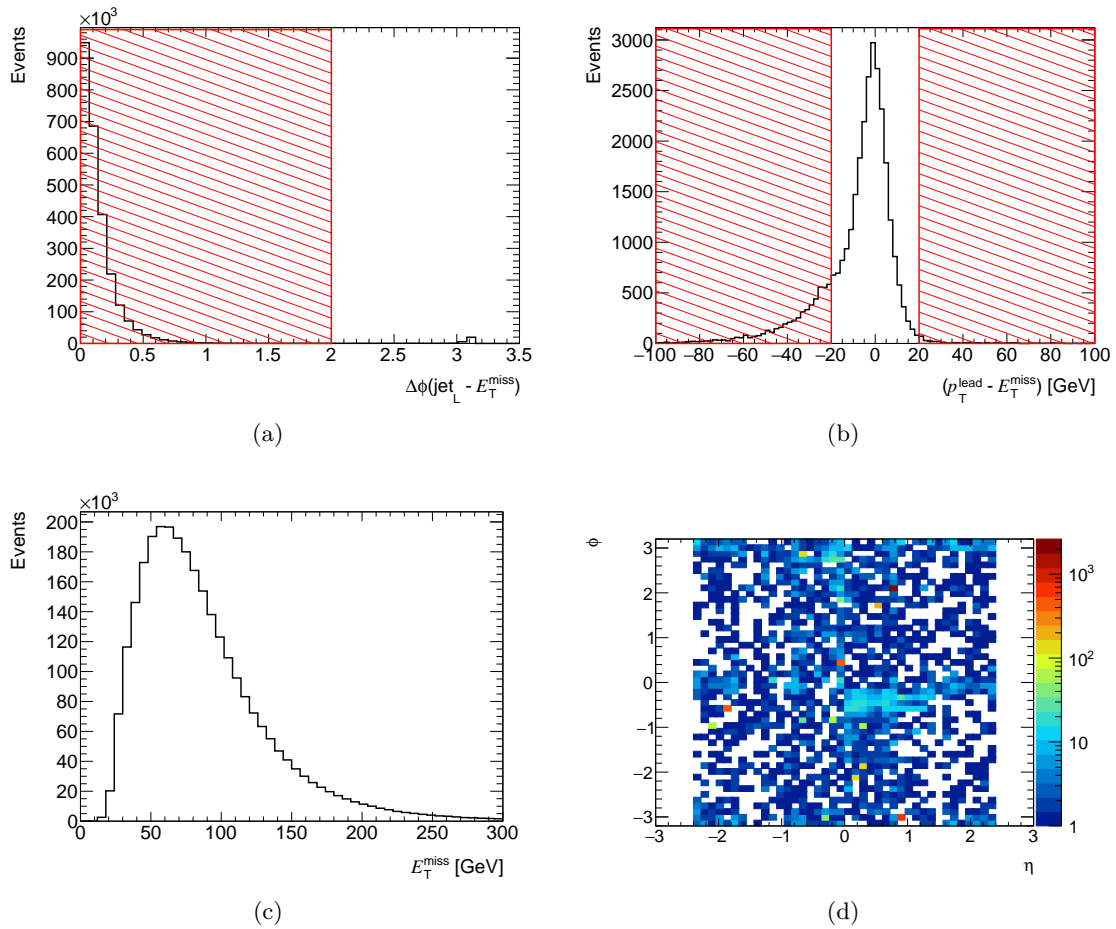


FIGURE 6.4 – Distributions d’observables cinématiques choisies de l’échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  : (a) montre la séparation angulaire entre l’énergie transverse manquante de l’événement  $E_T^{\text{miss}}$  et le jet le plus proche. (b) montre la différence entre l’impulsion transverse du photon sélectionné et la  $E_T^{\text{miss}}$ . Dans les figures (a) et (b) les zones hachurées en rouge représentent des régions supprimées par les sélections. (c) montre l’énergie transverse manquante de l’événement  $E_T^{\text{miss}}$ . (d) montre la distribution en  $\eta - \phi$  de la position du photon le plus énergétique dans le calorimètre électromagnétique.

### 6.3 Nettoyage des photons

#### Variables discriminantes

Afin de détecter des cellules du calorimètre sporadiquement bruyantes qui auraient été identifiées comme des photons dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ , nous devons appliquer différentes coupures. Ces coupures seront également utilisées pour rejeter des événements dans les échantillons  $\gamma\gamma$  et  $\gamma$ -jet.

La première variable utilisée, appelée *LArCleaning*, est définie de la manière suivante :

$$LArCleaning = \frac{\sum_{cells} [E_{cell}(Q_{cell} > 4000)]}{\sum_{cells} E_{cell}}, \quad (6.2)$$

où la somme s'effectue sur l'ensemble des cellules du *cluster* électromagnétique et où  $Q_{cell}$  correspond au facteur de qualité de la cellule (cf. 4.2.3). Seules les énergies des cellules ayant un facteur de qualité supérieur à 4000 sont prises en compte. Cette variable discriminante utilise ainsi le facteur de qualité des cellules dont le signal ne semble pas correspondre à la réponse du passage d'une particule dans le calorimètre. On calcule ensuite la fraction de l'énergie de ces cellules par rapport à l'énergie totale du *cluster*. Une valeur de *LArCleaning* supérieure à 0,8 signifie que l'énergie du *cluster* est composée, en grande partie, d'énergie provenant de cellules de mauvaise qualité, ce qui peut être dû à une cellule bruyante par exemple. La seconde variable utilisée est le temps du *cluster*. En effet, une cellule bruyante ne s'allumera pas nécessairement en coïncidence avec une collision, ce qui nous fournit une bonne variable discriminante pour identifier les cellules bruyantes en décalage temporel avec les collisions. La troisième variable discriminante,  $r_\eta$ , caractérise la forme du *cluster* électromagnétique. Elle est utilisée pour identifier les *clusters* provenant de faux photons, et qui présentent donc des dépôts d'énergie plus étroits que les *clusters* créés par de vrais photon. Elle est définie de la manière suivante :

$$r_\eta = \frac{E_{cells,3 \times 7}}{E_{cells,7 \times 7}}. \quad (6.3)$$

avec  $E_{cells,a \times b}$  la somme des énergies des cellules se trouvant dans une fenêtre de taille  $a \times b$  en  $\eta \times \phi$ .

La quatrième variable discriminante,  $f_1$ , est utilisée pour identifier les cellules bruyantes dans le premier compartiment du calorimètre EM. Elle représente la fraction de l'énergie de la partie du *cluster* au niveau du premier compartiment du calorimètre EM, sur l'énergie totale du *cluster* :

$$f_1 = \frac{E_{layer 1}}{E_{cluster}}. \quad (6.4)$$

Généralement, une cellule bruyante emporte la majorité de l'énergie du *cluster*, ce qui donne une valeur de  $f_1$  bien plus élevée que la moyenne si celle-ci se trouve dans le premier compartiment du calorimètre EM. Enfin, une cinquième variable discriminante  $R_{cell}$  est définie comme le rapport entre énergie déposée dans la cellule la plus énergétique du *cluster*

et l'énergie totale du *cluster* :

$$R_{cell} = \frac{E_{max}}{E_{cluster}}. \quad (6.5)$$

Pour l'analyse des données du Run1 [81], seules les variables *LArCleaning*,  $r_\eta$  et le temps du *cluster* étaient utilisées, en plus d'une variable  $r_\phi$  définie de la manière suivante :

$$r_\phi = \frac{E_{cells,7 \times 3}}{E_{cells,7 \times 7}}. \quad (6.6)$$

### Sélection des mauvais candidats photon

Pour la procédure présentée ici, et utilisée pour l'analyse des données du Run2, la variable  $r_\phi$  a été retirée et les variables  $f_1$  et  $R_{cell}$  ont été ajoutées. Les distributions de ces variables dans les trois échantillons de contrôle sont présentées dans la Figure 6.5, où l'on peut observer des différences importantes entre les échantillons. Ces différences seront utilisées pour discriminer les mauvais candidats photon et ainsi pouvoir les identifier dans toutes les analyses ATLAS. La Figure 6.6 montre les distributions bidimensionnelles des variables  $f_1$ ,  $r_\eta$  et le temps du *cluster* en fonction de *LArCleaning*. La zone hachurée en rouge indique les régions où le photon est considéré comme mal identifié. Ces faux photons doivent être retirés de l'analyse à l'aide de la procédure de nettoyage. Pour que les événements puissent être retirés des échantillons, le photon le plus énergétique de chaque événement doit respecter au moins l'une des deux conditions suivantes :

- $R_{cell} > 0,8$ ,
- $LArCleaning > 0,8$ .

Si seul la condition sur la variable *LarCleaning* est respectée alors les photons doivent satisfaire au moins l'une de ces trois conditions supplémentaires suivantes :

- $r_\eta > 0,98$ ,
- $f_1 > 0,4$ ,
- $|t| > 10 \text{ ns}$ .

### Observations

On peut observer, Figure 6.7, la carte en  $\eta$ - $\phi$  de la position des photons des événements restant dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  quand les critères de nettoyage des photons ont été appliqués. La première observation est la disparition de positions concentrant un grand nombre d'événements qui témoignaient de cellules sporadiques non identifiées (cf. Figure 6.4d). Sur cette même carte, on observe des concentrations de photons autour de certaines positions à haute pseudorapidité et autour des valeurs de  $\phi = 0$  et  $\phi = \pi$ . Or, on s'attend à ce que cette distribution soit homogène en  $\phi$ . Une concentration non-négligeable des événements de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  restants, autour de ces valeurs de  $\phi$ , sont caractéristiques d'une contamination d'événements, appelés *Beam Induced Backgrounds* (BIB) que l'on souhaite éliminer avant de pouvoir valider la procédure de nettoyage de photons. La prochaine section introduit une procédure visant la suppression de la contamination des BIB dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ .

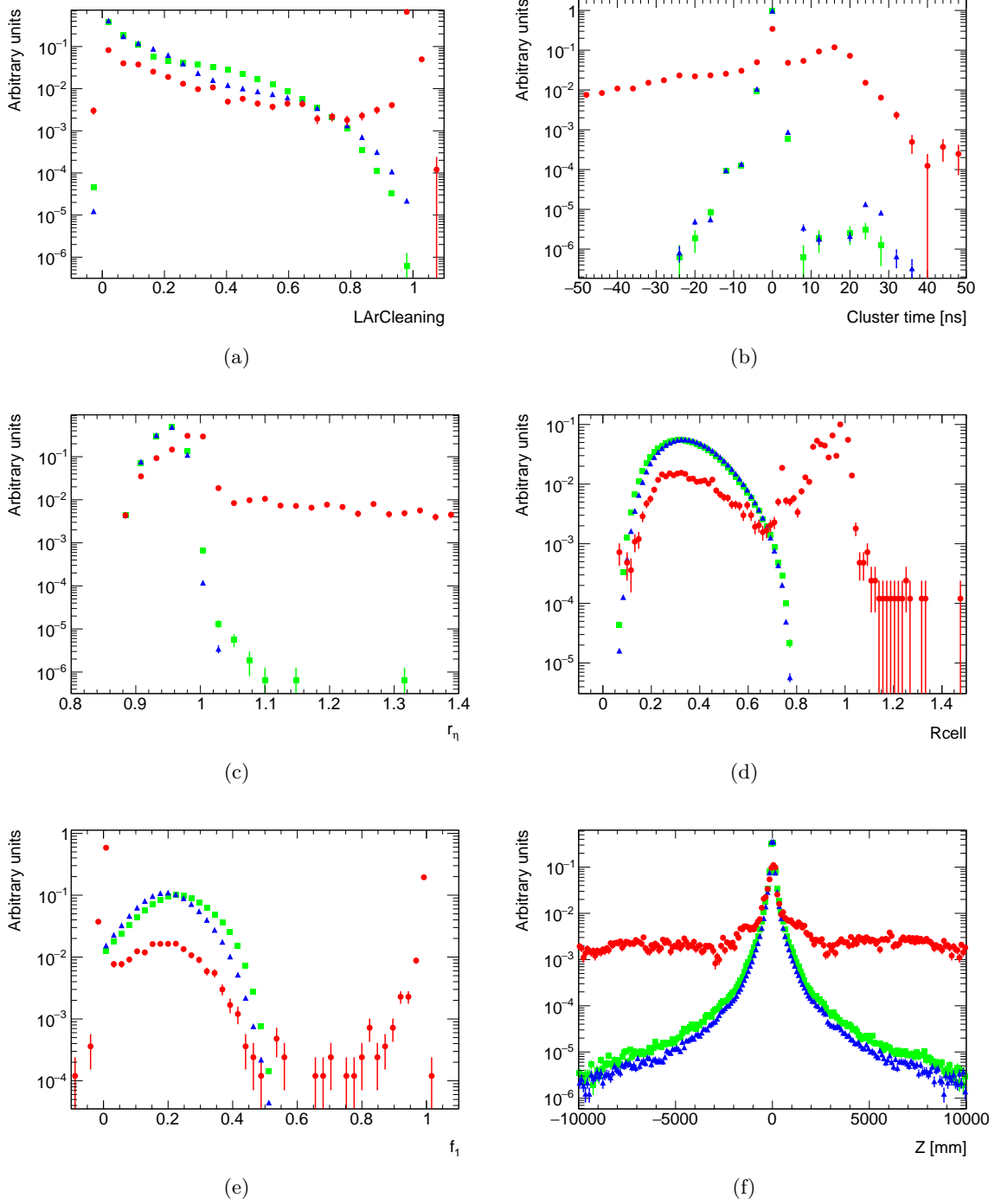


FIGURE 6.5 – Distributions des différentes variables discriminantes utilisées dans l'analyse de nettoyage des photons en vert pour l'échantillon  $\gamma\gamma$ , en bleu pour l'échantillon  $\gamma$ -jet et en rouge pour l'échantillon  $\gamma-E_T^{miss}$ . Chaque distribution est normalisée à l'unité pour comparaison. (a) montre la distribution de  $LArCleaning$ , (b) montre la distribution de temps du *cluster*, (c) montre la distribution de  $r_\eta$ , (d) montre la distribution de  $R_{cell}$ , (e) montre la distribution de  $f_1$  et (f) montre la distribution de  $z$ .

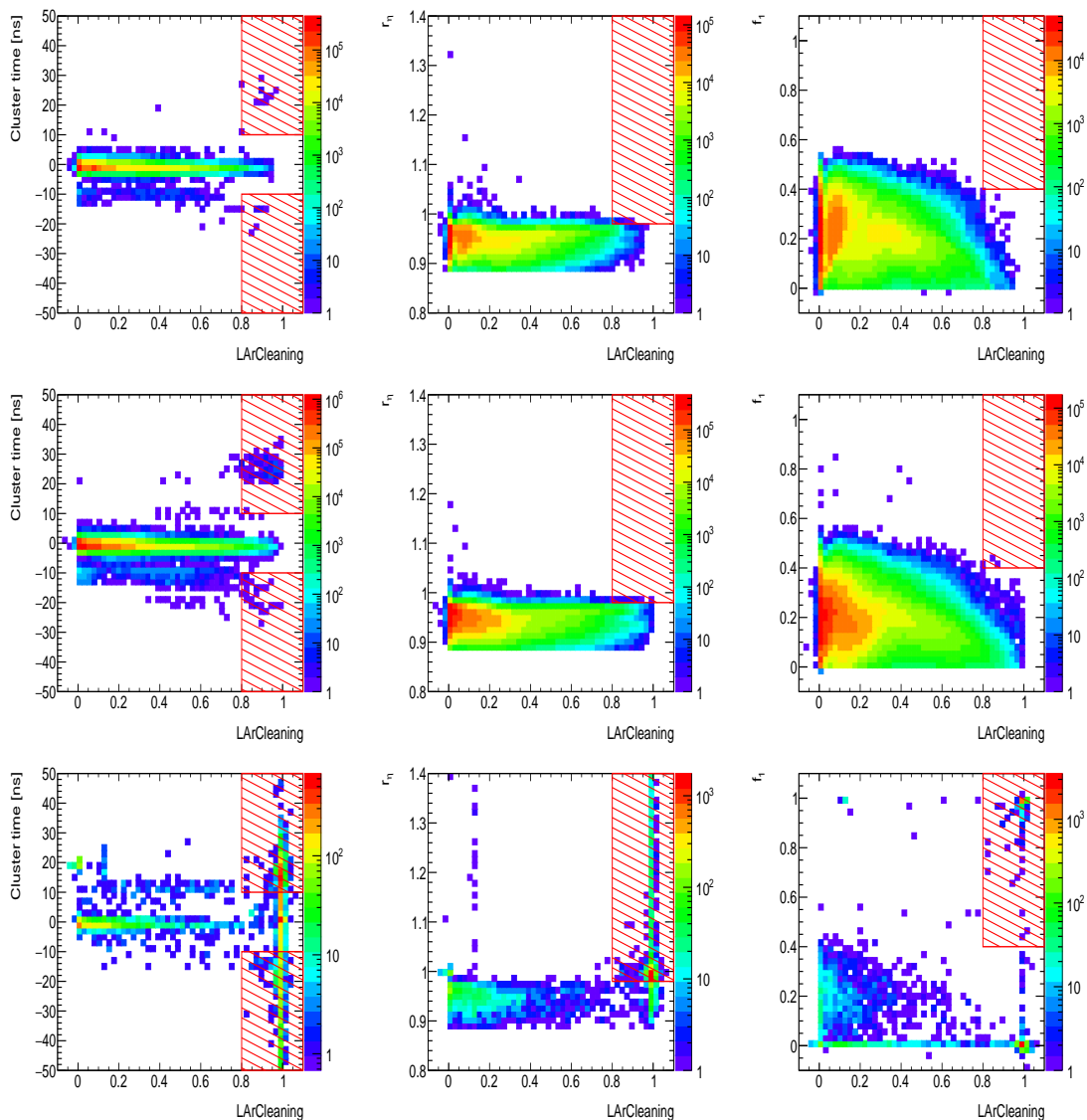


FIGURE 6.6 – Distributions bidimensionnelles des différentes variables utilisées dans la procédure de nettoyage des photons. La zone hachurée en rouge indique les régions où la procédure de nettoyage des photons enlève les événements. La première colonne montre la distribution du temps du *cluster* en fonction de la variable *LArCleaning* pour l'échantillon  $\gamma\gamma$  (haut), l'échantillon  $\gamma$ -jet (milieu) et l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  (bas). La colonne du milieu montre cette fois-ci la distribution de la variable  $r_\eta$  en fonction de la variable *LArCleaning*, et la dernière colonne la distribution de la variable  $f_1$  en fonction de la variable *LArCleaning*. On peut observer une accumulation d'événements hors-temps (autours de 25 ns) dans l'échantillon  $\gamma$ -jet et dans une moindre mesure  $\gamma\gamma$ . Ces événements proviennent notamment d'une contamination des candidats photon du croisement des faisceaux suivant.

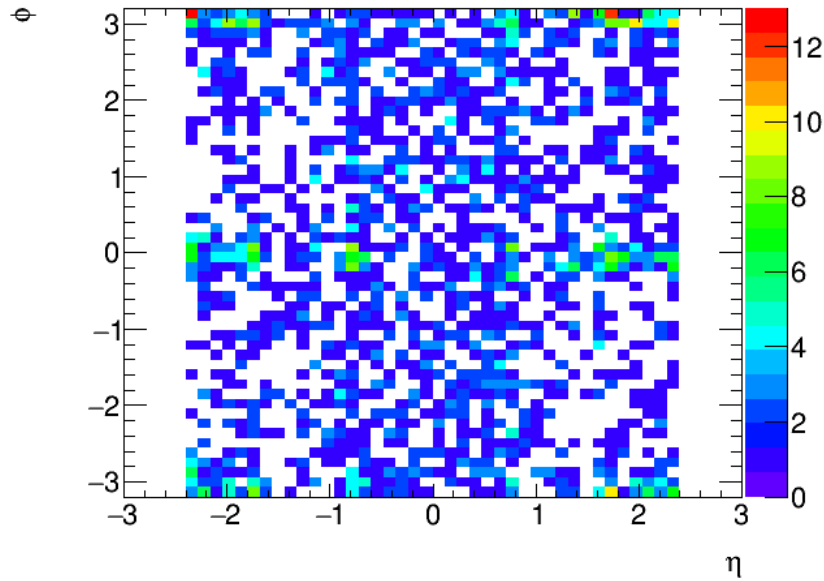


FIGURE 6.7 – Distribution bidimensionnelle représentant la position des candidats photon de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  dans le calorimètre EM ayant passé la procédure de nettoyage des photons.

## 6.4 Bruit de fond BIB

### Présentation des BIB

Les BIB [82] sont des particules émises par les faisceaux loin du centre de collision et possédant un angle d'émission faible par rapport à l'axe des faisceaux. Des procédures ont été développées pendant le Run1 d'ATLAS dans le but de les écarter des analyses physiques. Un mot, le *Background word* (similaire à l'*Object Quality word* présenté dans la partie 6.1) est associé à chaque dépôt d'énergie pendant le traitement de données et permet de savoir si les particules des données collectées par ATLAS ont été classées comme BIB par ces procédures. On comparera, dans ce paragraphe, une des procédures standard de nettoyage ATLAS, appelé *One-sided method* (utilisant la position du vertex de collision et le temps du *cluster*) avec une nouvelle procédure introduite pour cette analyse.

### Procédure de suppression des BIB

On pourrait penser qu'il suffit, pour enlever ces candidats photon dus aux BIB, de ne pas sélectionner les photons provenant d'une position longitudinale (estimée par extrapolation) trop éloignée du centre de collision. La Figure 6.5f montre en effet une distribution de  $z$  de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  très différente des deux autres et le critère  $|z| < 400$  mm exigé pendant la sélection des échantillons permet de réduire cette contamination sans pour autant rejeter trop d'événements dans les échantillons signaux. Néanmoins, on peut remarquer, sur ce même graphique, une contribution constante des événements selon  $z$ , laissant apparaître une contamination de l'échantillon par les BIB à toute valeur de  $z$ .



Afin de retirer la contamination par les BIB de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ , des critères basés exclusivement sur les dépôts d'énergie des candidats photon ont été introduits. On appellera donc par la suite cette procédure *EM cluster method*. Un événement est rejeté par cette procédure (*ie* le photon est alors catalogué comme un BIB) si le candidat photon sélectionné d'un événement de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  respecte les conditions suivantes :

- $f_1 < 0,008$ , avec  $f_1$  la fraction de l'énergie du *cluster* dans le premier compartiment du calorimètre EM sur l'énergie totale du dépôt d'énergie dans le calorimètre EM.
- $E_{\text{ratio}} < 0,4$ , avec  $E_{\text{ratio}}$  la différence d'énergie relative entre les deux cellules les plus énergétiques.

Les distributions des événements de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  pour ces deux variables en fonction de  $z$  sont représentées sur la Figure 6.8. Le critère portant sur la variable  $f_1$  est fortement discriminant pour sélectionner les BIB dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  et il rejette également beaucoup d'événements des échantillons signaux  $\gamma\gamma$  et  $\gamma$ -jet. Un critère supplémentaire sur  $E_{\text{ratio}}$  a donc été ajouté afin de diminuer le nombre d'événements rejetés dans les échantillons signaux. On peut introduire le taux d'efficacité, c'est à dire le taux d'élimination des événements dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ , et le taux de réjection qui est le taux d'élimination des événements dans les échantillons  $\gamma\gamma$  et  $\gamma$ -jet. Naturellement, on recherche le taux de réjection le plus bas possible et le taux d'efficacité le plus élevé possible et de telle sorte à avoir une homogénéité dans la distribution selon  $\phi$  après l'application de la procédure de nettoyage de photons sur l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ . Le Tableau 6.2 représente ces taux pour différentes procédures de suppression des candidats BIB.

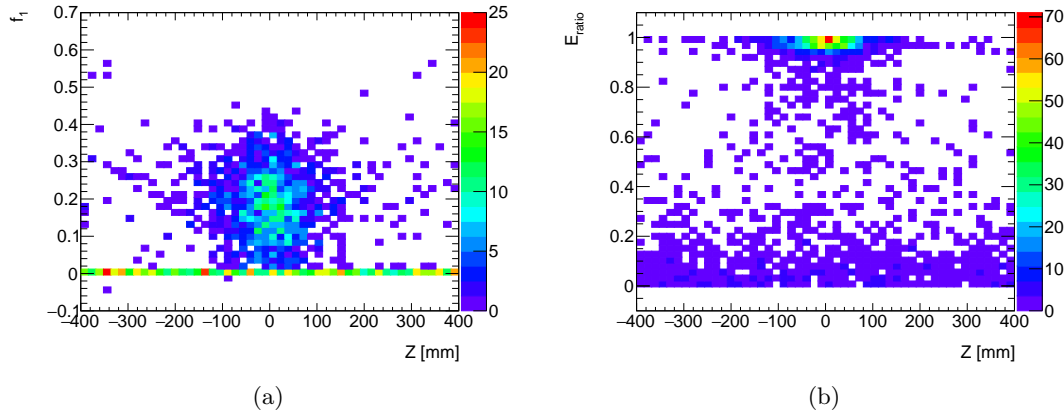


FIGURE 6.8 – Distribution de la variable  $f_1$  (a) et de la variable  $E_{\text{ratio}}$  (b) en fonction de  $z$  pour les photons de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ . On observe clairement une distribution quasi homogène selon  $z$  des événements pour  $f_1 < 0,008$  et  $E_{\text{ratio}} < 0,4$ .

## Résultats

La Figure 6.9a permet de valider la procédure de suppression des BIB (*EM cluster method*) car on retrouve l'inhomogénéité caractéristique des BIB dans la distribution de la position dans le détecteur des événements rejetés par la procédure. On observe,

Procédure	<i>EM cluster method</i>	<i>One-sided method</i>	$f_1 < 0.008$
$\gamma\gamma$	4047 (0, 26%)	130627 (8, 2%)	6779 (0, 43%)
$\gamma$ -jet	16576 (0, 27%)	610737 (10, 1%)	30824 (0, 51%)
$\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ (avant nettoyage des photons)	3515 (42, 2%)	384 (4, 6%)	3908 (47, 0%)
$\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ (après nettoyage des photons)	665 (31, 5%)	325 (15, 4%)	729 (34, 6%)

Tableau 6.2 – Nombre d'événements rejetés par différentes procédures de suppression des BIB. Les chiffres entre parenthèses indiquent le taux d'efficacité (ou le taux de rejection pour les échantillons  $\gamma\gamma$  ou  $\gamma$ -jet). La procédure de suppression est appliquée à l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  avant et après la procédure de nettoyage des photons. La colonne  $f_1 < 0,008$  indique une procédure similaire à *EM cluster method* avec le critère sur la variable discriminante  $E_{\text{ratio}}$  relâché. On observe alors un point de fonctionnement différent de la procédure *EM cluster method* avec une efficacité plus élevée pour l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ , mais également un taux de réjection bien plus élevé pour les échantillons  $\gamma\gamma$  et  $\gamma$ -jet.

sur la Figure 6.9b, la distribution spatiale des événements de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  après la procédure de suppression des BIB mais aussi après le nettoyage des photons. On ne distingue alors plus de points de concentration, ni d'inhomogénéité selon  $\phi$ . Le Tableau 6.3 donne le taux d'efficacité (ou le taux de rejection) de la procédure de nettoyage des photons après avoir réduit la contamination des BIB.

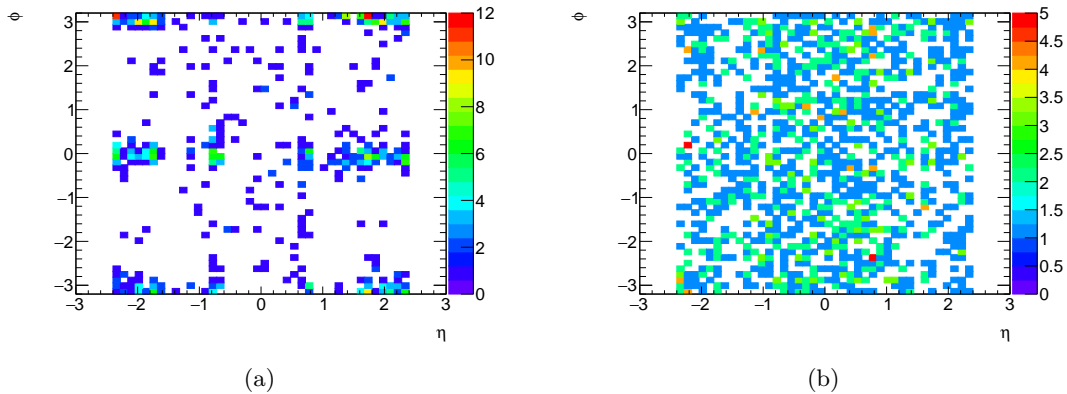


FIGURE 6.9 – Distribution bidimensionnelle représentant la position des candidats photon de l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  dans le calorimètre EM après la procédure de nettoyage des photons et : (a) en ne gardant que les événements rejetés par la procédure de suppression des BIB, (b) en gardant les événements ayant passés la procédure de nettoyage des BIB.

## 6.5 Conclusion

La procédure de nettoyage des photons combine différents types d'information, tel que la variable *LArCleaning*, la forme du *cluster* des candidats photon avec la variable  $r_\eta$ , le temps du *cluster*, la fraction de l'énergie dans le premier compartiment du calorimètre EM

Echantillon	$\gamma\gamma$	$\gamma$ -jet	$\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$
Nombre d'événements presélectionnés	1 579 712	6 051 774	4 806
Nombre d'événements rejetés par le nettoyage des photons	31	177	3 362
Taux de réjection	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	0,70

Tableau 6.3 – Le nombre d'événements pré-sélectionnés par échantillon et le nombre d'événement ayant passé la procédure de nettoyage des photons.

$f_1$  et enfin la fraction d'énergie dans la cellule la plus énergétique  $R_{cell}$  du *cluster*.

Grâce à toutes ces variables discriminantes, la procédure de nettoyage des photons est efficace (au moins 70%) pour éliminer les photons mal identifiés et trouver des cellules bruyantes non masquées par la *calibration loop*. Elle laisse également presque intacts les échantillons enrichis de vrais photons (taux de rejet autour de  $2,10^{-3}\%$  pour les échantillons  $\gamma\gamma$  et  $\gamma$ -jet). La procédure de nettoyage des photons du Run2 d'ATLAS change légèrement par rapport à la procédure du Run1. En effet, la suppression du critère sur  $r_\phi$  est justifiée par le fait qu'elle ne permet pas de supprimer des événements supplémentaires dans l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$ . Les coupures sur  $f_1$  et  $R_{cell}$  ont été ajoutées car elles permettent de détecter plus d'événements dus aux cellules bruyantes sans augmenter pour autant le taux de rejet des bons échantillons. Finalement, le critère sur  $R_{cell}$ , qui n'est pas associé à la variable *LArCleaning*, fournit une coupe complémentaire qui ne dépend pas de la qualité des cellules.

Certains critères de la procédure de nettoyage des photons ou de la procédure de suppression des événements BIB qui contaminent l'échantillon  $\gamma$ - $E_T^{\text{miss}}$  introduit dans la section 6.4 peuvent encore être améliorés. On pourrait essayer de trouver de meilleurs critères à appliquer pour rejeter plus de faux photons, tel qu'un critère sur la valeur ADC de la cellule du *cluster* la plus énergétique. Pour éviter la contamination par la collision suivante dans le détecteur et diminuer le taux de rejet de l'échantillon  $\gamma$ -jet, on pourrait tenter de remplacer le temps du *cluster* par le temps de chaque cellule du *cluster* pondérée par son énergie. Cette procédure de nettoyage des photons est appliquée par toutes les analyses physique d'ATLAS dont les états finals étudiés possèdent des photons (le critère sur le temps du *cluster* peut être enlevé pour les analyses étudiant des photons retardés issu d'un vertex déplacé) à partir des données collectés en 2015. De plus, elle a donné lieu à la rédaction d'une note interne dont je suis l'unique auteur [83].



# Troisième partie

## Analyse des données et interprétations

---

<b>7</b>	<b>Échantillons Monte-Carlo</b>	<b>89</b>
7.1	Simulations Monte-Carlo des événements diphotons au LHC . . . . .	89
7.2	Échantillons Monte-Carlo des événements du MS . . . . .	90
7.3	Échantillons Monte-Carlo des modèles résonants . . . . .	91
7.3.1	Liste des échantillons . . . . .	91
7.3.2	Modélisation du signal . . . . .	92
7.4	Échantillons Monte-Carlo du signal ADD . . . . .	93
7.5	Évaluation de l'efficacité . . . . .	95
<b>8</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>99</b>
8.1	Stratégie de l'analyse . . . . .	99
8.2	Sélection des événements diphotons . . . . .	100
8.3	Estimation du bruit de fond . . . . .	104
8.3.1	Estimation du bruit de fond irréductible . . . . .	105
8.3.2	Estimation du bruit de fond réductible . . . . .	109
8.3.3	Composition du bruit de fond . . . . .	114
8.3.4	Combinaison des estimations pour les différentes composantes du bruit de fond . . . . .	121
8.3.5	Incertitudes systématiques . . . . .	123
8.3.6	Résultats . . . . .	125
8.4	Méthode alternative à l'estimation du bruit de fond total . . . . .	127
<b>9</b>	<b>Résultats</b>	<b>129</b>
9.1	Recherche d'un signal résonant . . . . .	130
9.1.1	Résultats de l'analyse spin-0 . . . . .	133
9.1.2	Résultats des analyses spin-2 . . . . .	134
9.1.3	Résumé des résultats . . . . .	139
9.2	Recherche d'un signal non résonant du modèle ADD . . . . .	140

**10 Conclusion****145**

---

## Sommaire

<b>7.1</b>	<b>Simulations Monte-Carlo des événements diphotons au LHC . . .</b>	<b>89</b>
<b>7.2</b>	<b>Échantillons Monte-Carlo des événements du MS . . . . .</b>	<b>90</b>
<b>7.3</b>	<b>Échantillons Monte-Carlo des modèles résonants . . . . .</b>	<b>91</b>
7.3.1	Liste des échantillons . . . . .	91
7.3.2	Modélisation du signal . . . . .	92
<b>7.4</b>	<b>Échantillons Monte-Carlo du signal ADD . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>7.5</b>	<b>Évaluation de l'efficacité . . . . .</b>	<b>95</b>

Les échantillons Monte-Carlo (MC) sont constitués d'événements simulés par méthode Monte-Carlo [84] qui consiste à prédire des résultats grâce aux comportements probabilistes de la théorie quantique des champs. En effet, ces algorithmes permettent de générer des collisions proton-proton et d'obtenir un certain état final selon les probabilités de son occurrence. Ainsi un grand nombre de simulations est nécessaire, afin de reproduire les distributions des différentes observables, y compris dans des domaines peu probables de l'espace des phases. Ces échantillons sont alors utilisés dans la plupart des analyses de physique des particules comme prédiction ou bien comme comparaison aux données.

Au sein de l'analyse décrite dans ce manuscrit, les échantillons sont utilisés à plusieurs reprises : estimation d'une partie du bruit de fond du Modèle Standard correspondant à des événements diphotons réels, mais aussi modélisation des distributions de masse invariante obtenues dans les différents modèles théoriques au delà du Modèle Standard étudiés (Higgs lourd, graviton dans le modèle RS1 ou ADD). Ce chapitre donne la liste de ces échantillons MC et décrit leur modélisation.

## 7.1 Simulations Monte-Carlo des événements diphotons au LHC

Les programmes Monte-Carlo se séparent en différentes sous-parties lors de la simulation de la collision. La première d'entre elles est la génération des éléments de matrice (*Matrix Element*) décrivant les processus durs donnant l'état final désiré en utilisant les diagrammes de Feynman. Une seconde partie de la simulation, appelée gerbe de partons (*parton*

*showering*) consiste à estimer les radiations, l'hadronisation et les événements sous-jacents pendant l'événement simulé. La Figure 7.1 permet, à l'aide d'un exemple, d'observer ces différentes contributions.

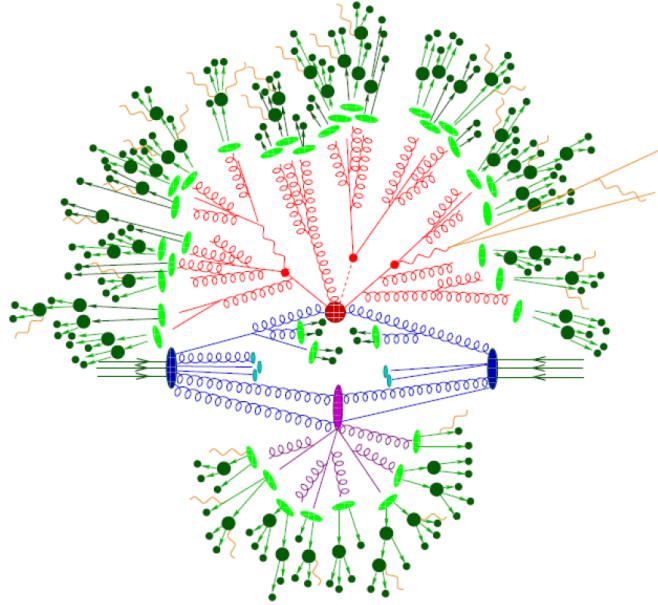


FIGURE 7.1 – Représentation schématique d'un événement dans une simulation Monte-Carlo [85]. L'état initial et l'état final sont respectivement représentés en bleu et en rouge avec leurs radiations respectives. On observe un événement sous-jacent (ne mettant pas en jeu la majorité de l'énergie de la collision) en violet. Enfin, le processus d'hadronisation des partons est visible en vert.

La dernière partie de l'algorithme Monte-Carlo est la simulation de l'interaction des particules de l'événement dans le détecteur ATLAS. Pour ce faire une modélisation complète du détecteur a été réalisée à l'aide du logiciel GEANT4 [75]. La contribution du pile-up est ajoutée à l'événement primaire lors de cette étape.

## 7.2 Échantillons Monte-Carlo des événements du MS

Les échantillons Monte-Carlo des événements diphotons prédits par le Modèle Standard sont utilisés pour estimer la forme de la distribution de la masse invariante du système diphoton, ce qui sera utile lors de l'estimation du bruit de fond total au chapitre 8. Les événements sont générés à l'aide du logiciel Sherpa 2.1.1 [85]. Les éléments de matrice sont calculés avec 2 photons dans l'état final à l'ordre dominant, avec au plus deux partons supplémentaires et en requérant une impulsion transverse des photons d'au moins 20 GeV. La distribution de masse invariante évolue de manière très importante. Ainsi les probabilités d'avoir une masse invariante élevée sont bien plus faibles qu'obtenir une masse invariante basse. Pour obtenir une description précise des régions à haute masse, il est nécessaire d'avoir une incertitude statistique faible ce qui justifie de séparer la génération



Intervalle $m_{\gamma\gamma}$ [GeV]	Section Efficace [pb]	Efficacité de préselection	$N_{\text{événements}}$
100 – 160	$3,9722 \cdot 10^{+1}$	$4,9729 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^6$
160 – 250	$1,1981 \cdot 10^{+1}$	$4,7858 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^6$
250 – 400	$3,7119 \cdot 10^{+0}$	$4,3236 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^6$
400 – 650	$1,0114 \cdot 10^{+0}$	$3,5116 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^6$
650 – 1000	$2,3480 \cdot 10^{-1}$	$2,5150 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^6$
1000 – 1500	$6,0455 \cdot 10^{-2}$	$1,6727 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^6$
1500 – 2000	$1,2409 \cdot 10^{-2}$	$1,1035 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^6$
2000 – 2500	$3,3581 \cdot 10^{-3}$	$8,0306 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^6$
2500 – 3000	$1,0460 \cdot 10^{-3}$	$6,1888 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
3000 – 3500	$3,5256 \cdot 10^{-4}$	$5,0045 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
3500 – 4000	$1,2396 \cdot 10^{-4}$	$4,1190 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
4000 – 4500	$4,4474 \cdot 10^{-5}$	$3,5153 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
4500 – 5000	$1,6024 \cdot 10^{-5}$	$3,0293 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
5000 – $\infty$	$8,6793 \cdot 10^{-6}$	$2,4712 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$

Tableau 7.1 – Échantillons Monte-Carlo des événements diphotons utilisés dans l’analyse.

des événements en plusieurs tranches représentant chacune un certain intervalle de masse invariante diphoton  $m_{\gamma\gamma}$ .

Le Tableau 7.1 fournit la liste des échantillons MC utilisés dans l’analyse avec leur section efficace et leur efficacité de présélection associée (fraction d’événements respectant le critère de l’impulsion transverse des photons au niveau générateur sur le nombre d’événements générés). La Figure 7.2 représente les différents processus diphoton du MS à l’ordre dominant. Le processus avec boucle de quarks est, ici, également considéré dans l’ordre dominant car non négligeable devant les autres.

Des détails supplémentaires sur ces échantillons MC seront donnés dans la partie 8.3.1.

## 7.3 Échantillons Monte-Carlo des modèles résonants

### 7.3.1 Liste des échantillons

Le signal de type Higgs lourd est simulé en utilisant un processus de production de bosons de Higgs suivi d’une désintégration en deux photons. Les échantillons MC sont produits pour différentes hypothèses de masse de la résonance dans l’intervalle [150 - 2000] GeV.

La largeur  $\Gamma_X$  de la plupart des échantillons MC est définie comme la largeur du boson de Higgs de 125 GeV, c’est à dire  $\Gamma_X = 4.07$  MeV quelle que soit la masse de résonance (Approximation de largeur étroite : NWA). Le mode de production gluon-fusion (ggF) est choisi comme base pour les études de paramétrisation du signal.

Les échantillons de signaux de type bosons de Higgs produits via ggF et VBF sont simulés avec le générateur POWHEG [86] interfacé avec PYTHIA8 [87] pour la gerbe partonique et l’hadronisation. Les échantillons Wh, Zh et tth sont simulés avec PYTHIA8 uniquement.

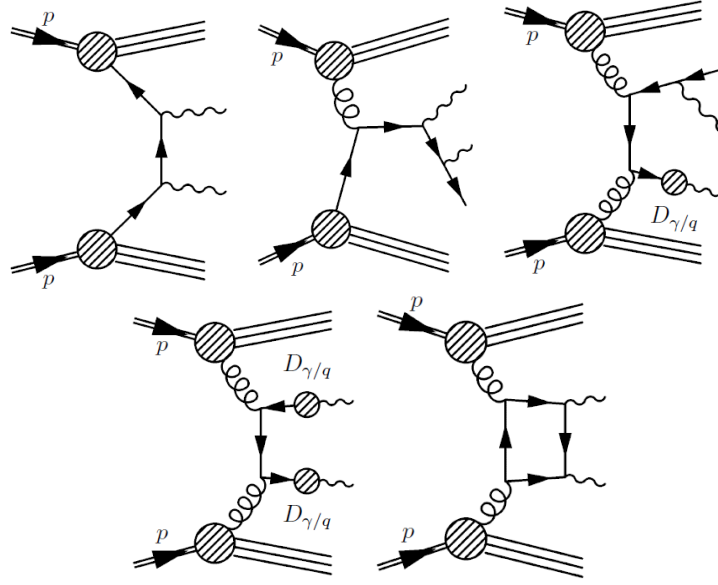


FIGURE 7.2 – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production de deux photons avec pour certains un ou deux photons de fragmentations.

Le signal résonant de spin 2 est simulé à l'aide de processus de production de gravitons de Randall-Sundrum (RS1) suivi d'une désintégration en deux photons, implémenté dans PYTHIA8. Seul l'effet de la première excitation de Kaluza Klein est simulée. Plusieurs échantillons ont été produits pour différentes valeurs de la constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  et de la masse de la première excitation du graviton  $m_G$  comme indiqué dans le Tableau 7.2.

Masse [GeV]	$k/\overline{M}_{\text{Pl}}$	$N_{\text{événements}} (\times 10^3)$
500-1000 GeV (pas de 50 GeV)	0,01-0,05-0,1-0,15-0,2-0,25	20
1000-5500 GeV (pas de 500 GeV)	0,01-0,05-0,1	20

Tableau 7.2 – Echantillons Monte-Carlo de signaux de gravitons dans le modèle RS1 avec différentes valeur de  $m_G$  et de constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$ .

### 7.3.2 Modélisation du signal

Afin de pouvoir modéliser la forme du signal en  $m_{\gamma\gamma}$  pour n'importe quelles valeurs de la masse et de la largeur de la résonance spin-0 ou spin-2, les données simulées sont ajustées par la convolution de deux fonctions :

- Une fonction, dépendant uniquement de la masse de la résonance  $m_X$  et représentant la résolution du signal définie par une fonction Crystal-Ball avec deux queues de distribution (*double-sided Crystal Ball*) :
- Une fonction représentant la forme théorique du signal comme produit d'une fonction de Breit-Wigner et un terme dépendant de la luminosité des partons et des éléments de matrices pour le processus  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ . Cette fonction dépend à la fois de la masse

de la résonance  $m_X$ , mais aussi de sa largeur  $\Gamma_X$ .

Cette méthode permet d'obtenir la distribution d'un signal scalaire dont la masse  $m_H$  appartient à l'intervalle de masse [200-2700] GeV et dont la largeur s'établit entre l'approximation de largeur étroite et une largeur relative  $\Gamma_H/m_H$  inférieure à 10%. Le signal graviton RS1 est, lui, modélisé dans l'intervalle  $m_G \in [500 - 5000]$  GeV avec une constante de couplage  $k/\overline{M}_{Pl} \in [0, 01 - 0, 3]$ .

## 7.4 Échantillons Monte-Carlo du signal ADD

Il existe trois formalismes différents dans la littérature pour décrire l'échange virtuel de graviton dans le modèle ADD : GRW [88], HLZ [89] and Hewett [90]. Parmi ces trois représentations, les effets des dimensions supplémentaires peuvent être paramétrés selon une variable unique  $\eta_G = \mathcal{F}/M_S^4$ , où  $\mathcal{F}$  est un paramètre adimensionnel.  $\mathcal{F}$  dépend du formalisme choisi et peut également dépendre des paramètres du modèle ADD :  $n$  est le nombre de dimensions spatiales supplémentaires et  $M_S$  est la masse représentant une coupure ultraviolette de la théorie ( $M_S$  est généralement choisie très proche mais inférieure ou égal à  $M_D$ ) :

$$\mathcal{F} = 1, \text{ (GRW)}; \quad (7.1)$$

$$\mathcal{F} = \begin{cases} \log\left(\frac{M_S^2}{(13\text{TeV})^2}\right) & n = 2 \\ \frac{2}{n-2} & n > 2 \end{cases}, \text{ (HLZ)}; \quad (7.2)$$

$$\mathcal{F} = \pm \frac{2}{\pi}, \text{ (Hewett)}. \quad (7.3)$$

$\mathcal{F}$  ne dépend en fait pas des paramètres du modèle ADD dans le formalisme GRW et Hewett mais uniquement dans le formalisme HLZ. De plus, celui-ci ne dépend de  $M_S$  que dans le cas  $n = 2$  qui est rejeté par l'observation. En résumé,  $\mathcal{F}$  ne dépend que de  $n$  dans le formalisme HLZ si et seulement si  $n > 2$ . Dans tous les formalismes, les effets gravitationnel sont supposés interférer constructivement avec le Modèle Standard à l'exception du formalisme Hewett lorsque la variable  $\mathcal{F}$  prend une valeur négative. Dans ce cas particulier, les interférences sont destructives et le formalisme est alors appelé Hewett- (opposé au formalisme Hewett+). La section efficace de production totale des diphotons dans le modèle ADD peut alors être modélisée par la formule suivante :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{MS} + \frac{\eta_G}{\text{TeV}^{-4}} \times \sigma_{int} + \frac{\eta_G^2}{\text{TeV}^{-8}} \times \sigma_G, \quad (7.4)$$

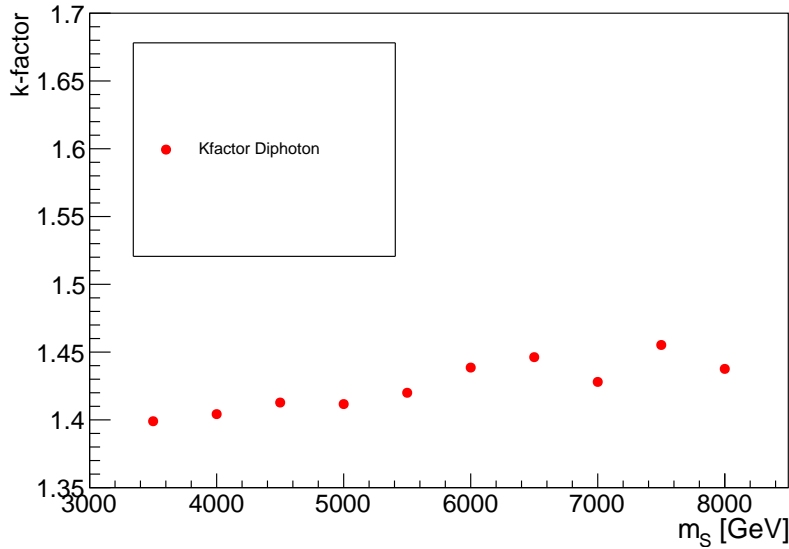
avec  $\sigma_{SM}$  la section efficace de production du Modèle Standard,  $\sigma_G$  la section efficace de production provenant de la désintégration des gravitons en diphotons. Enfin  $\sigma_{int}$  modélise la section efficace d'interférence. Le terme d'interférences étant non négligeable, les simulations MC des gravitons ADD ne peuvent se réaliser seules. On retrouve dans le Tableau 7.3 la liste des échantillons MC du modèle ADD générés par SHERPA et utilisés dans l'analyse. Ces échantillons ont été générés avec le formalisme GRW mais une correspondance exacte

$M_S$ [GeV]	Intervalle $m_{\gamma\gamma}$ [GeV]	Section Efficace [fb]	$N_{\text{événements}}$
3500	600 – 1200	207,370	9000
3500	1200 – 1800	16,573	10000
3500	1800 – $\infty$	16,409	10000
4000	600 – 1200	204,910	10000
4000	1200 – 1800	13,086	10000
4000	1800 – $\infty$	8,426	8000
4500	600 – 1200	203,200	10000
4500	1200 – 1800	11,870	10000
4500	1800 – $\infty$	5,141	9000
5000	600 – 1200	201,410	10000
5000	1200 – 1800	11,126	9000
5000	1800 – $\infty$	3,375	10000
5500	600 – 1200	206,700	10000
5500	1200 – 1800	10,906	9000
5500	1800 – $\infty$	2,572	10000
6000	600 – 1200	205,050	10000
6000	1200 – 1800	10,567	9000
6000	1800 – $\infty$	2,175	10000
50000	600 – 1200	202,170	10000
50000	1200 – 1800	10,393	9000
50000	1800 – $\infty$	1,583	10000

Tableau 7.3 – Échantillons MC des événements signaux dans le Modèle ADD avec le formalisme GRW généré par SHERPA au niveau LO.

donnée par les formules 7.1, 7.2 et 7.3 permet de retrouver les valeurs de  $M_S$  associées aux autres formalismes. Un échantillon avec le paramètre  $M_S = 50$  TeV est utilisé pour soustraire la contribution du Modèle Standard aux autres échantillons, les contributions du signal ADD et des interférences étant considérées comme négligeables pour  $M_S = 50$  TeV. Dans le chapitre 9, le signal ADD sera considéré comme étant la somme de la contribution des gravitons et des interférences.

Une estimation de la section efficace de production totale  $\sigma_{tot}$  retranchée de la section efficace provenant du Modèle Standard  $\sigma_{MS}$  à l'ordre supérieur NLO a été réalisée au niveau générateur (sans la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur ATLAS) avec le logiciel MG5\_ AMC@NLO [91]. Pour ce faire, différents échantillons ont été générés pour une même valeur du paramètre  $M_S$  au niveau LO et NLO et la contribution du MS ( $M_S = 50$  TeV) fut retranchée. Le k-facteur est alors défini comme étant le ratio entre la section efficace du signal au niveau NLO sur la section efficace au niveau LO. La Figure 7.3 montre l'évolution de ce k-facteur en fonction du paramètre  $M_S$ .

FIGURE 7.3 – K-facteur en fonction du paramètre  $M_S$  du modèle ADD.

## 7.5 Évaluation de l'efficacité

Pour extraire la section efficace de production d'un signal à partir d'un nombre d'événements signal, on doit tenir compte de la luminosité intégrée des échantillons de données étudiés mais aussi des efficacités des différentes sélections appliquées au signal. L'efficacité  $\epsilon$  d'une sélection appliquée à un échantillon MC est simplement définie par :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{après sélection}}}{N_{\text{avant sélection}}} \quad (7.5)$$

avec  $N$  un nombre d'événements. L'efficacité d'étapes successives de la sélection totale peut être calculée par factorisation des efficacités de chaque sélection individuelle. On peut définir deux groupes de sélection : les sélections fiduciaires concernant des sélections sur l'espace des phases des événements ( $p_T$ ,  $\eta$  et  $m_{\gamma\gamma}$ ), et les sélections concernant le détecteur (isolation, identification, etc) incluant également les sélections fiduciaires. La liste des sélections pour les analyses spin-0 et spin-2 sera introduite dans la section 8.2. Les Figures 7.4a et 7.4b donnent certaines efficacités du signal spin-0 en fonction de  $m_H$  avec une sélection spin-0, et certaines efficacités des signaux spin-2 en fonction de  $m_G$  ou  $M_S$  avec une sélection spin-2. On observe globalement que l'efficacité d'un signal résonant augmente en fonction de la masse de la résonance.

L'évolution de l'efficacité du signal ADD en fonction de  $M_S$  n'est en revanche pas monotone car plusieurs effets rentrent en considération. La formule 7.5 n'est dans ce cas pas applicable en raison de la soustraction de la partie MS qui doit être effectuée et des différents échantillons MC par tranche de masse qui doivent être combinés pour une même

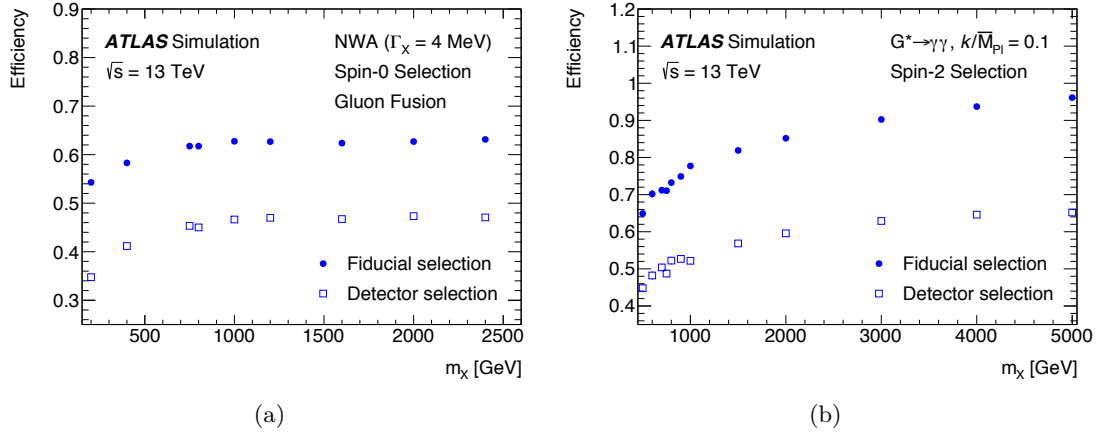


FIGURE 7.4 – (a) Efficacité de la sélection fiduciaire et de la sélection détecteur en fonction de  $m_H$  dans le modèle de Higgs exotique avec résonance fine (NWA) et la sélection spin-0. (b) Efficacité de la sélection fiduciaire et de la sélection détecteur en fonction de  $m_G$  dans le modèle RS1 avec une constante de couplage  $k/\overline{M}_{Pl}=0,1$  et la sélection spin-2 [92].

valeur de  $M_S$ . L'efficacité devient alors :

$$\epsilon_G = \sum_{i \in \text{slices}} \left[ \frac{\frac{N_{\text{acc},i}^{(\text{ADD}+\text{MS})}}{N_{\text{gen},i}^{(\text{ADD}+\text{MS})}} \times \sigma_i^{(\text{ADD}+\text{MS})} - \frac{N_{\text{acc},i}^{(\text{MS})}}{N_{\text{gen},i}^{(\text{MS})}} \times \sigma_i^{(\text{MS})}}{\sigma_i^{(\text{ADD}+\text{MS})} - \sigma_i^{(\text{MS})}} \right], \quad (7.6)$$

avec  $N_{\text{gen}}^{(\text{ADD}+\text{MS})}$  ( $N_{\text{gen}}^{(\text{MS})}$ ) le nombre d'événements générés total (du MS, c'est-à-dire avec  $M_S = 50$  TeV) et  $N_{\text{acc}}^{(\text{ADD}+\text{MS})}$  ( $N_{\text{acc}}^{(\text{MS})}$ ) le nombre d'événements acceptés total (du MS). La variable  $i$  parcourt les différentes tranches de masse invariante pour une même valeur de  $M_S$  et  $\sigma^{(\text{ADD}+\text{MS})}$  est la section efficace totale de l'échantillon. On peut observer sur la Figure 7.5 l'augmentation de l'efficacité quand  $M_S$  augmente entre 3,5 et 5 TeV. Celle-ci est notamment due à la sélection sur la masse invariante  $m_{\gamma\gamma} > 2240$  GeV (cf. section 9.2) qui rejette beaucoup d'événements pour une valeur de  $M_S$  faible. La baisse de l'efficacité avec  $M_S > 5$  TeV s'explique par la proportion du terme d'interférences dans le signal qui augmente quand  $M_S$  augmente, combiné à la plus basse efficacité de sélection  $\epsilon_G$  des interférences que celle du signal ADD « pur ».

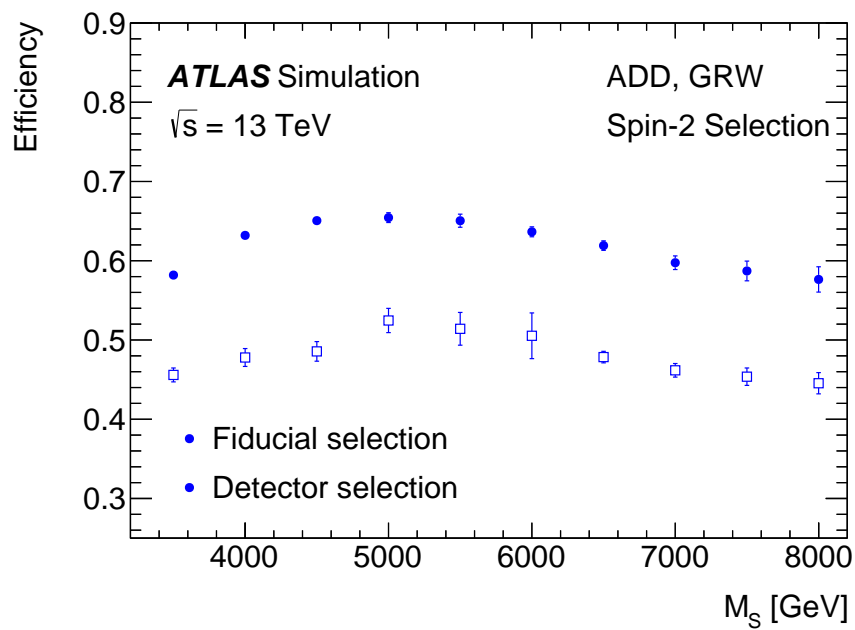


FIGURE 7.5 – Efficacité de la sélection fiduciaire et de la sélection détecteur en fonction de  $M_S$  dans le modèle de ADD avec la sélection spin-2 [92].





## Sommaire

<b>8.1</b>	<b>Stratégie de l'analyse</b>	<b>99</b>
<b>8.2</b>	<b>Sélection des événements diphotons</b>	<b>100</b>
<b>8.3</b>	<b>Estimation du bruit de fond</b>	<b>104</b>
8.3.1	Estimation du bruit de fond irréductible	105
8.3.2	Estimation du bruit de fond réductible	109
8.3.3	Composition du bruit de fond	114
8.3.4	Combinaison des estimations pour les différentes composantes du bruit de fond	121
8.3.5	Incertitudes systématiques	123
8.3.6	Résultats	125
<b>8.4</b>	<b>Méthode alternative à l'estimation du bruit de fond total</b>	<b>127</b>

## 8.1 Stratégie de l'analyse

Le sujet principal de cette thèse est la recherche de résonance spin-0 ou spin-2 dans le spectre de masse invariante des événements diphotons. Les signaux recherchés sont des excitations de gravitons soit dans le modèle RS1, soit dans le modèle ADD ou encore des bosons scalaires supplémentaires comme prédit par le modèle 2DHM. Ces trois modèles au-delà du Modèle Standard ont été introduits au chapitre 3. Dans ce chapitre, les principaux concepts de l'analyse sont présentés. Enfin l'optimisation de la sélection, la composition des événements sélectionnés et un aperçu détaillé des techniques d'estimation de la distribution du bruit de fond par extrapolation sont discutés. Une technique alternative d'estimation du bruit de fond dans le cadre d'une recherche d'un boson de Higgs supplémentaire sera décrite succinctement dans la section 8.4.

Les résultats publics de cette analyse, avec  $\sqrt{s} = 13$  TeV et les données collectées en 2015 avec une luminosité intégrée de  $3,2 \text{ fb}^{-1}$ , ont été publiés en décembre 2015 [93] et à la conférence Moriond 2016 [94]. Puis les résultats avec les données collectées en 2015 et 2016 ont été publiés lors de la conférence ICHEP 2016 [95] et en mai 2017 [92] avec une luminosité intégrée respective de  $3,2 \text{ fb}^{-1} + 12,2 \text{ fb}^{-1}$  et  $3,2 \text{ fb}^{-1} + 33,5 \text{ fb}^{-1}$ .

La recherche similaire a été effectuée par la collaboration CMS [96–98].

Ces études se concentrent sur les événements où la masse invariante du système diphoton ( $m_{\gamma\gamma}$ ) est supérieure à 200 GeV. Dans le Modèle Standard, les événements diphotons proviennent de processus différents et constituent ainsi plusieurs sources de bruit de fond. Ces bruits de fond peuvent être divisés en deux catégories : irréductible et réductible.

Le bruit de fond irréductible est dû à la production de paires de photons réelles prédite par le Modèle Standard. Ces événements avec deux photons peuvent être générés par la production directe de photons à partir de quarks, par émission radiative des quarks ou bien par des photons de fragmentation.

Le bruit de fond réductible comprend des événements dans lesquels un seul ou les deux photons sont mal identifiés. Les candidats proviennent d’un objet physique différent simulant la signature du photon.

La sélection d’identification *tight* des photons ainsi que les coupures d’isolation décrites dans le chapitre 5 réduisent significativement le bruit de fond issu de la mauvaise identification des jets en photons. Elles ne sont cependant pas suffisantes pour extraire directement le signal diphoton. Il est nécessaire d’estimer le bruit de fond résiduel pour procéder à l’estimation du bruit de fond total.

L’estimation détaillée du bruit de fond attendu dans le Modèle Standard dans le canal diphoton permettra de réaliser une comparaison entre les données collectées et cette prédiction et sera présentée dans le chapitre 9. La présence ou non d’un excès dans les données, conduira alors à une interprétation avec différents modèles au-delà du Modèle Standard présentés dans le chapitre 3.

## 8.2 Sélection des événements diphotons

L’analyse utilise la totalité des données enregistrées par ATLAS au cours du Run2 en 2015 et 2016 représentant une luminosité intégrée respective de 3,2 et 33,5 fb<sup>-1</sup>. Les événements sélectionnés dans les données ou les échantillons Monte-Carlo doivent satisfaire les critères suivants :

- Déclenchement du détecteur : les événements doivent satisfaire la chaîne de déclenchement `HLT_g35_loose_g25_loose` décrite dans la section 5.1.
- État du détecteur : Les échantillons de données proviennent de la période où le détecteur était capable d’enregistrer des données de bonne qualité avec des faisceaux de protons stables. Les événements doivent donc être inclus dans la *Good Run List*. La stratégie employée pour assurer la bonne qualité des données est décrite dans la section 6.1.
- Vertex primaire : les événements doivent posséder au moins un vertex primaire.
- Critères de présélection : Les événements doivent contenir au minimum deux objets identifiés comme photons par les critères d’identification *loose* définis à la section 5.3 et possédant une impulsion transverse au dessus de 40 GeV pour le photon le

plus énergétique (photon *leading*) et 30 GeV pour le deuxième photon (photon *subleading*). De plus leur pseudorapidité  $\eta$  doit satisfaire la condition  $|\eta| < 1,37$  ou  $1,52 < |\eta| < 2,37$  et ils doivent passer les critères de qualité des photons décrit dans le chapitre 6. Seul les deux photons les plus énergiques doivent respecter les critères suivants :

- Identification des photons : les deux photons constituant le candidat diphoton doivent satisfaire les critères d'identification *tight*.
- Masse invariante du système diphoton : Les événements diphotons étudiés doivent posséder une masse d'au minimum 200 GeV. La masse invariante du système diphoton  $m_{\gamma\gamma}$  peut être déterminée en utilisant les quadrivecteurs impulsion  $P_i$  des photons de l'état final et donc en fonction de leur impulsion transverse et leur position dans le détecteur :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = \|P_1 + P_2\|^2 = 2p_{T,1} \cdot p_{T,2} \cdot [\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)]. \quad (8.1)$$

Trois analyses diphoton différentes ont été développées : une sélection optimisée pour la recherche de signaux de spin-0 (analyse spin-0), une sélection optimisée pour la découverte de signaux de spin-2 (analyse spin-2) et enfin une sélection, appelée spin-2 *loose*, utilisée également pour la recherche de gravitons mais avec une acceptation bien plus large que les deux autres permettant ainsi d'ouvrir l'espace des phases des observables et de détecter tout excès d'événements à haute énergie. Les trois sélections ont en commun les critères précédents mais diffèrent sur d'autres critères :

- Isolation des photons : les deux photons constituant le candidat diphoton doivent avoir une isolation calorimétrique corrigée inférieure à 7 GeV (spin-2 *loose*) ou 2,45 GeV (spin-0 et spin-2). L'isolation calorimétrique corrigée  $E_{T,mod}^{iso}$  est calculée selon la formule  $E_{T,mod}^{iso} = E_T^{iso} - 0,022 \cdot p_T$  et sera appelée tout simplement l'isolation calorimétrique dans la suite du manuscrit pour plus de simplicité. Les sélections spin-0 et spin-2 demandent également une sélection sur l'isolation de traces  $p_T^{cone} < 0,05 \cdot p_T$ .
- Impulsion transverse des photons : pour la sélection spin-0, les deux photons constituant le candidat diphoton doivent posséder une impulsion transverse relative  $p_T/m_{\gamma\gamma}$  respectivement supérieure à 0,4 et 0,3 pour le photon *leading* et *subleading*. Dans la sélection spin-2 et spin-2 *loose* les deux photons doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 55 GeV.

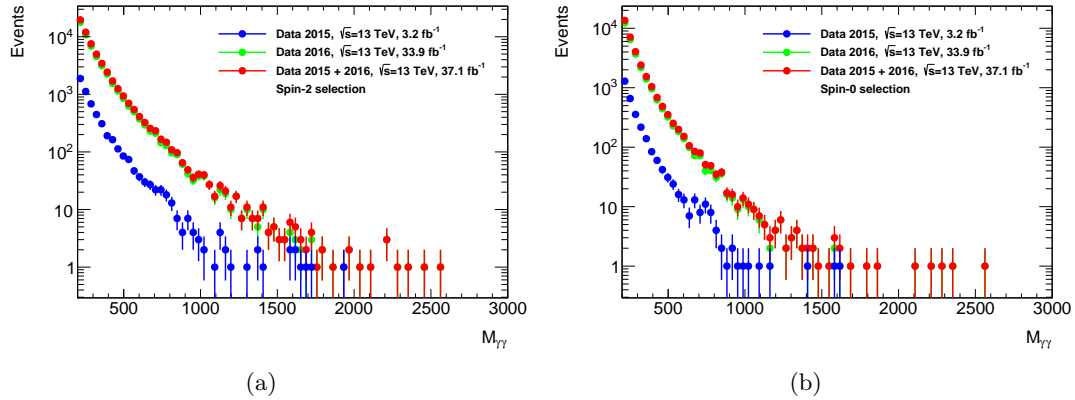
Le Tableau 8.1 résume le nombre d'événements sélectionnés après application de chacun des critères des différentes sélections. La Figure 8.1 montre les distributions de masse invariante des données après application des sélections spin-0 et spin-2.

### Optimisation de la sélection en $p_T$

Comme déjà énoncé plus haut, la sélection cinématique dans les trois analyses est différente. Dans la sélection spin-2 et spin-2 *loose* l'énergie transverse de chaque photon

Selection	Données (Nombre d'événements)		
	spin-0	spin-2	spin-2 <i>loose</i>
Tous les événements		104334496	
Trigger		101789936	
GRL		93085472	
Qualité des données		93082776	
Vertex primaire		93082768	
2 photons <i>Loose</i>		28497832	
Ambiguïté e- $\gamma$		28497832	
Correspondance du trigger		28430104	
Identification <i>tight</i>		4197665	
$m_{\gamma\gamma} > 200$ GeV		355414	
Sélection $E_T$	82952	172815	172815
Isolation calorimétrique	33826	60960	90289
Isolation des traces	29726	52429	90289

Tableau 8.1 – Effet des différentes sélections sur les échantillons de données 2015 et 2016.

FIGURE 8.1 – Distribution de masse invariante pour les sélection spin-2 (a) et spin-0 (b) en utilisant les données 2015 ( $3,2 \text{ fb}^{-1}$ ), 2016 ( $33,5 \text{ fb}^{-1}$ ) et la combinaison des deux ( $36,7 \text{ fb}^{-1}$ ).

doit satisfaire  $p_T > 55$  GeV, tandis que la sélection spin-0 utilise une impulsion transverse relative. Cette sélection en  $p_T$  dans l'analyse spin-0 a été optimisée à l'aide d'échantillons Monte-Carlo de bruit de fond et de signaux simulés.

L'énergie transverse moyenne des deux photons issus de la désintégration d'une particule de spin 0 est supérieure à celle des photons des processus du Modèle Standard à une masse invariante donnée. C'est pourquoi des coupures relatives à la masse invariante sont appliquées pour l'analyse spin-0.

La Figure 8.2 (gauche) représente les efficacités de sélection du bruit de fond simulé  $\epsilon_B$  et du signal  $\epsilon_S$  avec différents critères sur l'impulsion transverse relative en supplément de la sélection par défaut avec des coupures absolues sur l'impulsion transverse de 40 GeV et 30 GeV pour les photons de la paire. La sensibilité de l'analyse en fonction des coupures choisies peut être calculée grâce à la significiance statistique  $Z$  approximée à l'aide de la formule  $Z = S/\sqrt{B}$  où  $S$  est le nombre d'événements de l'échantillon signal et  $B$  celui de l'échantillon bruit de fond. Plus  $Z$  est grand plus la sensibilité augmente. La Figure 8.2b représente l'évolution du rapport des sensibilités de l'analyse spin-0 avec différentes coupures relatives sur  $p_T$  et la sensibilité de la sélection avec des coupures absolues. Ce rapport est directement égal à  $\epsilon_S/\sqrt{\epsilon_B}$ . La sensibilité est maximum pour l'analyse utilisant des coupures relatives en  $p_T$  de 0,4 et 0,3 respectivement sur le photon *leading* et *subleading*.

La valeur de 55 GeV pour le critère sur  $p_T$  dans l'analyse spin-2 et spin-2 *loose* fut choisie pour avoir une efficacité de la chaîne de déclenchement HLT\_2g50\_loose proche de 1. Cette chaîne de déclenchement fut d'abord choisie pour les analyses de recherche de particule de spin-2 puis changée en HLT\_g35\_loose\_g25\_loose pour avoir la même chaîne de déclenchement que l'analyse spin-0.

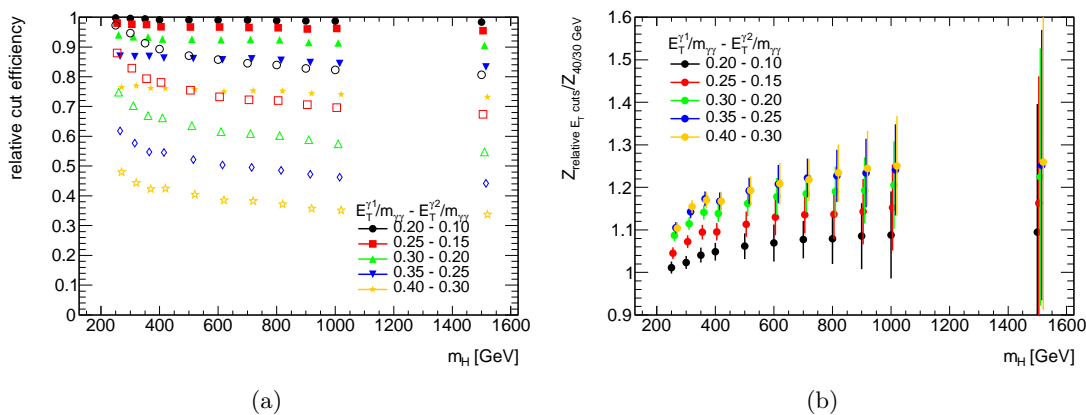


FIGURE 8.2 – (a) Efficacité relative pour différentes sélections  $E_T^{\gamma}/m_{\gamma\gamma}$  en fonction de la masse de la particule scalaire  $m_H$ . Les symboles pleins correspondent à l'efficacité du signal  $\epsilon_S$  avec une particule scalaire de masse  $m_H$  et les symboles creux à l'efficacité du bruit de fond  $\epsilon_B$  avec une masse invariante proche de  $m_H$ . (b) Rapport des sensibilités de l'analyse spin-0 avec des coupures relatives et absolues en  $p_T$  en fonction de  $m_H$ .

### Optimisation de la sélection en isolation

La sélection sur la variable d'isolation calorimétrique est cruciale dans la sélection des photons pour rejeter le bruit de fond en raison de jets simulant des photons. L'énergie transverse d'isolation, déjà introduite dans la section 5.4, peut être calculée dans le calorimètre ou dans le détecteur interne en utilisant des traces. Une sélection sur les deux types d'isolation (calorimétriques et des traces) a été utilisée pour les trois analyses et les valeurs des coupures des sélections ont été optimisées en utilisant des échantillons MC des signaux de spin-0,2 et des échantillons MC du bruit de fond diphoton et de jet+ $\gamma$ . La Figure 8.3 montre l'évolution de la sensibilité en fonction de  $m_{\gamma\gamma}$  dans le cas d'une recherche de signal de spin-0.

Puisque le bruit de fond du Modèle Standard diminue avec  $p_T$ , et puisque les analyses des phénomènes à haute énergie doivent avoir une grande efficacité, les coupures d'isolation doivent être assouplies avec  $p_T$  croissant. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de l'isolation du calorimètre, où la correction de fuite devient grande à  $p_T$  élevée. Puisqu'il s'agit seulement d'une correction moyennée et connue pour ne pas être d'accord entre les données et Monte Carlo, la coupure d'isolation doit être particulièrement relâchée pour éviter toute perte d'efficacité indésirable. Pour ces raisons, la sélection est mise en œuvre en retranchant un terme proportionnel à l'impulsion transverse du photon :

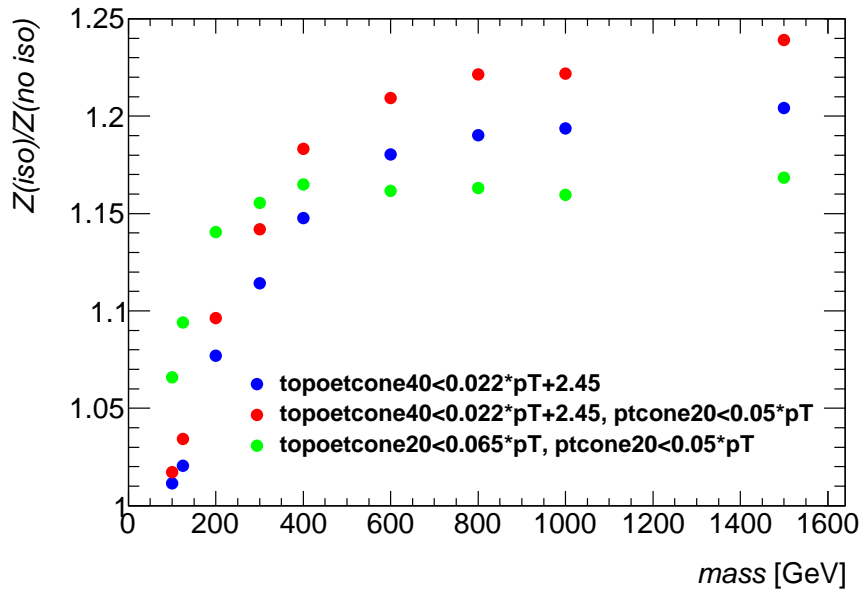
$$E_T^{iso} \rightarrow E_T^{iso} - 0,022 \cdot p_T.$$


FIGURE 8.3 – Evolution de la sensibilité attendue en fonction de  $m_{\gamma\gamma}$ .

### 8.3 Estimation du bruit de fond

L'estimation du bruit de fond total se réalise en plusieurs étapes bien distinctes. La première étape est d'estimer la forme de la distribution de masse invariante des différentes

composantes du bruit de fond. Pour cela deux méthodes sont envisagées selon que le bruit de fond est irréductible (cf section 8.3.1) ou réductible (cf. section 8.3.2). La deuxième étape consiste à combiner ensemble les différentes formes des distributions de masse invariante des composantes du bruit de fond dans une région à basse masse où l'on ne s'attend pas à voir apparaître des phénomènes de nouvelle physique (cf. section 8.3.4). Dans cette région, la combinaison des distributions est normalisée aux données en prenant en compte l'importance relative de chaque composante du bruit de fond dans l'échantillon des données (cf section 8.3.3).

### 8.3.1 Estimation du bruit de fond irréductible

#### Génération NLO

Une des étapes pour construire le bruit de fond total est d'estimer la distribution en masse invariante de chacune des composantes sur un large intervalle en énergie. Le bruit de fond irréductible est, lui, généré par le générateur Monte-Carlo Sherpa dont la liste des échantillons est donnée dans la Section 7.2. Sherpa gère également la cascade partonique de chaque événement et GEANT4 permet une simulation complète de ceux-ci dans le détecteur ATLAS.

Malheureusement, Sherpa permet de générer des événements diphotons qu'au premier ordre des perturbations  $LO$  ce qui restreint la précision de ses prédictions<sup>1</sup>, et les effets des fragmentations sont négligés (Sherpa gère en revanche la radiation de quarks dans l'état initial ou final). Le générateur Monte-Carlo Diphox [99] est donc utilisé pour affiner la prédiction de production des événements diphotons. Diphox réalise des calculs partoniques avec la capacité d'inclure les processus au second ordre des perturbations ( $NLO$ ) ainsi que les photons de fragmentation. Les trois processus principaux qui sont donc pris en compte dans la génération du bruit de fond irréductible sont :

- Le processus de Born  $qq \rightarrow \gamma\gamma$
- Le processus boîte de fusion de gluon  $gg \rightarrow \gamma\gamma$
- Les processus Bremsstrahlung  $qq \rightarrow q\gamma\gamma$
- Les processus  $\gamma$ + jets ou multijets incluant un ou deux photons de fragmentation (au moins deux pour le processus multijets).

Les prédictions de DIPHOX ont été estimées en utilisant une énergie de collision dans le centre de masse de 13 TeV, avec deux photons produits à l'intérieur du volume fiduciaire du calorimètre EM ( $|\eta_\gamma| < 2,37$ ) et avec une impulsion transverse supérieure à 55 GeV. En utilisant les prédictions de Diphox, la distribution en masse invariante des événements diphoton générée par Sherpa est alors pondérée par un k-facteur dépendant de la masse invariante pour passer de l'ordre  $LO$  à l'ordre  $NLO$  de production. Le k-facteur est paramétré

---

1. La quasi totalité des générateurs Monte-Carlo inclut le processus de création de paire de photons par fusion de gluons dans l'ordre dominant des perturbations alors que dans ce diagramme on a 4 vertex d'interaction forte mais dont la contribution à la section efficace de production est non négligeable à cause de la grande luminosité partonique gluon-gluon.

par une fonction polynomiale d'ordre 9 :

$$f(r) = \begin{cases} \sum_{i=0}^9 a_i \cdot m_{\gamma\gamma}^i & \text{pour } m_{\gamma\gamma} \leq 4000\text{GeV} \\ f(4000\text{GeV}) & \text{pour } m_{\gamma\gamma} > 4000\text{GeV} \end{cases} \quad (8.2)$$

avec  $(a_i)_{i \in [0,9]}$  les paramètres libres du polynôme. Le passage à une fonction constante au-delà d'une masse invariante du système diphoton de 4 TeV protège des variations trop importantes en raison d'un manque de statistique. La Figure 8.4 représente le k-facteur pour les sélections spin-2 et spin-2 *loose*.

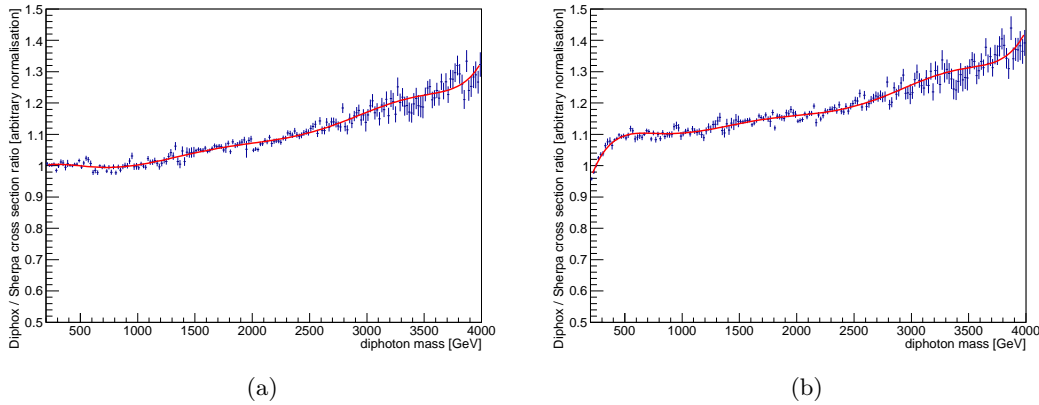


FIGURE 8.4 – Estimation du k-facteur en fonction de la masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  pour l'analyse spin-2 *loose* (a) et spin-2 (b). La courbe rouge représente l'ajustement du k-facteur par une fonction polynomiale.

### Incertitudes systématiques et statistiques

La forme du bruit de fond irréductible étant élaborée à partir de générations d'événements Monte-Carlo, les incertitudes statistiques sont données par des fluctuations poissonniennes. Pour évaluer les incertitudes systématiques sur la forme du bruit de fond, l'impact de la correction du k-facteur sur la distribution est estimé pour différentes variations de paramètres physiques choisis de manière arbitraire. La différence relative par rapport à la valeur centrale du k-facteur est alors considérée comme une incertitude systématique sur le bruit de fond irréductible. Les variations théoriques considérées sont les suivantes :

- Choix de l'ensemble de la fonction de distribution de partons (PDF) utilisé, CTEQ66M, pouvant influencer la distribution du k-facteur. L'ensemble PDF alternatif utilisé est l'ensemble MSTW2008.
- Les incertitudes de la fonction de distribution de partons utilisée ont été estimées en utilisant les 44 variations différentes construites à partir de 22 vecteurs propres.
- Les échelles de fragmentation  $\mu_F$ , de factorisation  $\mu_f$  et de renormalisation  $\mu_R$  ont été multipliées séparément par un facteur 0,5 puis 2. Les variations simultanées des trois facteurs ont également été considérées.



- Les incertitudes sur le critère d'isolation des photons à l'étape de la cascade partonique tentent d'imiter les critères d'isolation des photons reconstruits dans les données. L'évaluation de l'énergie transverse d'isolation des photons est différente entre les générateurs MC partoniques et la reconstruction des photons dans ATLAS. Un échantillon MC comportant les deux évaluations pour chaque photon est utilisé pour établir une correspondance. L'incertitude systématique correspond alors à la variation positive et négative du critère de sélection portant sur l'isolation calorimétrique  $E_T^{iso}$  au niveau générateur.

Pour chaque source d'incertitude systématique, les incertitudes positives et négatives sont obtenues en utilisant la formule suivante :

$$\begin{aligned}\Delta n^+ &= \sqrt{\sum_{i \in \text{variations}} \max(n_i^+ - n_0, n_i^- - n_0, 0)}, \\ \Delta n^- &= \sqrt{\sum_{i \in \text{variations}} \max(n_0 - n_i^+, n_0 - n_i^-, 0)},\end{aligned}\tag{8.3}$$

où les  $n_i^\pm$  sont des variations issues de la source d'incertitude  $i$  et avec  $n_0$  la valeur nominale. L'incertitude retenue est alors un ajustement en fonction de la masse invariante diphoton de la valeur moyennée de l'incertitude positive et négative :  $(\Delta n^+ + \Delta n^-)/2$ . Cette dernière étape permet de symétriser l'incertitude de chaque contribution par rapport à la valeur nominale mais aussi de la lisser. La Figure 8.5 représente les différentes sources de l'incertitude systématique relative de l'estimation du bruit de fond irréductible en fonction de la masse invariante du diphoton.

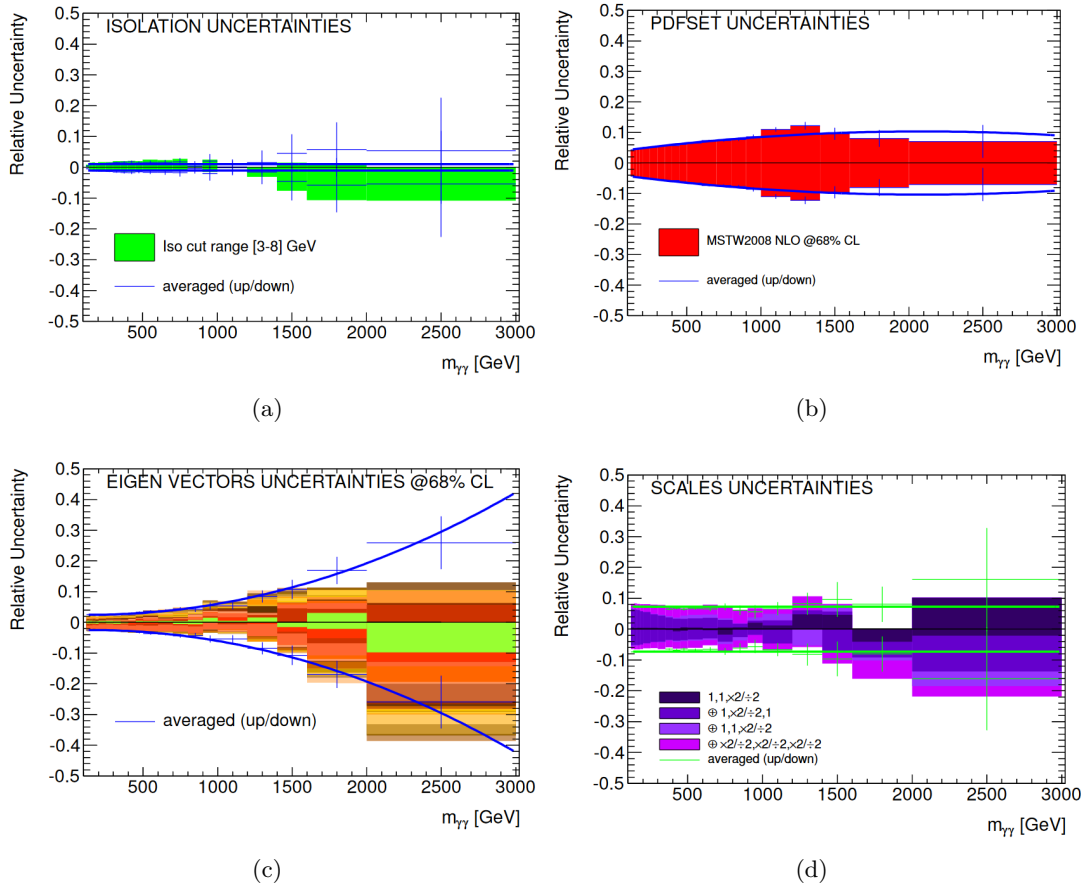


FIGURE 8.5 – Incertitudes systématiques de l’isolation du photon au niveau générateur (a), du choix de l’ensemble de la fonction de distribution de partons (b), de la fonction de distribution de partons (c) et des échelles de fragmentation, de factorisation et de renormalisation (d) en fonction de  $m_{\gamma\gamma}$  avec des échantillons Monte-Carlo à 7 TeV. Les incertitudes systématiques combinées à 13 TeV sont visibles sur les Figures 8.14 et 8.15. Les incertitudes systématiques sur l’isolation du photon ne sont en revanche pas comprises dans les incertitudes systématiques combinées pour la sélection spin-2 et spin-0 car celles-ci ne sont plus négligeables à basse masse.

### 8.3.2 Estimation du bruit de fond réductible

#### Régions de contrôle

Le bruit de fond réductible dans cette analyse est composé d'événements dans lesquels un ou plusieurs objets sont identifiés par erreur comme des candidats photon. La majorité de ces objets sont des jets interagissant avec le calorimètre EM et formant un *cluster* bien isolé. La plupart de ces jets sont des hadrons neutres, tel que les particules  $\pi^0$  ou  $\eta$ , et se désintègrent en deux photons donnant un dépôt d'énergie imitant la réponse des photons dans le calorimètre EM. Il est difficile de simuler ces particules dans un générateur Monte-Carlo pour des raisons statistiques. C'est pour cette raison que cette analyse utilise des méthodes d'estimation directement basées sur les données collectées (*data-driven*).

Un électron mal identifié en photon peut également créer un bruit de fond réductible. Les états finals  $Z(\rightarrow e^+e^-)\gamma$  et  $W(\rightarrow e\nu)\gamma$  sont les principales composantes du bruit de fond réductible avec un électron mal identifié mais celles-ci ont été estimées négligeables dans cette analyse.

L'analyse s'intéresse à trois composantes du bruit de fond réductible différentes : jet- $\gamma$ ,  $\gamma$ -jet, jet-jet. L'objectif de cette étape est de sélectionner des régions de contrôle enrichies dans une des composantes du bruit de fond réductible. Pour cela, il est utile de définir 2 sélections différentes sur les candidats photons :

- La sélection ***Tight*** : le candidat photon passe les critères cinématiques de l'analyse ainsi que l'identification *tight*. Cette sélection fournira un échantillon enrichi en vrais photons.
- La sélection ***AntiTight*** : le candidat photon passe les critères cinématiques et d'isolation de l'analyse, remplit les critères de l'identification *Loose'4* (définition donné dans le Tableau 8.2) pour l'étude du bruit de fond réductible  $\gamma$ -jet et jet- $\gamma$  et *loose* pour l'estimation du bruit de fond jet-jet mais est rejeté par la sélection *tight*. Cette sélection fournira un échantillon enrichi en jets.

Quatre régions de contrôle peuvent être créées en combinant les sélections *Tight* et *AntiTight* sur les photons *leading* et *subleading* de la paire : *Tight-Tight*, *Tight-AntiTight*, *AntiTight-Tight* et *AntiTight-AntiTight*, enrichies respectivement en événements diphotons,  $\gamma$ -jet, jet- $\gamma$  et dijet. La figure 8.6 illustre les différentes régions de contrôle en fonction des définitions de l'identification choisie pour chaque photon de la paire.

La sélection *AntiTight* permet d'obtenir des échantillons enrichis en jets ayant des caractéristiques de leur gerbe électromagnétique dans le calorimètre EM proches de celles des vrais photons en évitant toutefois de sélectionner des vrais photons. L'identification *Loose'4* est choisie à la fois suffisamment proche de l'identification *tight* afin d'obtenir des distributions de masse invariante présentant des corrélations avec la distribution des bruits de fond réductibles dans la région de signal, et suffisamment éloignée pour minimiser la contamination des vrais photons dans les régions de contrôle.

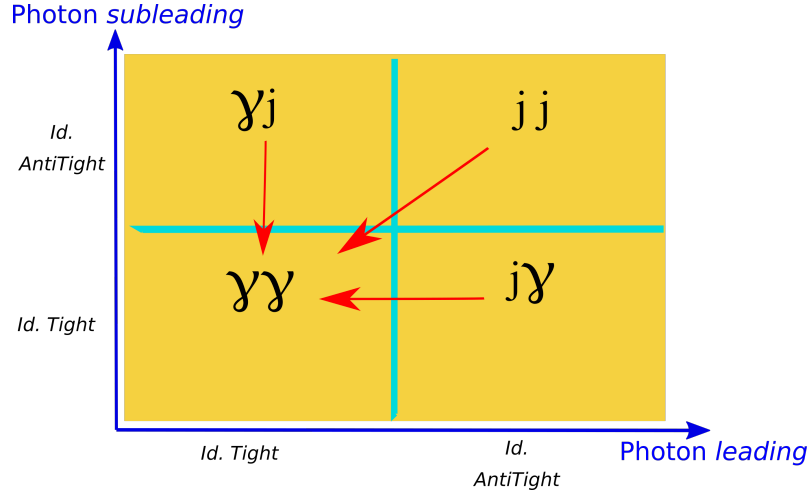


FIGURE 8.6 – Schéma illustrant la contamination (flèches rouges) des différentes régions de contrôle du bruit de fond réductible sur la région signal *Tight-Tight* enrichie en événements  $\gamma\gamma$ . Ces contaminations seront estimées dans la section 8.3.3.

Definition	Sélections retirées
Loose'2	$w_{\eta,1}, F_{\text{side}}$
Loose'3	$w_{\eta,1}, F_{\text{side}}, \Delta E$
Loose'4	$w_{\eta,1}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}$
Loose'5	$w_{\eta,1}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}, w_{s,\text{tot}}$

Tableau 8.2 – Définitions des différentes identifications alternatives. Les identifications *Loose'i* correspondent à l'identification *tight* à laquelle on a retiré *i* sélections sur certaines variables discriminantes (cf section 5.3).

### Estimation de la forme des spectres des bruits de fond réductible

L'étape suivante consiste à estimer la forme des distributions de la masse invariante des différentes composantes du bruit de fond réductible dans leur région de contrôle associée. Pour ce faire, la fonction suivante est ajustée aux données dans chaque région de contrôle :

$$f(m_{\gamma\gamma}) = m_{\gamma\gamma}^{k_1 + k_2 \cdot \log(m_{\gamma\gamma})}, \quad (8.4)$$

où  $k_1$  et  $k_2$  sont deux paramètres libres. Les ajustements de chaque région de contrôle pour l'analyse spin-2 sont représentés sur la Figure 8.7 et les paramètres de la fonction d'ajustement sont indiqués dans le Tableau 8.3 pour chaque sélection.

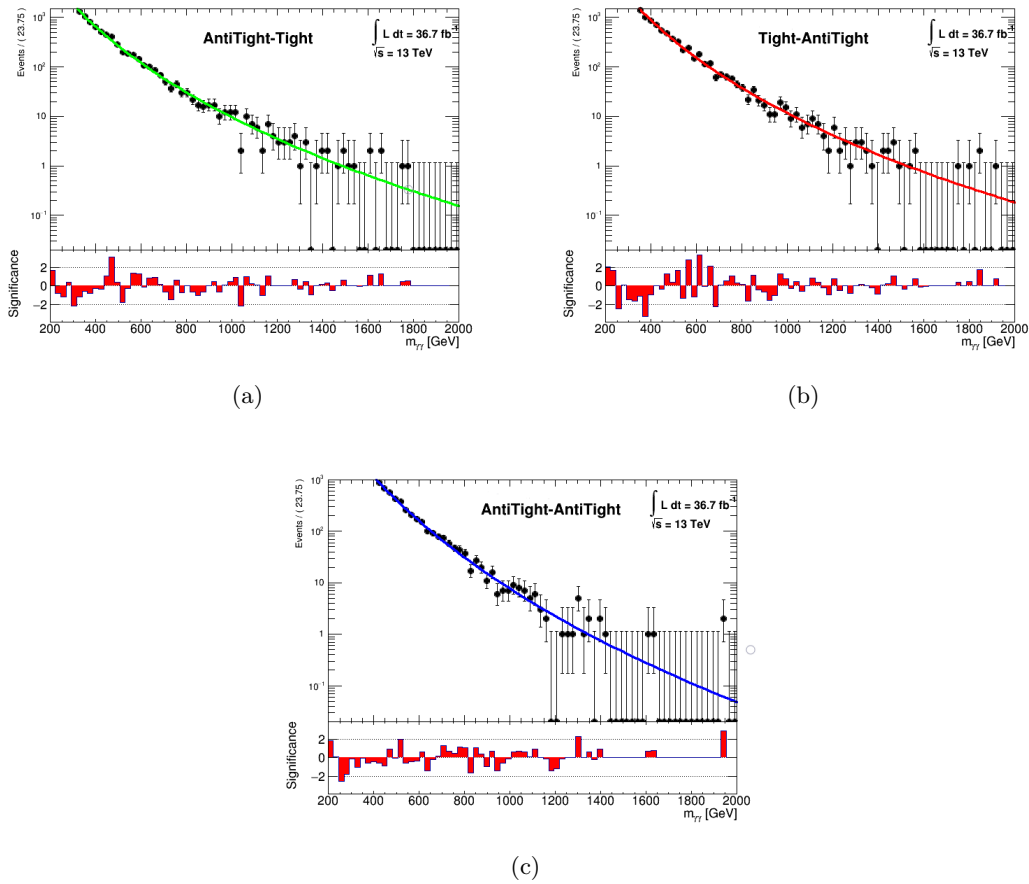


FIGURE 8.7 – Ajustement du bruit de fond réductible gamma-jet (a), jet-gamma (b) et jet-jet (c) pour l'analyse spin-2 *loose*. La signifiante en fonction de  $m_{\gamma\gamma}$ , affichée en dessous de chaque ajustement, quantifie l'écart entre les données et l'ajustement. Une description détaillée de la signifiante est donnée à la section 8.3.6.

	Spin-0		Spin-2		Spin-2 <i>loose</i>	
	$k_1$	$k_2$	$k_1$	$k_2$	$k_1$	$k_2$
$\gamma$ -jet	$-0,37 \pm 0,8$	$-0,39 \pm 0,074$	$4,2 \pm 0,6$	$-0,68 \pm 0,05$	$5,2 \pm 0,2$	$-0,77 \pm 0,02$
jet- $\gamma$	$-0,48 \pm 0,7$	$-0,37 \pm 0,067$	$4,6 \pm 0,8$	$-0,71 \pm 0,07$	$6,2 \pm 0,3$	$-0,84 \pm 0,03$
jet-jet	$-0,49 \pm 1,3$	$-0,49 \pm 0,21$	$4,2 \pm 1,7$	$-0,68 \pm 0,15$	$6,7 \pm 0,5$	$-0,87 \pm 0,04$

Tableau 8.3 – Résultats des ajustements de la masse invariante diphoton dans les échantillons de contrôle des bruits de fond réductibles pour les différentes analyses.

### Incertitudes systématiques

L'incertitude systématique sur la forme de la distribution de masse invariante de chaque région de contrôle est donnée par la variation de l'ajustement de la même fonction sur des échantillons de données différents. Ces échantillons varient par la définition du critère d'identification lors de la sélection des événements. L'échantillon nominal utilise la définition *Loose'4* pour les bruits de fond réductible jet- $\gamma$  et  $\gamma$ -jet. Les sélections alternatives requièrent une identification *Loose*, *Loose'2*, *Loose'3*, *Loose'4*, ou *Loose'5* dont les définitions sont basées sur la sélection d'identification *tight* pour laquelle ont été retirés des critères indiqués dans le Tableau 8.2. Ainsi l'incertitude systématique sur la forme des bruits de fond réductible  $\gamma$ -jet et jet- $\gamma$  est donnée par la variation maximale de l'ajustement des données en utilisant toutes les sélections alternatives et l'incertitude systématique sur l'estimation du bruit de fond jet-jet utilise uniquement les sélections *Loose'4* et *Loose'5* en raison d'une statistique trop réduite dans les autres échantillons alternatifs.

Les ajustements en fonction des différentes définitions de l'identification sont représentés sur la Figure 8.8.

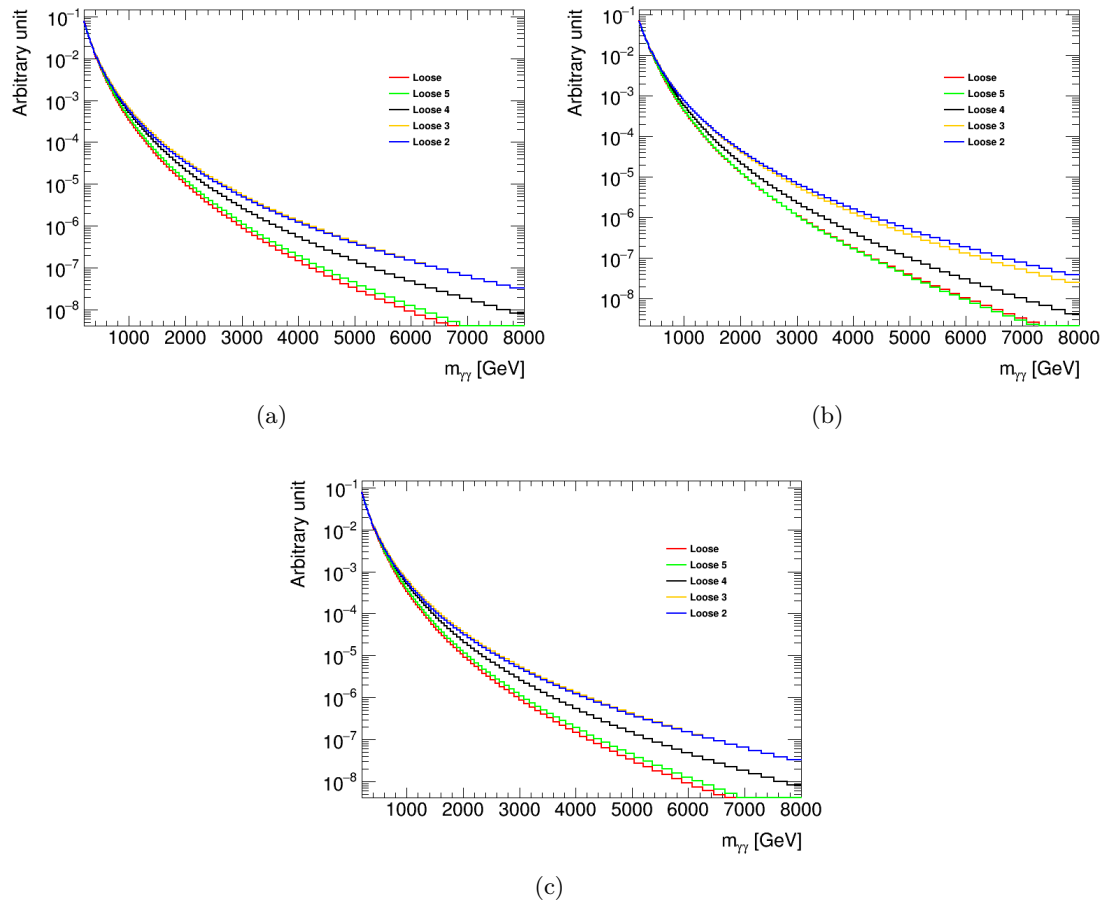


FIGURE 8.8 – Ajustement du bruit de fond réductible gamma-jet (a), jet-gamma (b) et jet-jet (c) avec les différentes définitions d'identification *Loose'* pour l'analyse spin-2 *loose*.

### 8.3.3 Composition du bruit de fond

#### Introduction

La composition du bruit de fond est déterminée dans la région de contrôle à basse masse invariante ( $m_{\gamma\gamma} \in [200 - 511, 4]$  GeV). La limite supérieure de cet intervalle fut choisie pour coïncider avec le début du premier *bin* (classe de l'histogramme de  $m_{\gamma\gamma}$  qu'on utilise pour représenter les données dans cette analyse) au dessus de 500 GeV.

Comme nous l'avons vu dans la section 8.1, le bruit de fond de l'analyse diphoton est constitué d'événements diphotons prédit par le Modèle Standard mais également de paires de particules dont une au moins fut identifiée à tort comme un photon et est en réalité un jet. On peut donc définir quatre composantes différentes :  $\gamma\gamma$ , jet- $\gamma$ ,  $\gamma$ -jet et jet-jet. Après sélection des événements diphotons, chacune de ces composantes du bruit de fond total possédera, dans la région de contrôle à basse masse, un certain nombre d'événements :  $N_{\gamma\gamma}$ ,  $N_{j\gamma}$ ,  $N_{\gamma j}$  et  $N_{jj}$ . La procédure décrite dans cette section, propose de déterminer la composition du bruit de fond, c'est-à-dire la fraction de chacune des composantes dans l'échantillon des données étudiées. La procédure utilise, pour ce faire, les distributions des énergies transverses d'isolation des deux candidats photons que l'on notera  $E_{T,1}^{iso}$  pour le photon *leading* et  $E_{T,2}^{iso}$  pour le photon *subleading*. La densité de probabilité  $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$  peut s'exprimer en fonction de chacune des composantes du bruit de fond selon l'équation suivante :

$$\begin{aligned} P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) &= N_{\gamma\gamma} \times F_{\gamma\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) + N_{j\gamma} \times F_{j\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) \\ &+ N_{\gamma j} \times F_{\gamma j}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) + N_{jj} \times F_{jj}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}). \end{aligned} \quad (8.5)$$

Pour estimer la fonction de densité  $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ , on utilise une procédure se déroulant en plusieurs étapes distinctes. En premier lieu, les différentes fonctions de densité ajustant les distributions des énergies d'isolation des différentes composantes sont déterminées. Puis un ajustement bidimensionnel de  $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$  est effectué sur l'échantillon de contrôle à basse masse invariante dont les événements ont passé les sélections diphoton définies à la section 8.2 mais dont le critère sur les énergies d'isolation calorimétrique a été retiré. Cet ajustement permet alors d'extraire les valeurs des quatres contributions du bruit de fond :  $N_{\gamma\gamma}$ ,  $N_{j\gamma}$ ,  $N_{\gamma j}$  et  $N_{jj}$ .

Des études de la variable d'énergie transverse d'isolation  $E_T^{iso}$  avec des simulations Monte-carlo d'événements diphotons et photon+jets ont montré que les corrélations entre les énergies d'isolation des deux photons de la paire diphoton ou du photon et du jet étaient inférieures à 5% ce qui permet de les négliger [100]. Ainsi les fonctions de distribution dimensionnelles  $F_{\gamma\gamma}$ ,  $F_{j\gamma}$  et  $F_{\gamma j}$  peuvent s'exprimer comme un produit de fonctions unidimensionnelles dépendant chacun de l'énergie d'isolation d'une des deux particules. L'équation 8.5 peut ainsi s'écrire :

$$\begin{aligned} P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) &= N_{\gamma\gamma} \times P(E_{T,1}^{iso})P(E_{T,2}^{iso}) + N_{j\gamma} \times J(E_{T,1}^{iso})P(E_{T,2}^{iso}) \\ &+ N_{\gamma j} \times P(E_{T,1}^{iso})J(E_{T,2}^{iso}) + N_{jj} \times J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}). \end{aligned} \quad (8.6)$$



Avant de déterminer les coefficients  $N_{\gamma\gamma}$ ,  $N_{j\gamma}$ ,  $N_{\gamma j}$  et  $N_{jj}$ , il faut tout d'abord évaluer les fonctions de densité de probabilité  $P(E_{T,1}^{iso})$ ,  $P(E_{T,2}^{iso})$ ,  $J(E_{T,1}^{iso})$ ,  $J(E_{T,2}^{iso})$  et  $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ . Les fonctions  $P(E_{T,1}^{iso})$  et  $P(E_{T,2}^{iso})$  correspondent respectivement aux fonctions de densité de probabilité de l'isolation calorimétrique pour les candidats photons les plus énergétiques et les seconds plus énergétiques appartenant à une paire diphoton ayant passé les sélections de l'analyse comme décrite en section 8.2 à l'exception du critère sur l'isolation calorimétrique.  $J(E_{T,1}^{iso})$  et  $J(E_{T,2}^{iso})$  sont les fonctions de densité de probabilité de l'isolation calorimétrique des jets ayant passé ces mêmes sélections. Enfin  $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$  est la fonction de densité de probabilité bidimensionnel des énergies transverses de l'isolation calorimétrique pour les deux jets ayant passé les sélections des analyses diphoton dans un même événement. La fonction de densité  $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$  n'est pas factorisée par le produit des fonctions de densité de chacun des jets car les corrélations entre leurs énergies transverses d'isolation calorimétrique ne sont pas négligeables [101].

### Sélection et échantillon de contrôle

Pour connaître les distributions de l'isolation calorimétrique des jets ayant des caractéristiques similaires aux photons il est nécessaire de les déterminer grâce aux données collectées pour éviter les problèmes statistiques liées aux simulations MC. Les régions de contrôle seront donc assez similaires aux régions de contrôle utilisées dans la section 8.3.2 et seront définies en utilisant 2 sélections différentes sur les candidats photons :

- La sélection **Tight** : le candidat photon passe les critères cinématiques de l'analyse ainsi que l'identification *tight*. Les critères usuels de l'isolation calorimétrique ou des traces ne sont pas demandés. Cette sélection fournira un échantillon enrichi en vrai photon.
- La sélection **AntiTight** : le candidat photon passe les critères cinématiques de l'analyse, remplit les critères de l'identification *Loose'4* mais est rejeté par la sélection *tight*. Les critères de l'isolation calorimétrique ou des traces ne sont pas demandés. Cette sélection fournira un échantillon enrichi en jets et possédant une distribution d'isolation calorimétrique proche des jets ayant passer une identification *tight*.

Quatre régions de contrôle peuvent à nouveau être créées en combinant les sélections *Tight* et *AntiTight* sur les photons *leading* et *subleading* de la paire : *Tight-Tight*, *Tight-AntiTight*, *AntiTight-Tight* et *AntiTight-AntiTight*.

### Distribution de l'isolation calorimétrique des jets

En premier lieu,  $J(E_{T,1}^{iso})$  ( $J(E_{T,2}^{iso})$ ) est estimée avec un échantillon de contrôle *AntiTight-Tight* (*Tight-AntiTight*), c'est-à-dire l'échantillon constitué de paires de candidats photons parmi lesquels le candidat photon *leading* passe la sélection *AntiTight* (*Tight*) et le candidat photon *subleading* la sélection *Tight* (*AntiTight*) et est donc enrichi en événements jet- $\gamma$  ( $\gamma$ -jet).

Les distributions de l'isolation calorimétrique des jets ayant des caractéristiques proches de celle des photons sont ajustées avec une fonction de Novosibirsk [102] définie comme :

$$f(E_T^{iso}) = A_j \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left( \frac{\ln^2 [1 + \Lambda \tau \cdot (E_T^{iso} - E_0)]}{\tau^2} + \tau^2 \right)\right), \quad (8.7)$$

avec  $E_0$  la position du pic,  $\tau$  le paramètre de la queue de la distribution et  $\Lambda$  étant définie de la façon suivante :

$$\Lambda = \frac{\sinh\left(\tau\sqrt{\ln(4)}\right)}{\sigma\tau\sqrt{\ln(4)}}, \quad (8.8)$$

où  $\sigma$  représente la largeur de la fonction de Novosibirsk. Le paramètre  $A_j$  de l'équation 8.7 est un paramètre permettant de normaliser la fonction au nombre d'événements de l'échantillon de contrôle ajusté. L'ajustement des données avec la fonction de Novosibirsk se réalise dans l'intervalle d'isolation calorimétrique [10; 15] GeV (tout comme l'ensemble des ajustements décrits en section 8.3.3). La Figure 8.9 montre les ajustements  $J(E_{T,1}^{iso})$  et  $J(E_{T,2}^{iso})$  dans les régions de contrôle *Tight-AntiTight* et *AntiTight-Tight* à partir des données collectées en 2015 et 2016 pour l'analyse spin-2 *loose*.

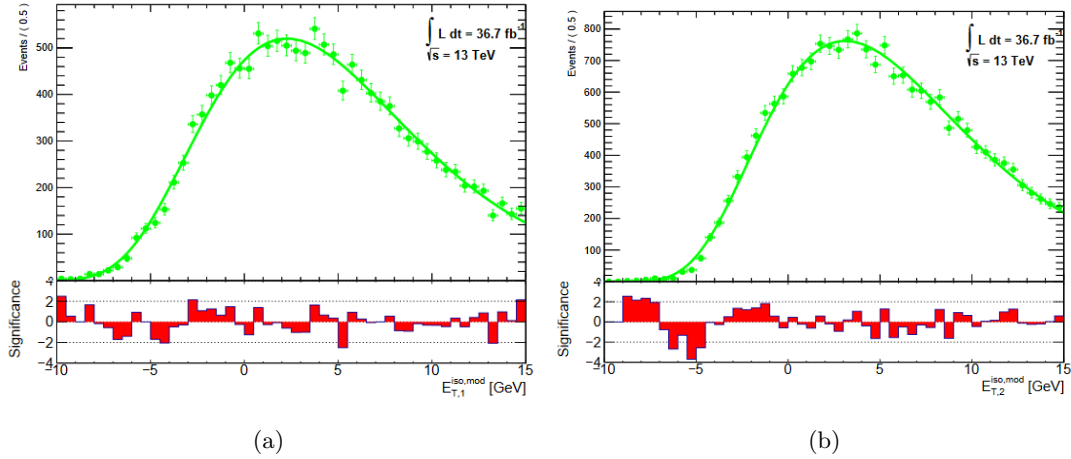


FIGURE 8.9 – Distribution de l'énergie calorimétrique pour les candidats photon leading (a) et subleading (b) dans les échantillons à basse masse dans les régions de contrôle respectives *AntiTight-Tight* et *Tight-AntiTight* avec les données récoltées en 2015 et 2016 ayant passé les sélections cinématiques de l'analyse spin-2 *loose*. La courbe verte représente l'ajustement des données avec une fonction de Novosibirsk.

L'estimation de la fonction de densité  $J(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$  se réalise à l'aide de la région de contrôle *AntiTight-AntiTight*. La Figure 8.10a montre la distribution bidimensionnelle des énergies transverse de l'isolation calorimétrique des deux candidats photon dans cette région de contrôle. Cette distribution est alors lissée grâce à une estimation par noyaux gaussien [103] (cf. Figure 8.10b) avec le logiciel RooFit [104].

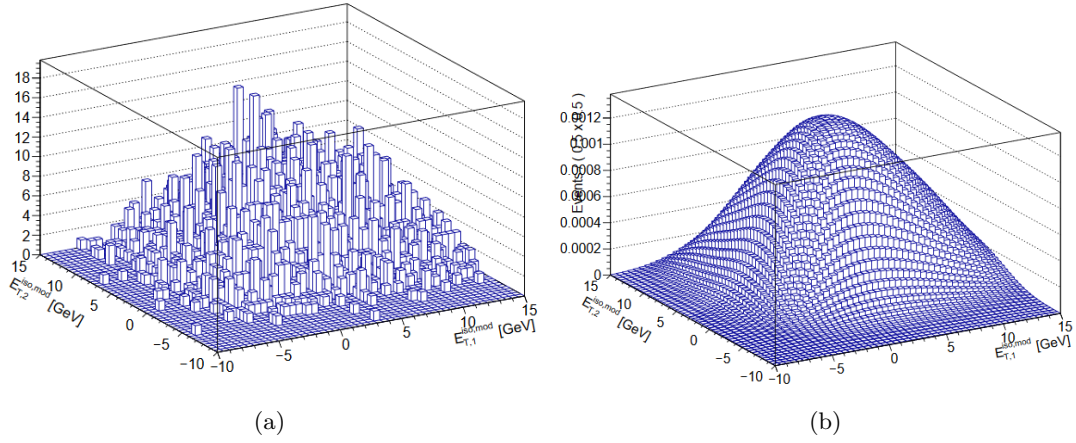


FIGURE 8.10 – (a) Distribution bidimensionnelle de l'énergie d'isolation calorimétrique des candidats photon dans l'échantillon de contrôle *AntiTight-AntiTight* avec les données récoltées en 2015 et 2016 ayant passé les sélections cinématiques de l'analyse spin-2 *loose*. (b) Fonction de densité bidimensionnelle de l'énergie d'isolation calorimétrique provenant de l'estimation des données par noyaux gaussien.

### Distribution de l'isolation calorimétrique des photons

Les fonctions de probabilité  $P(E_{T,i}^{iso})$  sont estimées avec l'échantillon de contrôle *Tight-Tight* en ayant auparavant soustrait la contamination des jets identifiés comme des photons avec les fonctions de probabilité  $J(E_{T,i}^{iso})$  déterminées précédemment. Afin de réaliser cette soustraction, on se place dans l'hypothèse où les candidats photons de l'échantillon de contrôle *Tight-Tight* ayant une énergie transverse de l'isolation calorimétrique supérieure à 10 GeV correspondent à des jets mal identifiés. La fonction  $J(E_{T,i}^{iso})$  est alors normalisée dans l'intervalle d'énergie [10; 15] GeV. La distribution de l'énergie transverse d'isolation calorimétrique  $E_{T,i}^{iso}$  est ensuite ajustée par l'addition de la fonction  $J(E_{T,i}^{iso})$  normalisée et de la fonction  $P(E_{T,i}^{iso})$  constituée de l'addition d'une fonction gaussienne avec une fonction de densité de type *Crystal ball* [105] qui a pour définition :

$$f(E_T^{iso}) = N \cdot \begin{cases} A_\gamma \cdot \exp\left(-\frac{(E_T^{iso}-E_0)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{pour } E_T^{iso} > -|\alpha|, \\ A_\gamma \cdot \frac{\left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp(-\frac{1}{2}\alpha^2)}{\left(\frac{n}{|\alpha|}-|\alpha|-E_T^{iso}\right)^n} & \text{pour } E_T^{iso} \leq -|\alpha|, \end{cases} \quad (8.9)$$

avec  $\alpha$  et  $n$  des paramètres contrôlant l'évolution de la queue de distribution en puissance,  $E_0$  la valeur moyenne de la fonction, le paramètre  $\sigma$  traduisant la largeur de la distribution et enfin un facteur multiplicatif  $A_\gamma$ . Les moyennes de la gaussienne et de la fonction *Crystal Ball* sont définies comme égales.

La Figure 8.11 montre les ajustements  $P(E_{T,1}^{iso})$  et  $P(E_{T,2}^{iso})$  dans la région de contrôle *Tight-Tight* à partir des données collectées en 2015 et 2016 pour l'analyse spin-2 *loose*.

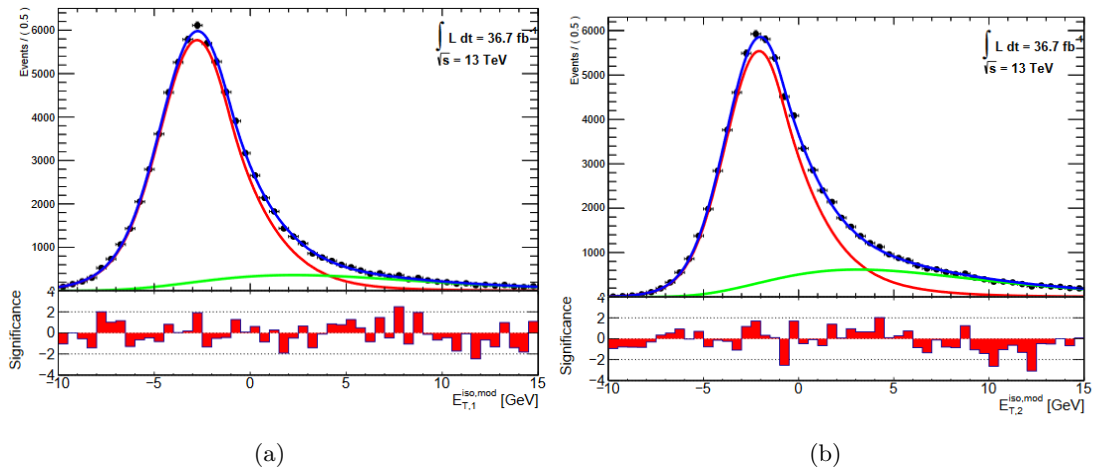


FIGURE 8.11 – Distribution de l'énergie calorimétrique pour les candidats photon leading (a) et subleading (b) dans les échantillons à basse masse dans la région de contrôle *Tight-Tight* avec les données récoltées en 2015 et 2016 ayant passé les sélections cinématiques de l'analyse spin-2 *loose*. La courbe bleue représente l'ajustement des données avec une fonction *CrystalBall*, une gaussienne et une fonction de Novosibirsk. La courbe verte représente la contamination de la région de contrôle par des jets identifiés comme des photons. La courbe rouge est la contribution estimée des vrais photons. Des tensions peuvent apparaître entre l'ajustement et les données. Ces écarts restent inférieurs aux variations de l'ajustement avec les différentes identifications *Loose*' (cf. Figure 8.13).

### Ajustement bidimensionnel

Après avoir déterminé les différentes composantes de la fonction de densité de probabilité bidimensionnelle  $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ , celle-ci est ajustée aux distributions de l'énergie transverse d'isolation calorimétrique des deux photons des événements de l'échantillon de contrôle *Tight-Tight* dans la région à basse masse. Les paramètres de l'ajustement seront alors les facteurs multiplicatifs  $N_{\gamma\gamma}$ ,  $N_{j\gamma}$ ,  $N_{\gamma j}$  et  $N_{jj}$  de chaque composante. La Figure 8.12 illustre le résultat de cet ajustement bidimensionnel en représentant la projection selon  $E_{T,1}^{iso}$  et  $E_{T,2}^{iso}$  des quatre composantes du bruit de fond.

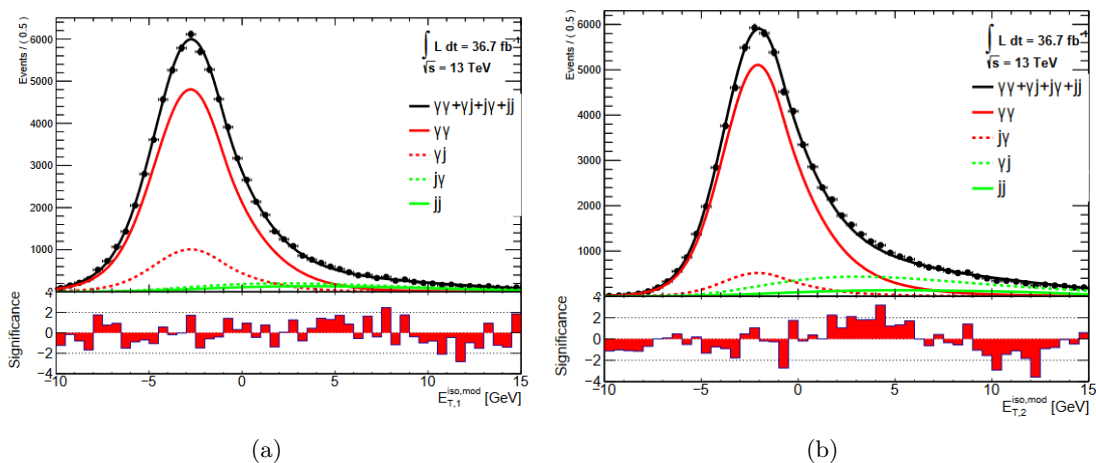


FIGURE 8.12 – Projection des fonction de densité bidimensionnelles des différentes composantes du bruit de fond par rapport à l'énergie d'isolation calorimétrique du photon *leading* (a) et du photon *subleading* (b) avec les données récoltées en 2015 et 2016 ayant passé les sélections cinématiques de l'analyse spin-2 *loose* et dans la région de contrôle à basse masse. Les courbes noires représente la fonction de densité de l'énergie transverse d'isolation calorimétrique pour chacun des photons ayant passé une identification *tight*. Les fonctions de densité des différentes contributions extraites de l'ajustement bidimensionnelle sont indiquées par les quatre courbes rouges et vertes.

### Incertitudes

Les incertitudes systématiques de l'ajustement bidimensionnel des énergies d'isolation sont dues aux corrélations entre l'énergie d'isolation et les critères d'identification des photons, mais aussi à la méconnaissance du nombre de vrais photons contaminant l'échantillon *AntiTight*. Comme énoncé dans la section 8.3.3, la sélection *AntiTight* sur les photons se réalise au moyen d'une identification *Loose'*, qu'il est possible de changer afin de prendre en compte ces incertitudes systématiques. Les résultats des ajustements de la procédure en utilisant les différentes versions de l'identification *Loose'* sont représentés sur la Figure 8.13 et on observe que la variation des différents ajustements sont compatibles avec les fluctuations des distributions des données.

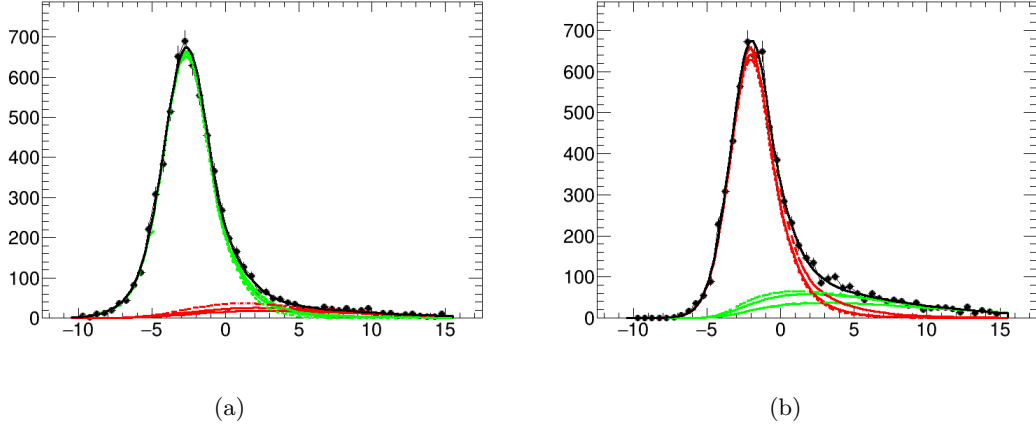


FIGURE 8.13 – Variation de l’ajustement de l’énergie transverse d’isolation calorimétrique en fonction de la définition de la région de contrôle *AntiTight* dans l’analyse spin-2 pour le photon leading (a) et le photon subleading (b) avec les données collectées en 2015. Les courbes pleines représentent les ajustements dans la région de contrôle nominal. Les deux autres types de courbe représentent les ajustements dans les régions de contrôle *Loose'2* et *Loose'5*.

### Composition du bruit de fond

En ayant identifié les différentes normalisations de la fonction de probabilité  $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ , il est possible de déterminer la composition du bruit de fond, à basse masse, des échantillons des différentes analyses diphoton qui requièrent une identification *Tight* des photons, en sélectionnant des paires de photons isolés  $E_T^{iso} < E_{T,cut}^{iso}$ . L’estimation du nombre d’événements de chacune de ces composantes, dans la région à basse masse, s’écrit alors :

$$N_{\gamma\gamma}^{iso} = \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} N_{\gamma\gamma} F_{\gamma\gamma} (E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) dE_{T,1}^{iso} dE_{T,2}^{iso}. \quad (8.10)$$

$$N_{\gamma j}^{iso} = \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} N_{\gamma j} F_{\gamma j} (E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) dE_{T,1}^{iso} dE_{T,2}^{iso}. \quad (8.11)$$

$$N_{j\gamma}^{iso} = \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} N_{j\gamma} F_{j\gamma} (E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) dE_{T,1}^{iso} dE_{T,2}^{iso}. \quad (8.12)$$

$$N_{jj}^{iso} = \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} \int_{-10 \text{ GeV}}^{E_{T,cut}^{iso}} N_{jj} F_{jj} (E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) dE_{T,1}^{iso} dE_{T,2}^{iso}. \quad (8.13)$$

On peut alors introduire la pureté d’un échantillon de données se définissant comme le rapport du nombre d’événements estimé du bruit de fond irréductible  $\gamma\gamma$  sur le bruit de fond total. Dans la région de contrôle à basse masse, la pureté s’écrit donc :

$$P = \frac{N_{\gamma\gamma}^{iso}}{N_{\gamma\gamma}^{iso} + N_{\gamma j}^{iso} + N_{j\gamma}^{iso} + N_{jj}^{iso}}. \quad (8.14)$$

Le Tableau 8.4 indique la composition des données collectées en 2015 et 2016 à basse masse pour les différentes analyses diphoton. On retrouve la plus grande acceptance de la sélection de l'analyse spin-2 *loose* dont l'échantillon signal a une pureté bien plus faible que les échantillons des analyses spin-0 et spin-2. Cette différence est principalement due au critère de sélection  $E_{T,cut}^{iso}$  bien plus élevé pour l'analyse spin-2 *loose* et à l'absence de sélection sur l'isolation des traces des candidats photons. En revanche, dans la région de contrôle à basse masse, les deux types de sélection sur l'impulsion transverse : absolue (spin-2) ou relative (spin-0), donnent des résultats de pureté relativement équivalents.

	Nombre d'événements $\pm$ (incertitude statistique) $\pm$ (incertitude systématique)		
Analyse	Spin-0	Spin-2	Spin-2 <i>loose</i>
$\gamma\gamma$	39901 $\pm$ 226 $\pm$ 3990	47673 $\pm$ 251 $\pm$ 4767	64680 $\pm$ 307 $\pm$ 6468
$\gamma$ -jet	3436 $\pm$ 49 $\pm$ 2496	3875 $\pm$ 61 $\pm$ 32856	16222 $\pm$ 116 $\pm$ 3740
jet- $\gamma$	1835 $\pm$ 47 $\pm$ 1333	2136 $\pm$ 55 $\pm$ 1575	7028 $\pm$ 93 $\pm$ 1620
jet-jet	222,1 $\pm$ 8,3 $\pm$ 161,4	456,7 $\pm$ 12,7 $\pm$ 336,6	4802 $\pm$ 44 $\pm$ 1107
Pureté $P$	87,90% $\pm$ 0,50% $\pm$ 8,79%	88,05% $\pm$ 0,46% $\pm$ 8,81%	69,75% $\pm$ 0,33% $\pm$ 6,97%

Tableau 8.4 – Estimation de la composition des données dans la région de contrôle à basse masse avec les données collectées en 2015 et 2016 pour les différentes analyses.

### 8.3.4 Combinaison des estimations pour les différentes composantes du bruit de fond

Après avoir estimé la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond irréductible puis celles des bruits de fond réductibles, et enfin la composition des données dans la région de contrôle à basse masse, tous les ingrédients sont à disposition pour effectuer l'estimation finale du bruit de fond total en fonction de la masse invariante.

Pour obtenir la prédiction du bruit de fond total, les distributions de masse invariante des composantes du bruit de fond irréductible et réductible sont ajoutées selon des poids respectifs. La somme de toutes les composantes est normalisée aux données dans la région à basse masse entre 200 et 511,4 GeV. Chaque poids est déterminé par la composition des données dans la région de contrôle. Le Tableau 8.5 résume les prédictions du Modèle Standard pour le bruit de fond total et ses différentes composantes, ainsi que le nombre d'événements observés dans différents intervalles en masse invariante. Les bornes des intervalles du Tableau 8.5 ont été choisies pour correspondre à certaines bornes des *bins* de masse des distributions de masse invariante représentées sur les Figure 8.16, 8.17 et 8.18. Les incertitudes indiquées dans le tableau correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques sur la prédiction du bruit de fond concerné. Ces incertitudes seront détaillées dans la section 8.3.5. La distribution du bruit de fond total étant normalisée aux données dans la région de contrôle à basse masse, les incertitudes entre les composantes irréductible et réductibles sont anticorrélées. Ainsi les incertitudes relatives sur le bruit de fond total sont moins importantes que les incertitudes relatives des composantes.

Intervalle de masse [GeV]	Estimation du bruit de fond			événements observés
	Irréductible	Réductible	Total	
[200, 0-307, 2]	47603, 4 ± 4761, 9	21296, 1 ± 4642, 6	68899, 5 ± 467, 6	69210
[307, 2-401, 7]	11578, 8 ± 1158, 9	5683, 7 ± 1241, 8	17262, 5 ± 161, 7	16982
[401, 7-511, 4]	4827, 6 ± 485, 1	2445, 4 ± 547, 0	7273, 0 ± 140, 6	7243
[511, 4-584, 8]	1423, 4 ± 144, 0	727, 7 ± 170, 0	2151, 1 ± 67, 0	2226
[584, 8-651, 0]	753, 5 ± 76, 8	380, 3 ± 92, 7	1133, 8 ± 44, 7	1139
[651, 0-744, 5]	616, 4 ± 63, 4	305, 2 ± 78, 5	921, 6 ± 44, 3	1002
[744, 5-828, 8]	315, 0 ± 32, 8	152, 1 ± 41, 8	467, 1 ± 27, 2	514
[828, 8-922, 7]	210, 7 ± 22, 3	98, 2 ± 28, 9	308, 9 ± 20, 9	301
[922, 7-1055, 1]	162, 5 ± 17, 6	73, 7 ± 23, 6	236, 2 ± 18, 7	219
[1055, 1-1174, 6]	79, 4 ± 8, 9	34, 3 ± 12, 1	113, 6 ± 10, 4	110
[1174, 6-1307, 7]	50, 3 ± 5, 8	20, 8 ± 8, 1	71, 1 ± 7, 4	61
[1307, 7-1455, 8]	31, 5 ± 3, 8	12, 4 ± 5, 3	43, 9 ± 5, 1	52
[1455, 8-1620, 7]	19, 2 ± 2, 5	7, 3 ± 3, 4	26, 5 ± 3, 5	27
[1620, 7-1756, 5]	9, 2 ± 1, 3	3, 3 ± 1, 7	12, 5 ± 1, 8	12
[1756, 5-3528, 0]	16, 9 ± 2, 9	5, 9 ± 3, 9	22, 8 ± 4, 3	18

Tableau 8.5 – Nombre d'événements attendus dans chacune des composantes réductibles et irréductible du bruit de fond ainsi que le bruit de fond total et le nombre d'événements observés dans chaque intervalle de masse. Les incertitudes sur les composantes réductibles et irréductible prennent en compte les incertitudes systématiques détaillées à la section 8.3.5. Les incertitudes sur les composantes du bruit de fond étant fortement anticorrélées, l'incertitude relative totale est réduite.



### 8.3.5 Incertitudes systématiques

Avant de se pencher sur les résultats de l'estimation de la distribution en masse invariante avec les différentes sélections dans la section 8.3.6, il est nécessaire d'étudier les différentes incertitudes systématiques sur la forme de cette distribution. Les différentes incertitudes systématiques varient en fonction de la masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$ . Les incertitudes sur la forme du spectre du bruit de fond total (réductible) sont représentées sur la Figure 8.16 par les bandes oranges (jaunes) qui entourent la distribution de masse invariante du bruit de fond total (réductible). Elles sont également indiquées dans le Tableau 8.5 dans certains intervalles de masse. Les Figures 8.14 et 8.15 montrent les différentes incertitudes sur la prédiction du bruit de fond total en fonction de la masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$ . Ces incertitudes proviennent de cinq sources différentes :

- La modélisation du bruit de fond irréductible provenant de la variation des paramètres théoriques.
- La modélisation du bruit de fond réductible provenant de la variation de la définition de la sélection *AntiTight*.
- La composition de la région de contrôle provenant de la variation de la définition de la sélection *AntiTight*. Une incertitude systématique conservatrice de 10% est appliquée sur la pureté de l'échantillon à basse masse.
- L'incertitude provenant de l'isolation calorimétrique au niveau générateur.
- L'incertitude statistique provenant de la génération MC du bruit de fond irréductible.

On peut observer sur les Figures 8.14 et 8.15 que les incertitudes systématiques dominantes à haute masse sont celles relatives à la modélisation du spectre de masse invariante du bruit de fond irréductible et plus précisément les incertitudes systématiques de la fonction de distribution de partons (cf. Figure 8.5c). Les incertitudes provenant de l'isolation sont présentes uniquement pour les sélections spin-0 et spin-2 qui possèdent des critères de sélection sur l'isolation calorimétrique et sur l'isolation des traces beaucoup plus stricts que pour la sélection spin-2 *loose*. Les incertitudes systématiques sur l'isolation dominant à basse masse.

On peut également observer que les incertitudes assez importantes du bruit de fond réductible ont un faible impact sur le bruit de fond total en raison des poids associés à celui-ci dans la composition des données dans la région à basse masse. En revanche, plus la pureté d'un échantillon de données sera faible, plus les incertitudes systématiques provenant de l'estimation des bruits de fond réductibles deviendront importantes. Finalement, les incertitudes sur le bruit de fond varient entre quelques pour cent pour des masses invariantes autour de 200 GeV jusqu'à environ 40% du bruit de fond total pour des masses invariantes de 3500 GeV.

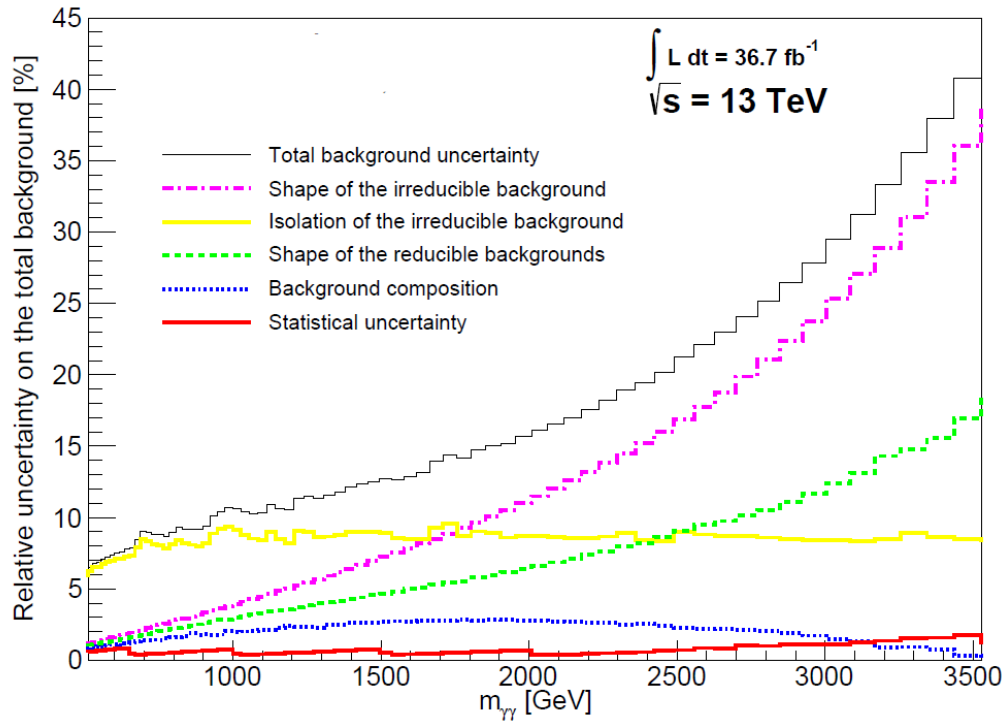
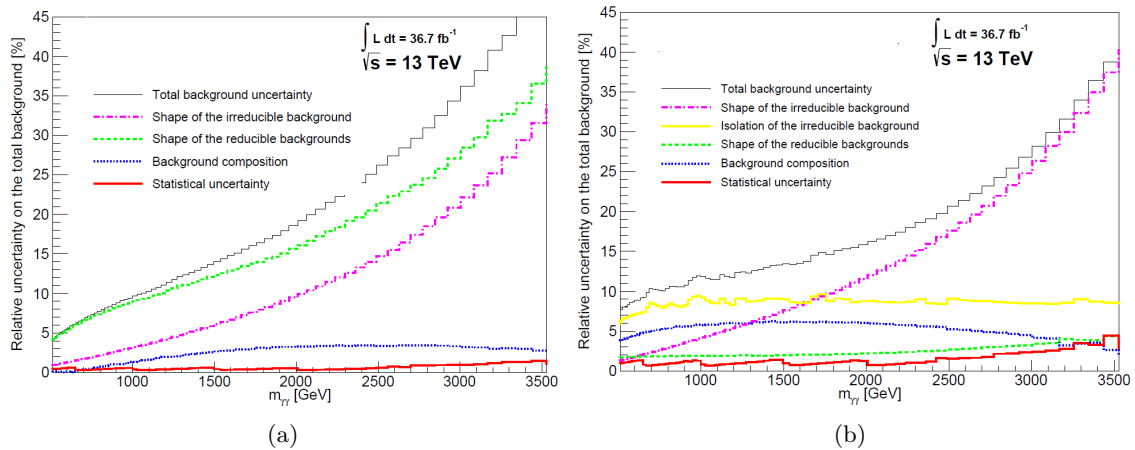


FIGURE 8.14 – Incertitudes sur l’estimation du bruit de fond pour l’analyse spin-2.

FIGURE 8.15 – Incertitudes sur l’estimation du bruit de fond pour l’analyse spin-2 *loose* (a) et spin-0 (b).

### 8.3.6 Résultats

Les Figures 8.16, 8.17 et 8.18 montrent la distribution de masse invariante diphoton sur l'intervalle de masse [200 – 5000] GeV, superposée à l'estimation du bruit de fond total, pour les données récoltées en 2015 et 2016 pour, respectivement, les sélections spin-2, spin-0 et spin-2 *loose*.

La partie inférieure de ces graphiques montre la signifiante statistique de l'écart entre les données et l'estimation du bruit de fond total pour chaque *bin* des distributions de masse invariante. Cette signifiante est exprimée en nombre de déviations standards et est reliée à la valeur-p qui représente la probabilité pour que la différence entre la valeur observée et la valeur attendue soit due à une fluctuation statistique de la valeur observée. La relation entre la valeur-p et la signifiante statistique  $Z$  est donnée par la formule suivante :

$$Z = \sqrt{2} \cdot \text{erf}^{-1}(1 - 2 \cdot \text{valeur-p}), \quad (8.15)$$

où  $\text{erf}^{-1}$  est la fonction erreur inverse. Une signifiante statistique positive représente alors un excès d'événements observé dans l'intervalle de masse considéré par rapport à l'estimation du bruit de fond et une valeur négative, un défaut d'événements. En notant  $n_{obs}$  le nombre d'événements observé et  $n_{att}$  le nombre d'événements attendu, on peut exprimer simplement la valeur-p comme  $P(n \geq n_{obs})$  si  $n_{obs} > n_{att}$  et  $P(n \leq n_{obs})$  si  $n_{obs} < n_{att}$ . Or  $n_{obs}$  suit une loi de Poisson ayant pour paramètre le nombre d'événements attendu  $n_{att}$  qui lui-même suit une loi gaussienne d'espérance  $n_{att}$  avec une incertitude  $\sigma_{att}$  donnée par la bande orange sur les Figures 8.16, 8.17 et 8.18. Dans un tel cas, la probabilité d'obtenir  $n$  événements s'écrit :

$$P(n|n_{att}, \sigma_{att}) = \int_0^\infty Poi(n|\lambda) Gam\left(\lambda \left| \frac{n_{att}^2}{\sigma_{att}^2}, \frac{n_{att}}{\sigma_{att}^2} \right.\right) d\lambda, \quad (8.16)$$

où  $Poi$  est la distribution de Poisson et  $Gam$  est la distribution Gamma (le détail du calcul est effectué dans la référence [106]). Il n'y a, a priori, aucun excès significatif d'événements observé. Des tests statistiques supplémentaires avec hypothèse nulle (absence de signal) sont détaillés dans le chapitre 9.

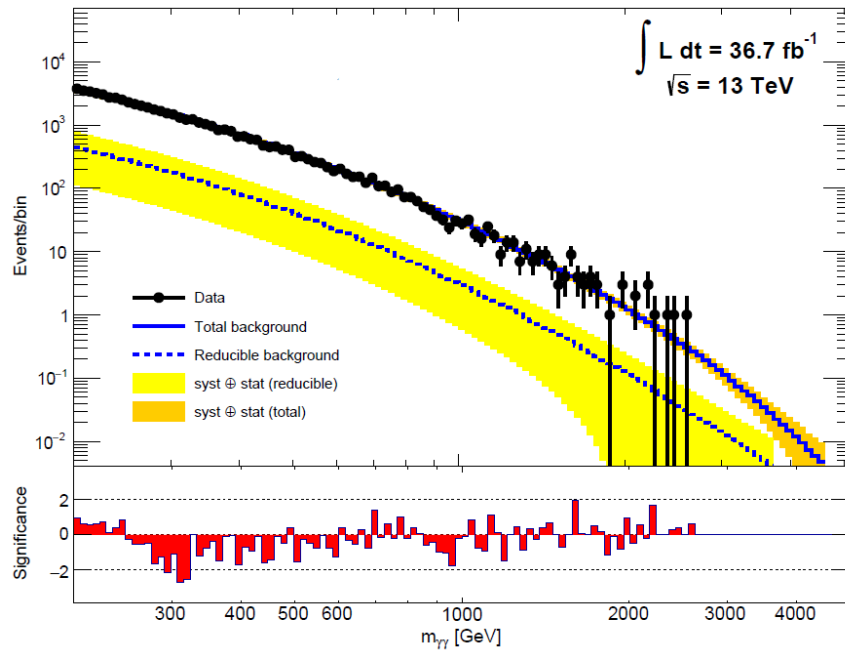


FIGURE 8.16 – Distribution de la masse invariante des candidats diphotons avec l’analyse spin-2 pour les données récoltées en 2015 et 2016 (points noirs). Estimation du bruit de fond total en bleu et du bruit de fond réductible en bleu pointillé. Les incertitudes relatives à l’estimation du bruit de fond total sont représentées par la bande orange et les incertitudes relatives à l’estimation de la forme du bruit de fond réductible sont en jaune.

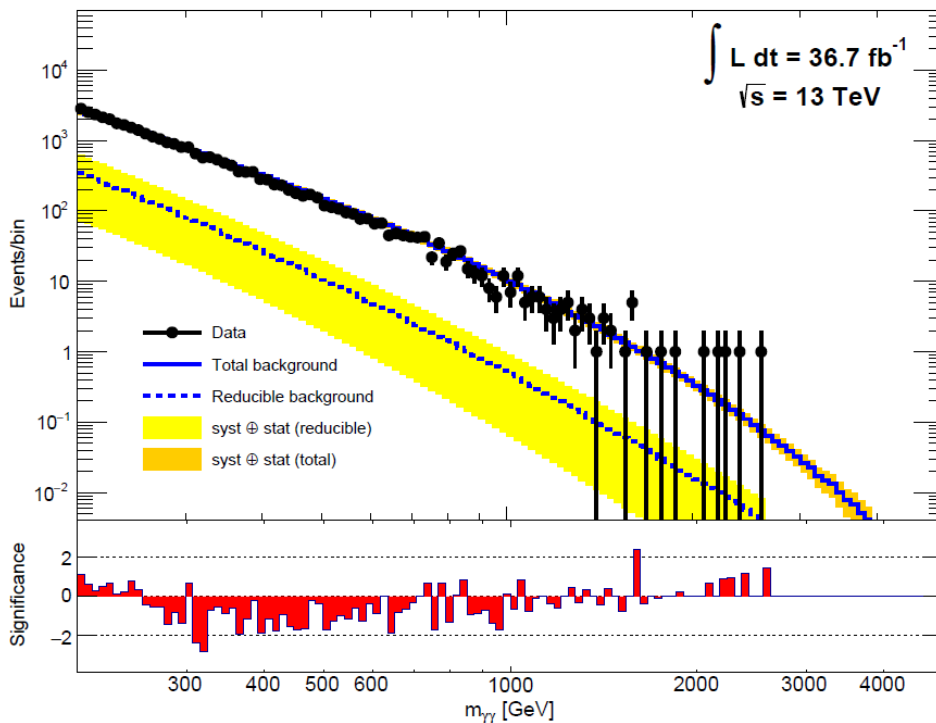
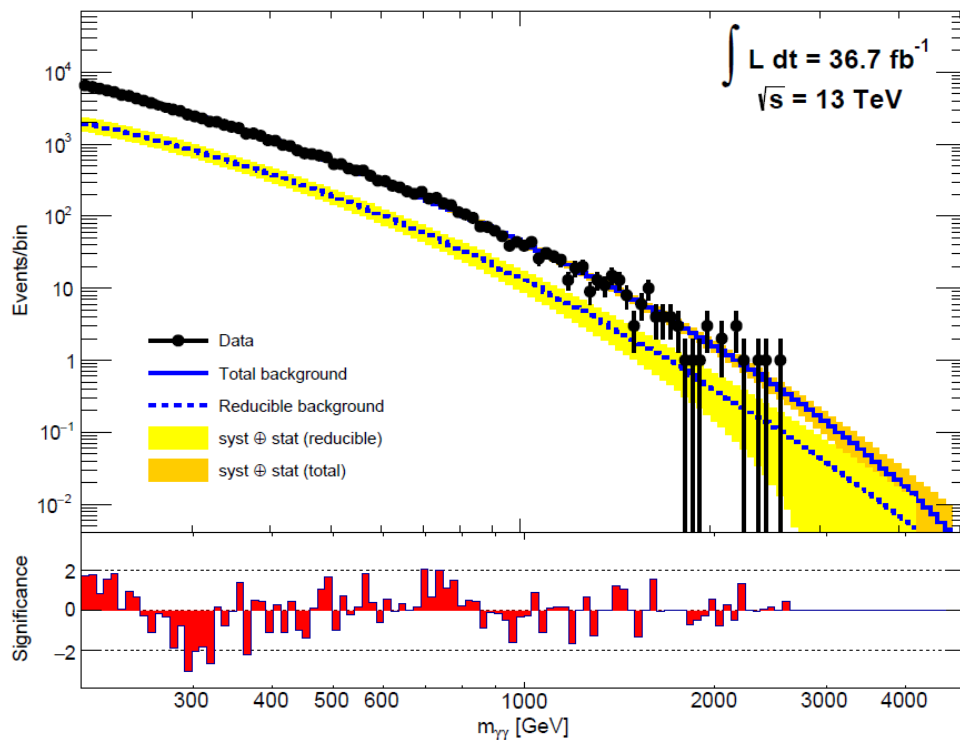


FIGURE 8.17 – Graphique équivalent à la Figure 8.16 avec la sélection spin-0.

FIGURE 8.18 – Graphique équivalent à la Figure 8.16 avec la sélection spin-2 *loose*.

## 8.4 Méthode alternative à l'estimation du bruit de fond total

Une autre méthode, appelée ici méthode d'ajustement par fonctionnelle, fut développée afin d'estimer le bruit de fond notamment dans le cadre de la sélection spin-0. La description complète de cette méthode se trouve en références [93, 95]. Cette méthode consiste à estimer la forme du bruit de fond par une fonction analytique. Une famille de fonctionnelles similaires à celles utilisées dans les analyses avec multi-jets [107] est choisie :

$$f_{b,d,a_0,\dots,a_k} \left( \frac{m_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}} \right) = N \left[ 1 - \left( \frac{m_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}} \right)^d \right]^b \cdot x^{\sum_{i=0}^k a_i \left[ \log \left( \frac{m_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}} \right) \right]^i}, \quad (8.17)$$

où  $\sqrt{s}$  est l'énergie dans le centre de masse de la collision,  $N$ ,  $b$ ,  $d$  et  $(a_i)_{i \in [0,k]}$  sont des paramètres libres du modèle. La fonction est testée en utilisant des échantillons Monte-Carlo diphoton mélangés avec des composantes du bruit de fond réductible en utilisant des régions de contrôle avec des proportions estimées par les études de composition des données similaires à la section 8.3.3. L'incertitude systématique sur le bruit de fond est donnée par l'ajustement du nombre d'événements signaux (signal parasite ou *spurious signal*). La fonction choisie pour un certain échantillon de données doit respecter un certains nombre de critères :

- Le signal parasite ne doit pas dépasser 30% de l'incertitude statistique dans la région de ce signal, et moins de 50% si  $m_{\gamma\gamma}$  est inférieur à 500 GeV.

- Parmi les fonctions respectant les critères ci-dessus, la fonction ayant le moins de paramètres libres est choisie.

La fonction choisie pour l'analyse des données collectées en 2015 et 2016 avec la sélection spin-0 s'écrit :

$$f_{b,a} \left( \frac{m_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}} \right) = N \left[ 1 - \left( \frac{m_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}} \right)^{1/2} \right]^b \cdot x^a, \quad (8.18)$$

où a,b et N sont les paramètres libres du modèle.

La Figure 8.19 représente l'estimation du bruit de fond réductible à partir des deux méthodes présentées dans ce chapitre. On observe un bon accord entre les deux méthodes. Au delà de 2 TeV les incertitudes de la méthode d'ajustement par fonctionnelles sont bien plus importantes que la méthode principale développée dans ce chapitre. La méthode principale est donc particulièrement adaptée à toutes recherches de signaux (résonant ou non) à très haute masse. De plus, cette méthode alternative n'est adapté que pour la recherche de signal résonant. L'ajustement du bruit de fond par une fonction ne fonctionnerait pas en cas d'existence d'un signal non résonant comme dans le modèle ADD.

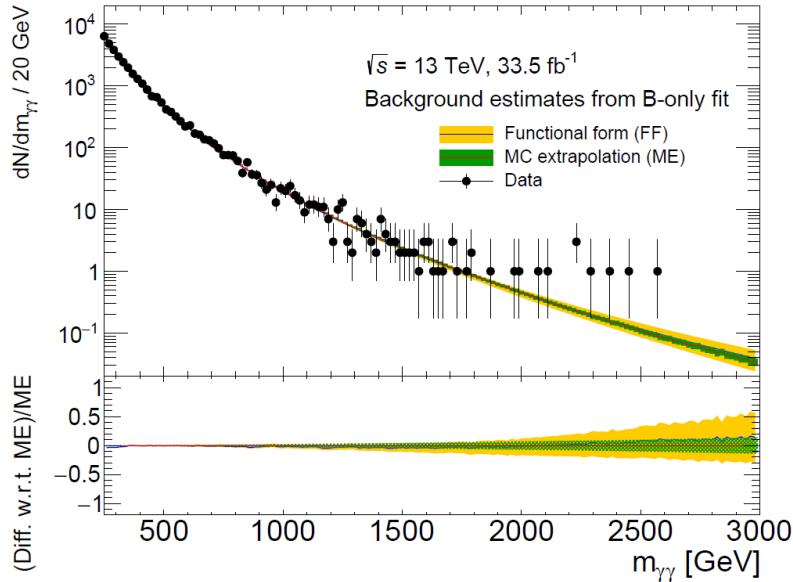


FIGURE 8.19 – Comparaison de l'estimation du bruit de fond attendu entre la méthode principale, ici appelée *MC extrapolation*, et la méthode alternative adaptée avec la sélection spin-0.

---

**Sommaire**


---

<b>9.1 Recherche d'un signal résonant</b> . . . . .	<b>130</b>
9.1.1 Résultats de l'analyse spin-0 . . . . .	133
9.1.2 Résultats des analyses spin-2 . . . . .	134
9.1.3 Résumé des résultats . . . . .	139
<b>9.2 Recherche d'un signal non résonant du modèle ADD</b> . . . . .	<b>140</b>

---

L'interprétation statistique des résultats des analyses spin-0, spin-2 et spin-2 *loose* est obtenue en utilisant deux estimations différentes du bruit de fond. Ainsi, la méthode principale de ce manuscrit est basée sur les données (*data-driven*) et sur des simulations Monte-Carlo. Cette méthode est détaillée dans le chapitre 8 et s'inscrit dans le cadre de la recherche d'un signal spin-2 et spin-2 *loose*. La méthode de l'ajustement par fonctionnelle est introduite dans la section 8.4 dans le cadre d'un signal spin-0. Les interprétations statistiques peuvent également être séparées entre 2 types de signaux : résonants (spin-2 et spin-0) et non-résonants.

Dans le cas d'un signal résonant (Higgs supplémentaire, graviton dans le modèle RS1), un scan 2D de la signifiante locale est réalisé en fonction de la masse de la particule recherchée et de sa largeur de désintégration  $\Gamma_H$  pour le signal spin-0 ou la constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  pour un graviton RS1. La signifiante globale est également estimée. Dans l'hypothèse d'une absence d'excès statistiquement significatifs, les limites d'exclusions sont alors calculées en fonction de  $m_H$  et  $m_G$  pour plusieurs hypothèses de largeurs en utilisant la combinaison de données 2015 et 2016.

Dans le cas d'un signal non résonant (graviton dans le modèle ADD), dans la section section 9.2, une expérience de comptage est tout d'abord réalisée avec l'estimation du bruit de fond pour en déduire une limite supérieure du nombre d'événements du signal compatible avec les données. Des limites d'exclusion du paramètre  $M_S$  sont alors calculées en fonction de différents scénarios du modèle ADD.

## 9.1 Recherche d'un signal résonant

Les données de 2015 ont été analysées de nouveau depuis la parution des premiers résultats dans la référence [93] avec une mise à jour des algorithmes de reconstruction des photons. Ces changements incluent de nouvelles corrections pour l'empilement dans le détecteur TRT, une mise à jour de l'algorithme de reconstruction de photons convertis, ou encore une meilleure suppression des traces pour le calcul de l'isolation des traces. Les changements relatifs de la significiance locale pour les analyses spin-0 et spin-2 sont principalement dues à des variations du nombre d'événements dans la région de masse invariant  $m_{\gamma\gamma}$  entre 700 et 800 GeV.

### Description du modèle statistique

La méthode statistique employée s'applique aussi bien pour l'estimation du bruit de fond utilisée pour l'analyse spin-0 que celle utilisée pour les analyses spin-2.

La distribution de la masse invariante diphoton des événements sélectionnés peut être décrit comme la somme des événements du bruit de fond appartenant au Modèle Standard et des événements du signal :

$$f(m_{\gamma\gamma}) = N_X f_X(m_{\gamma\gamma}) + N_{MS} f_{MS}(m_{\gamma\gamma}) \quad (9.1)$$

où  $X$  désigne le signal résonant de spin-0 ( $H$ ) ou de spin-2 ( $G$ ).  $N_X$  est alors le nombre d'événements signal,  $f_X$  la distribution du signal avec une masse  $m_X$  et une largeur donnée. De même,  $N_{MS}$  est le nombre d'événements de bruit de fond total et  $f_{MS}$  la distribution normalisée de l'estimation du bruit de fond.

Les grandeurs  $N_X$  et  $N_{MS}$  sont toutes les deux obtenues en réalisant un ajustement de la distribution de masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  par la méthode du maximum de vraisemblance. Les incertitudes sur la paramétrisation du signal et sur l'efficacité du détecteur, ainsi que les incertitudes reliées à l'estimation du bruit de fond total sont prises en compte sous la forme de paramètres de nuisance. Ainsi le modèle signal plus bruit de fond décrivant les données peut s'écrire selon une densité de probabilité par événement de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(m_{\gamma\gamma}; \sigma_{fid}, m_X, \Gamma_X, \theta_{N_X}, \theta_X, \theta_{MS}) = & N_X(\sigma_{fid}, m_X, \theta_{N_X}) f_X(m_{\gamma\gamma}, m_X, \Gamma_X, \theta_X) \\ & + N_{MS} f_{MS}(m_{\gamma\gamma}, \theta_{MS}), \end{aligned} \quad (9.2)$$

avec  $\sigma_{fid}$  la section efficace fiducielle de production du signal,  $m_X$  la masse de la particule signal et  $\Gamma_X$  la largeur du signal (spin-0) ou la constante de couplage du signal (spin-2). Les paramètres  $\theta_{MS}$  sont les paramètres de nuisance portant sur l'estimation du bruit de fond dans l'analyse spin-2 ou bien sur les différents paramètres de la fonctionnelle utilisée dans l'analyse spin-0. Plus précisément, pour l'analyse spin-2, les paramètres de nuisance  $\theta_{MS}$  portent sur la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond total (Diphox PDF et correspondance d'isolation, bruit de fond réductible, décomposition du bruit de fond) ainsi que l'incertitude statistique des échantillons Monte-Carlo Sherpa. Le paramètre  $\theta_{N_X}$  regroupe différents paramètres de nuisance sur l'efficacité du signal, alors que les paramètres de nuisances inclus dans  $\theta_X$  portent sur les incertitudes systématiques



sur la modélisation de la résonance du signal. Le Tableau 9.1 présente un résumé des différents paramètres de nuisance.

Source de l'incertitude	Spin-0	Spin-2
<b>Incertitudes sur les événements signaux</b>		
Luminosité intégrée	$\pm 2,1\%$ (2015)	$\pm 2,1\%$ (2015)
	$\pm 3,7\%$ (2016)	$\pm 3,7\%$ (2016)
Chaîne de déclenchement	$\pm 0,5\%$	$\pm 0,5\%$
Identification des photons	$\pm 2-3\%$	$\pm 2-3\%$
Efficacité de l'isolation	$\pm 1-4\%$	$\pm 1-2\%$
Processus de production scalaire	$\pm 2,8\%$	-
Échelle et résolution de l'énergie du photon	négligeable	négligeable
<b>Incertitude sur la modélisation du signal</b>		
Résolution de l'énergie du photon	$+17\%$ ( $m_X = 200$ GeV) $-17\%$ ( $m_X = 200$ GeV) $+36\%$ ( $m_X = 2$ TeV) $-38\%$ ( $m_X = 2$ TeV)	$+26\%$ ( $m_X = 500$ GeV) $-29\%$ ( $m_X = 500$ GeV) $+35\%$ ( $m_X = 2$ TeV) $-37\%$ ( $m_X = 2$ TeV)
<b>Incertitudes sur l'estimation du bruit de fond</b>		
Signal parasite	0,11 – 19,9 événements, NWA	-
	0,36 – 117 événements, $\Gamma_X = 10\%$	-
Bruit de fond total	-	Résumé sur les Figures 8.14 et 8.15

Tableau 9.1 – Résumé des sources principales d'incertitudes systématiques prises en compte dans le modèle statistique.

Lors de cet ajustement,  $N_{MS}$  est considéré comme un paramètre libre. Le nombre d'événements de signal  $N_X$  est, lui, déterminé à l'aide de la paramétrisation détaillée à la section 7.3 utilisant la section efficace de production  $\sigma_{fid}$ , les efficacités de sélection  $C_X$  (spin-0) ou  $\epsilon_G$  (spin-2) et la luminosité intégrée  $L$  correspondante à l'échantillon de données étudié. Pour un signal spin-0, le facteur  $N_X$  s'écrit alors :

$$N_X(\sigma_{fid}, m_H, \theta_{N_X}) = \sigma_{fid} \cdot L \cdot C_X(m_H) \prod_i K_i(\theta_i) + \sigma_{SF} \theta_{SF}, \quad (9.3)$$

avec  $K_i$  des fonctions caractérisant l'effet des différents paramètres de nuisance inclus  $\theta_{N_X}$ . Le paramètre de nuisance du signal parasite  $\theta_{SF}$  multiplié par sa section efficace  $\sigma_{SF}$ , n'est pas inclus dans le produit des  $K_i$ . Le facteur  $N_X$  dans le cas d'un signal spin-2 ne prend pas en compte le paramètre de nuisance  $\theta_{SP}$  et s'exprime donc simplement de la façon suivante :

$$N_X(\sigma_{fid}, m_G, \theta_{N_X}) = \sigma_{fid} \cdot L \cdot \epsilon_G(m_G) \prod_i K_i(\theta_i) \quad (9.4)$$

La fonction de vraisemblance globale s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\sigma_{fid}, M_X, \Gamma_X, N_{MS}, \theta_{N_X}, \theta_X, \theta_{MS}) &= e^{-(N_X + N_{MS})} \\ &\times \left( \prod_i \mathcal{L}(m_{\gamma\gamma, i}; \sigma_{fid}, M_X, \Gamma_X, N_{MS}, \theta_{N_X}, \theta_X, \theta_{MS}) \right) \\ &\times \left( \prod_j e^{-\frac{1}{2}\theta_j^2} \right). \end{aligned} \quad (9.5)$$

Dans le cadre de la recherche de signal spin-0, le traitement statistique se réalise avec une fonction de vraisemblance continue. L'indice  $i$  de l'équation 9.5 parcourt alors tous les événements de l'échantillon de données sélectionnées. Dans le cas de la recherche de spin-2 l'indice  $i$  parcourt les *bins* de largeur 5 GeV de la distribution de masse invariante. L'indice  $j$  parcourt lui tout les paramètres de nuisance.

### Signifiante locale et globale

La recherche d'une nouvelle résonance prend en compte un signal de masse inconnue  $m_X$ , de largeur  $\Gamma_X$  inconnue, et de section efficace de production  $\sigma_X$ , au-dessus d'une distribution de bruit de fond continue avec les paramètres de nuisance  $\nu$  regroupant les paramètres  $\theta$  définis précédemment ainsi que  $N_{MS}$ . Le test de l'hypothèse de bruit de fond seul contre l'hypothèse du bruit de fond+signal avec une certaine valeur de  $m_X$  et de  $\Gamma_X$  est quantifié avec le test statistique du ratio des vraisemblances profilées :

$$q_0(m_X, \Gamma_X) = -2\log \left( \frac{\mathcal{L}(\sigma_X = 0, m_X, \Gamma_X, \hat{\nu})}{\mathcal{L}(\hat{\sigma}_X, m_X, \Gamma_X, \hat{\nu})} \right), \quad (9.6)$$

où les valeurs des paramètres marqués avec un chapeau sont choisies pour, inconditionnellement, maximiser la fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$ , tandis que la valeur avec un double chapeau est choisie pour maximiser la vraisemblance dans un ajustement de bruit de fond seul avec les paramètres de nuisance  $\nu$  qui varient (ils sont alors également ajustés). La probabilité  $p_0$  a été utilisée pour quantifier le niveau d'accord entre les données observées et l'hypothèse de bruit de fond seul. Elle a été calculée en intégrant la distribution normalisée de  $q_0$  générée sous l'hypothèse de bruit de fond seul à partir de la valeur observée de  $q_0$  ( $q_0^{obs}$ ) :

$$p_0 = \int_{q_0^{obs}}^{\infty} f(q_0|MS) dq_0. \quad (9.7)$$

La probabilité  $p_0$  correspond à une probabilité locale : c'est la probabilité pour que le bruit de fond crée une fluctuation vue comme un signal avec une valeur de  $m_X$  et de  $\Gamma_X$  donnée. Or les recherches ont souvent lieu sur une large plage de valeurs des paramètres du signal. Lorsque ce grand espace de phase de recherche est considéré, la probabilité que le bruit de fond fluctue pour produire une valeur  $p_0$  locale donnée est en fait nettement plus élevé ( $p_0^{global} > p_0^{local}$ ). On appelle aussi cet effet *look elsewhere effect*.

### 9.1.1 Résultats de l'analyse spin-0

La recherche de nouvelles particules scalaires se désintégrant dans un état final diphoton à été réalisée avec  $36,7 \text{ fb}^{-1}$  de données collectées en 2015 et 2016 avec une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . La Figure 9.1 montre les valeurs de  $p_0$  obtenues avec une hypothèse de bruit de fond seul en fonction du paramètre  $m_X$  et pour certaines valeurs de la largeur relative de la résonance  $\Gamma_X/m_X$ . La Figure 9.2 montre un scan bidimensionnel de la signifiante en fonction de  $m_X$  et  $\Gamma_X/m_X$ . Aucune déviation significative n'est observée. La signifiante locale la plus élevée se situe à une masse de 730 GeV et avec une approximation de résonance fine (NWA,  $\Gamma_X = 4 \text{ MeV}$ ) avec une valeur de 2,5 écart-types. La signifiante globale associée est de 0 écart-type.

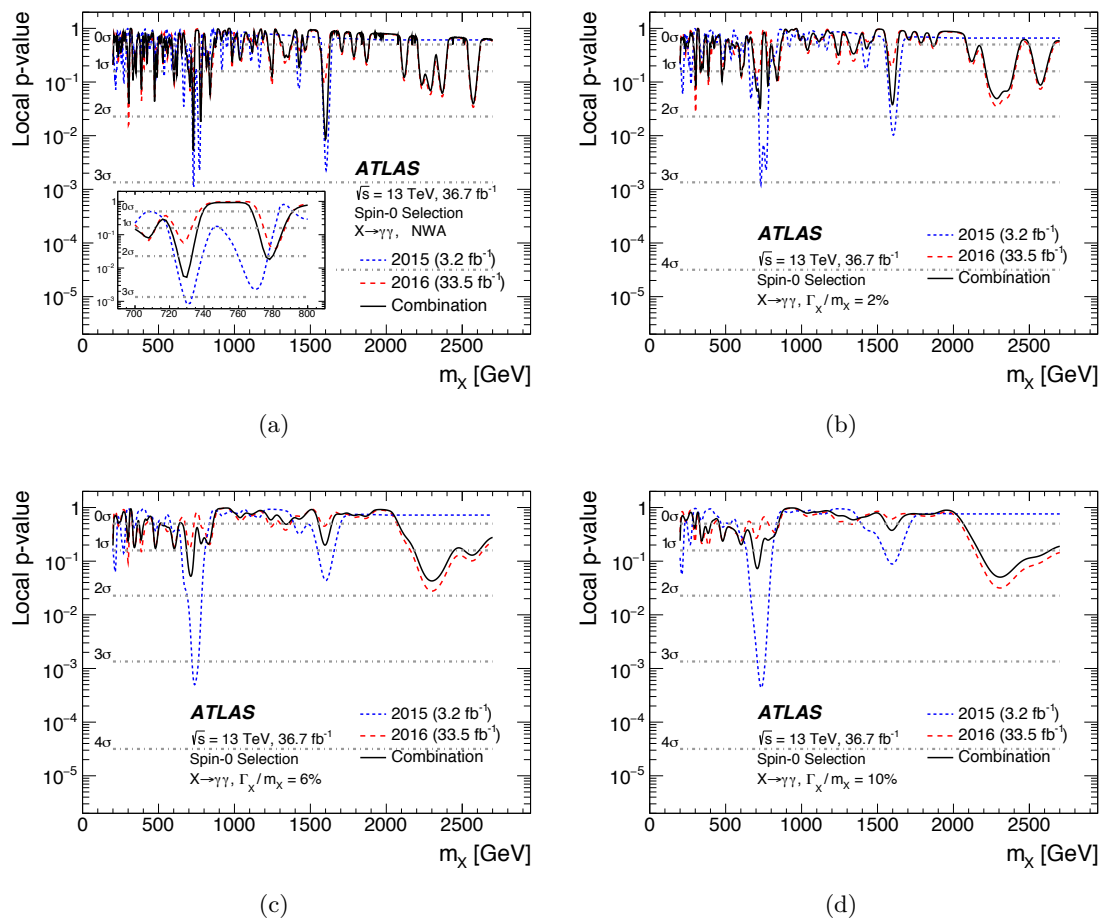


FIGURE 9.1 – Valeur  $p$  observée lors d'une hypothèse de bruit de fond seul  $p_0$  en fonction de la masse  $m_X$  et pour différentes valeurs de largeur relative de la résonance  $\Gamma_X/m_X$ . Sur chaque figure sont indiquées les valeurs  $p_0$  pour les données recueillies en 2015 (courbe pointillée bleue), 2016 (courbe pointillée rouge) et les données des deux années combinées (courbe noire) [92].

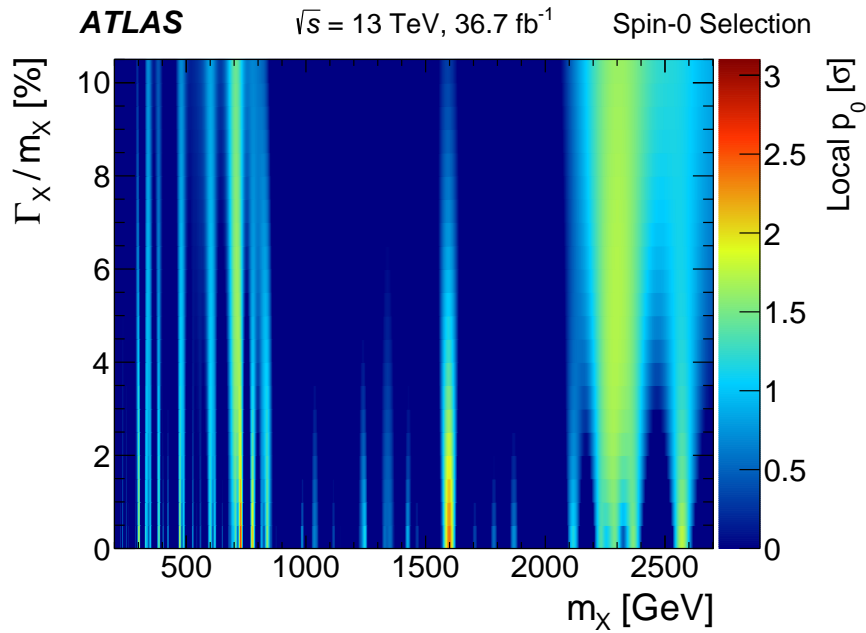


FIGURE 9.2 – Signifiante locale observée lors d’une hypothèse de bruit de fond seul en fonction de la masse  $m_X$  (en abscisse) et de la largeur relative de la résonance  $\Gamma_X/m_X$  (en ordonnée) en prenant en compte les données recueillies en 2015 et 2016 ayant passées une sélection spin-0 [92].

### 9.1.2 Résultats des analyses spin-2

La recherche de particules de spin-2 et notamment d’excitations de graviton dans le modèle RS1 avec un état final diphoton à été réalisée avec  $36,7 \text{ fb}^{-1}$  de données collectées en 2015 et 2016 avec une sélection spin-2 et spin-2 *loose*.

Dans le cas d’une sélection spin-2, la Figure 9.3 montre un scan bidimensionnel de la signifiante en fonction de  $m_G$  et de  $k/\overline{M}_{Pl}$ . Aucune déviation significative n’est observée. La signifiante locale la plus élevée est située à une masse de 708 GeV avec une constante de couplage de  $k/\overline{M}_{Pl}=0,3$  et atteint une valeur de 3,0 écart-types. La signifiante globale associée est égal à 0,79 d’écart-type.

La Figure 9.4 montre un scan bidimensionnel de la signifiante en fonction de  $m_G$  et de  $k/\overline{M}_{Pl}$  pour une sélection spin-2 *loose*. Aucune déviation significative n’est observée. La signifiante locale la plus élevée intervient à une masse de 720 GeV avec une constante de couplage de  $k/\overline{M}_{Pl}=0,25$  et atteint une valeur de 3,2 écart-types.

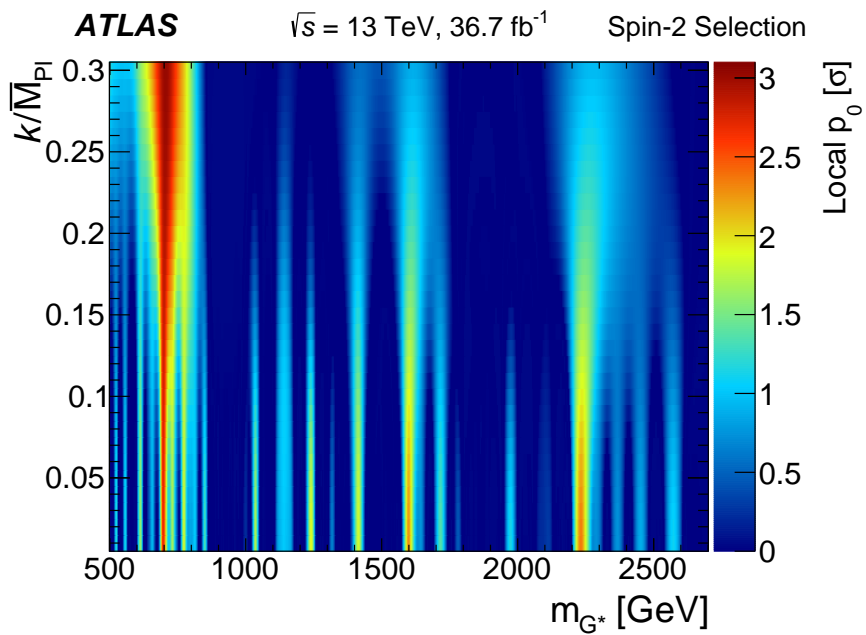
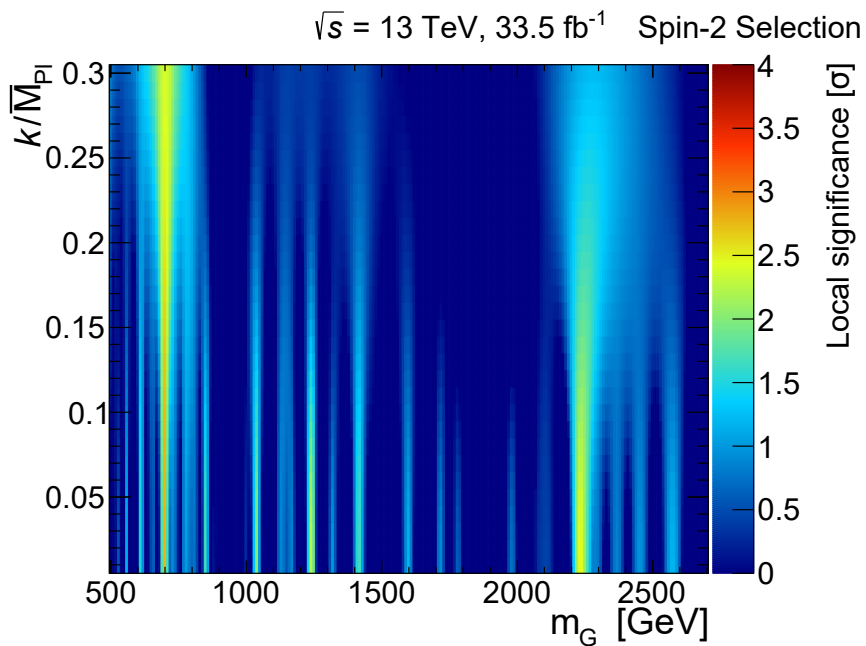


FIGURE 9.3 – Signifiante locale observée lors d'une hypothèse de bruit de fond seul en fonction de la masse  $m_G$  (en abscisse) et la constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  (en ordonnée) en prenant en compte les données recueillies en 2016 (a) et 2015+2016 combinées (b) [92] avec une sélection spin-2.

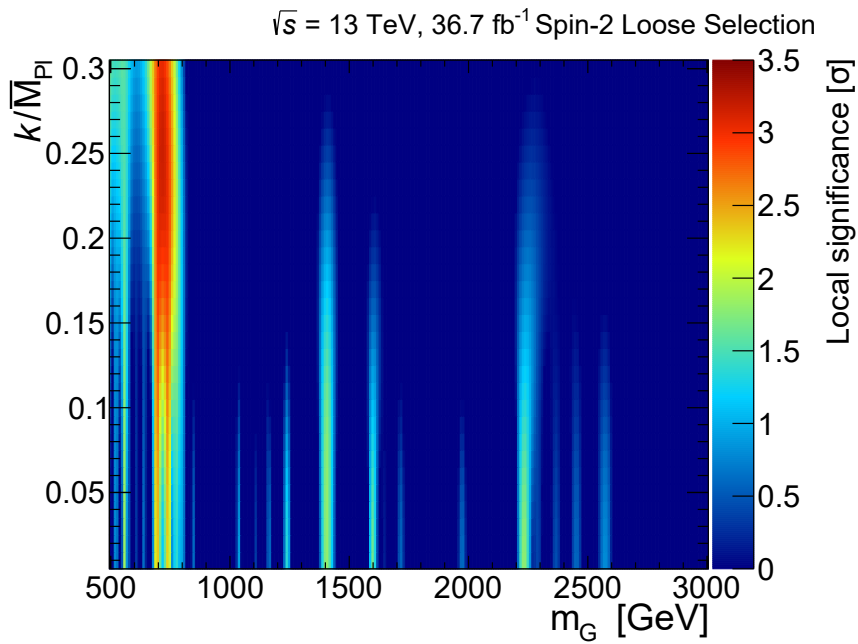
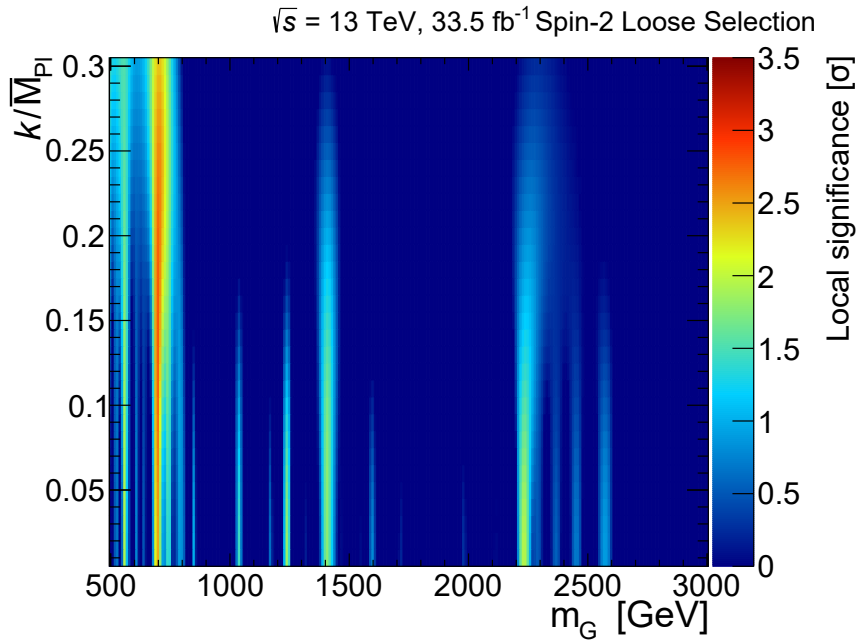


FIGURE 9.4 – Signifiante locale observée lors d’une hypothèse de bruit de fond seul en fonction de la masse  $m_G$  (en abscisse) et la constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  (en ordonnée) en prenant en compte les données recueillies en 2016 (a) et 2015+2016 combinées (b) avec une sélection spin-2 *loose*.

La Figure 9.5 montre l'ajustement du bruit de fond plus signal et du bruit de fond seul aux données pour des paramètres  $m_G$  et  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  correspondants au maximum de la signifiante locale pour la sélection spin-2.

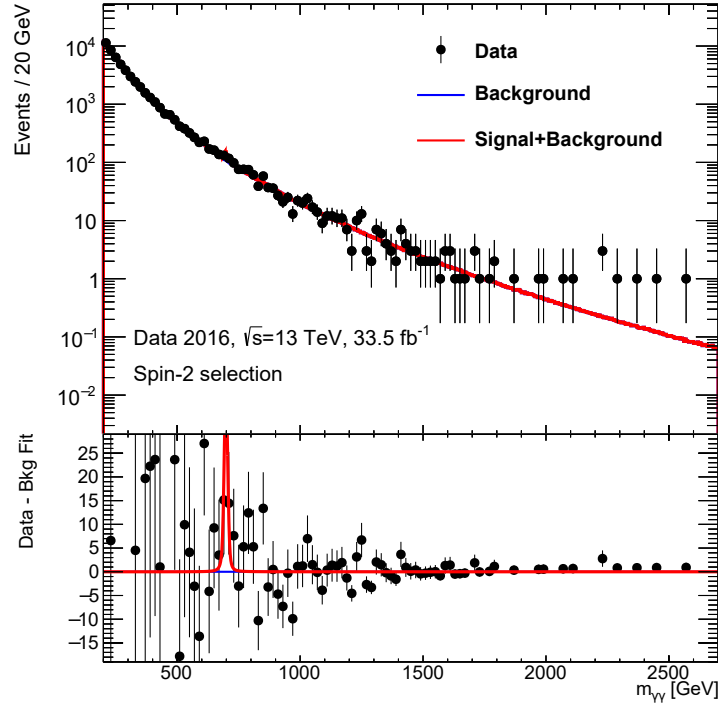


FIGURE 9.5 – Spectre de masse invariante diphoton  $m_{\gamma\gamma}$  pour des événements sélectionnés en 2016 avec la sélection spin-2. Les ajustements avec l'hypothèse de bruit de fond seul (courbe bleue) et l'hypothèse bruit de fond+signal (courbe rouge) sont superposées aux données avec des valeurs de  $m_G$  et  $k/\overline{M}_{\text{Pl}}$  donnant la signifiante locale la plus élevée dans l'hypothèse du bruit de fond seul.

Une limite à 95% d'intervalle de confiance de la section efficace de production du graviton dans le modèle RS1 peut donc être calculée. La Figure 9.6 montre les limites attendues et observées en fonction de  $m_G$  et pour différentes hypothèses de constante de couplage avec une sélection spin-2 ainsi que la section efficace de production du signal. La limite d'exclusion sur le paramètre  $m_G$  avec une constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}} = 0,1$  a été estimée à 4,1 TeV.

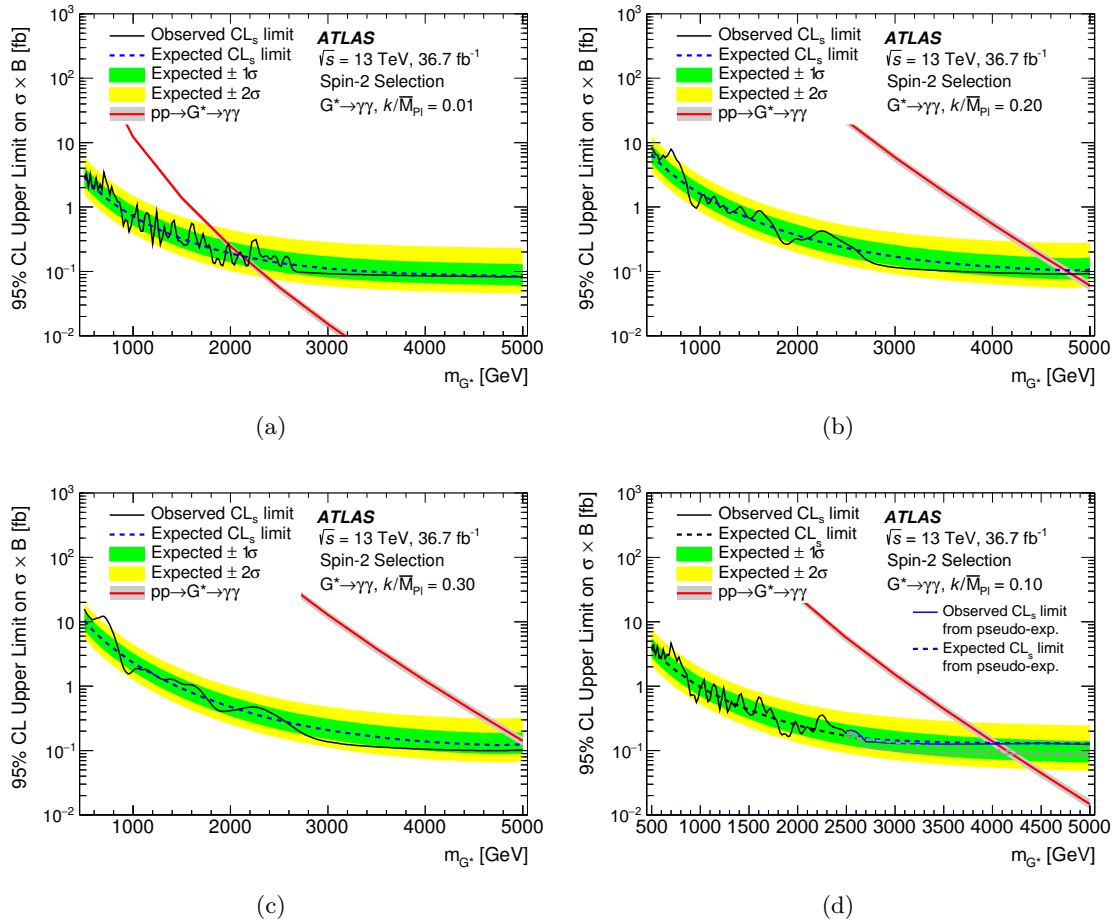


FIGURE 9.6 – Limites attendues (courbe pointillé bleue) et observées (trait plein noir) sur le produit de la section efficace de production de la première excitation du graviton par le rapport d'embranchement  $BR(G \rightarrow \gamma\gamma)$  en fonction de la masse de la résonance  $m_G$  et pour différentes valeurs de la constante de couplage du signal  $k/\overline{M}_{Pl}$  en prenant en compte les données sélectionnées en 2015 et 2016 avec la sélection spin-2 [92].



### 9.1.3 Résumé des résultats

Le Tableau 9.2 indique les significances locales maximum pour les trois sélections :

Années	spin-0	spin-2	spin-2 <i>loose</i>
2015	$3,3\sigma$ ( 736 GeV, $\Gamma_X/m_X = 8\%$ )	$3,4\sigma$ ( 1622 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,12$ )	$4,5\sigma$ ( 750 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,22$ )
2016	$2,1\sigma$ ( 302 GeV, NWA)	$2,8\sigma$ ( 698 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,05$ )	$2,8\sigma$ ( 700 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,15$ )
2015+2016	$2,5\sigma$ ( 730 GeV, NWA)	$3,0\sigma$ ( 708 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,3$ )	$3,2\sigma$ ( 720 GeV, $k/\overline{M}_{P1} = 0,25$ )

Tableau 9.2 – Résumé des significances locales maximum pour les sélections spin-0, spin-2 et spin-2 *loose* pour les données récoltées en 2015, 2016 et 2015+2016.

On peut observer un léger excès autour de 750 GeV, présent dans les données récoltées en 2015 et ce pour toutes les sélections. La Figure 9.7 illustre la distribution de  $m_{\gamma\gamma}$  avec la sélection spin-2 pour les données collectées en 2015. Les quelques points des données au dessus de la courbe ne forment pas un excès suffisamment significatif : signifiante locale (globale) de  $3,2\sigma$  ( $2,1\sigma$ ). En revanche, cet excès combiné à l'excès observé dans l'expérience CMS, aux alentours de la même masse invariante, a déclenché un fort intérêt de la communauté scientifique. Ainsi plus de 600 articles scientifiques ont été rédigés pour tenter d'expliquer cet excès. La Figure 9.8 montre l'évolution de ce nombre de papiers, allant de 11 le lendemain de la conférence présentant cet excès [93] à environ 530 le jour de la présentation des résultats de l'analyse concluant sur une fluctuation statistique présent dans les données collectées en 2015 [95].

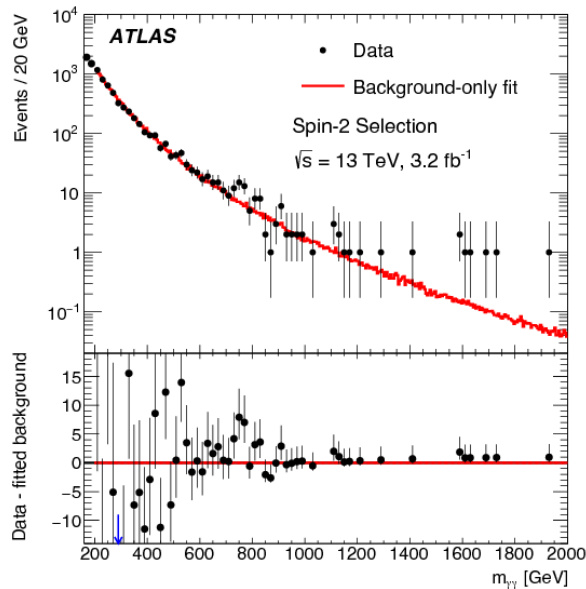


FIGURE 9.7 – Distribution de masse invariante du système diphoton obtenue avec les données collectées en 2015 avec une sélection spin-2. On observe un léger excès autour de  $m_{\gamma\gamma}=750$  GeV [94].

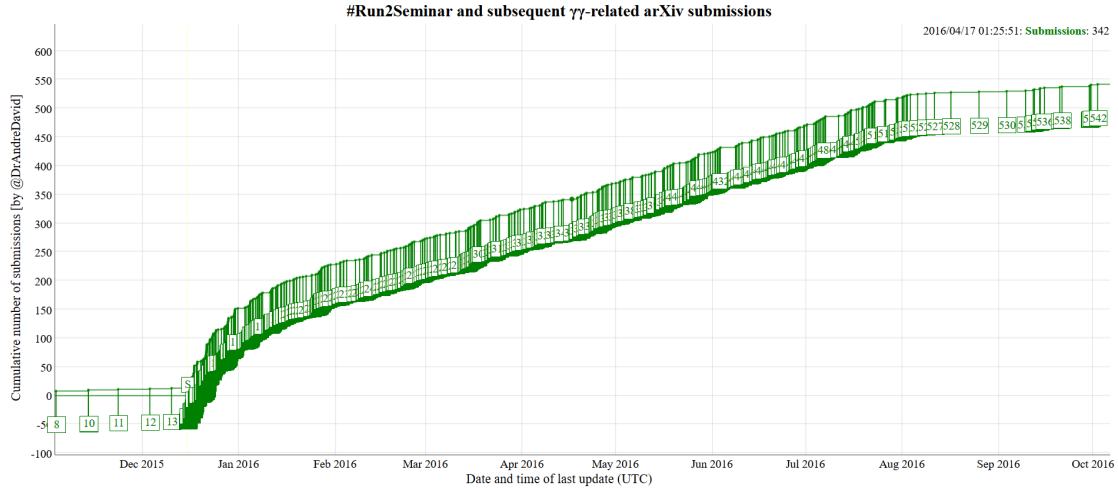


FIGURE 9.8 – Evolution du nombre de papiers soumis sur arXiv en relation avec l’excès observé dans la distribution de masse invariante diphoton avec les données collectées en 2015 [108].

## 9.2 Recherche d’un signal non résonant du modèle ADD

La distribution de masse invariante diphoton observée avec l’échantillon spin-2, la prédiction du Modèle Standard et les distributions de différents signaux attendus pour plusieurs valeurs du paramètres  $M_S$  du modèle ADD, sont présentées sur la Figure 9.9. Compte tenu de l’absence de tout excès significatif, une limite d’exclusion du paramètre  $M_S$  du modèle ADD est établie dans plusieurs formalismes.

### Limites établies avec une expérience de comptage

La limite sur le paramètre  $M_S$  du modèle ADD est établie avec une expérience de comptage dans une région signal équivalente à celle définie à la Section 8.2 avec néanmoins un critère supplémentaire :  $m_{\gamma\gamma} > 2240$  GeV. Le choix de ce critère est motivé à la fin de cette section. Comme pour les recherches avec les signaux résonants, la méthode statistique de vraisemblance profilée est utilisée pour établir la limite sur le paramètre  $M_S$ , mais est ici extraite en utilisant une seule classe (« bin ») dans la distribution dans la région  $m_{\gamma\gamma} > 2240$  GeV. Cette contrainte réduit la fonction de vraisemblance à :

$$L(s; b, \epsilon_b) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \times G(b \times \epsilon_b, b, \sigma_b) \quad , \text{où } \mu = s + b \times \epsilon_b. \quad (9.8)$$

Dans l’équation 9.8,  $s$  est le nombre d’événements signaux attendu tout en étant également le paramètre d’intérêt,  $b$  est le bruit de fond total attendu,  $\sigma_b$  l’incertitude sur  $b$  et enfin  $\epsilon_b$  est le paramètre de nuisance représentant une fluctuation gaussienne de l’estimation du bruit de fond total. Le paramètre  $\epsilon_b$  a donc pour espérance 1 et un écart type correspondant à l’incertitude  $\sigma_b/b$ . Le bruit de fond total attendu dans la région de

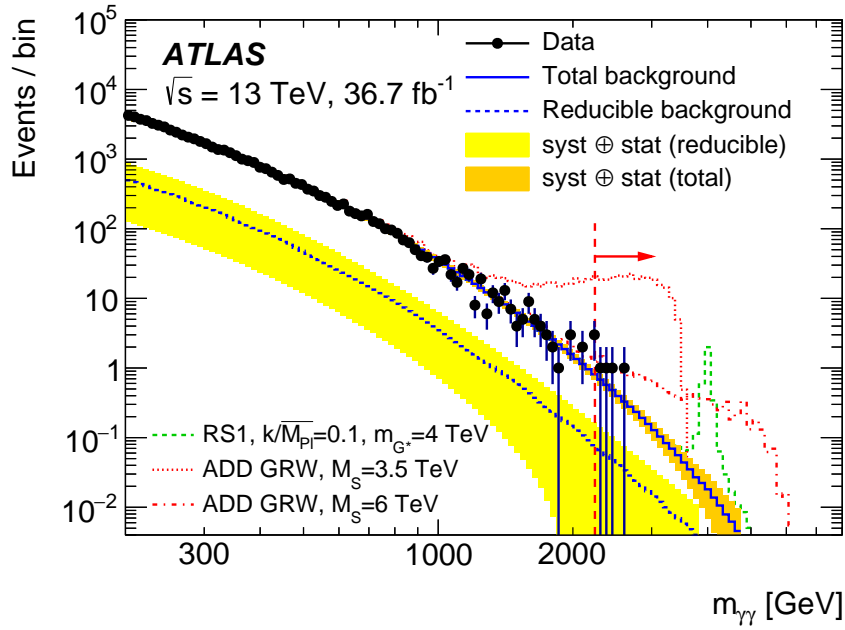


FIGURE 9.9 – Distribution de la masse invariante des événements diphoton des données collectées en 2015 et 2016, avec la prédiction du bruit de fond du Modèle Standard et deux distributions du signal ADD pour deux valeurs du paramètre  $M_S$  [92].

signal est calculé avec l'équation suivante :

$$b = \int_{m_{\gamma\gamma}^{cut}}^{+\infty} f(m_{\gamma\gamma}) d(m_{\gamma\gamma}), \quad (9.9)$$

où  $m_{\gamma\gamma}^{cut}$  est défini comme le seuil inférieur de la masse invariante dans la région de signal et  $f(m_{\gamma\gamma})$  comme la fonction de distribution du bruit de fond estimé. Dans la méthode statistique de vraisemblance profilée, le ratio de deux fonctions de vraisemblance est utilisé :

$$\lambda(s) = \frac{L(s; b, \hat{\epsilon}_b)}{L(\hat{s}; b, \hat{\epsilon}_b)}, \quad (9.10)$$

avec les paramètres  $\hat{s}$  et  $\hat{\epsilon}_b$  déterminés pour donner la valeur maximale de la fonction de vraisemblance, et le paramètre  $\hat{\epsilon}_b$  est le maximum de la fonction de vraisemblance pour une valeur de  $s$  donnée. Le ratio des vraisemblances dépend alors du paramètre d'intérêt  $s$  et un test statistique peut alors être défini de la façon suivante :

$$q_s = -2 \ln \lambda(s). \quad (9.11)$$

Enfin l'intervalle de confiance à 95% peut être calculé autour de la valeur minimum de  $q_s$ . La limite à 95% sur le nombre d'événements de signal est alors donné en prenant la limite supérieure de l'intervalle de confiance.

Dans la région définie par  $m_{\gamma\gamma} > 2240$  GeV, 4 événements sont observés dans l'échantillon des données récoltées en 2015 et 2016 combinées. Ce chiffre est à comparer au nombre de bruit de fond attendu de 4,28 événements (avec une incertitude relative de 24,3 %). Les

limites attendues et observées à 95% d'intervalle de confiance du nombre d'événements de signal sont présentées dans le Tableau 9.3 :

Limite attendue à 95% I.C					Limite observée à 95% I.C
$-2\sigma$	$-1\sigma$	valeur médiane	$+1\sigma$	$+2\sigma$	
2,46	3,17	5,33	8,15	12,18	5,33

Tableau 9.3 – Limites attendues et observées à 95% d'intervalle de confiance du nombre d'événements signaux.

La limite sur le nombre d'événements de signal peut alors être convertie en une limite sur le paramètre  $M_S$  du modèle ADD. À cette fin, les différents échantillons Monte-Carlo sont utilisés pour estimer le nombre d'événements du signal attendu en fonction de  $M_S$  dans le contexte du modèle ADD. Dans les échantillons simulés, présentés à la section 7.4, les contributions de la nouvelle physique et du Modèle Standard à la section efficace ne peuvent pas être séparées due aux interférences entre les deux secteurs. Le nombre d'événements du signal est donc calculé comme la différence entre le nombre d'événements en présence du modèle ADD dans la théorie et le nombre d'événements en son absence. Ainsi qu'elles soient positives ou négatives, les interférences sont prises en compte. La Figure 9.10 représente le nombre d'événements du signal attendu en fonction de  $M_S$  et limites observées et attendues à 95% d'intervalle de confiance. Les valeurs de  $M_S$  pour lesquelles la prédiction du nombre d'événements du signal attendu est supérieure à la limite observée, sont exclus par les données à 95% d'intervalle de confiance.

La limite d'exclusion du paramètre  $M_S$  à 95% d'intervalle de confiance est alors la valeur de  $M_S$  à l'intersection de la courbe du nombre d'événements du signal attendu et la courbe de la limite observée. Cette limite, valable pour le scénario GRW, peut être convertie en limite pour d'autres scénarios grâce à l'équation 7.1. Le Tableau 9.4 résume les limites d'exclusion du paramètres  $M_S$  pour différents scénarios en prenant en compte ou non le k-facteur introduit dans la section 7.4.

	ADD	GRW	Hewett Pos.	HLZ			
	Paramètre			$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$
Sans k-facteur	$M_s$ observé [TeV]	6,7	6,0	8,0	6,7	6,1	5,7
Avec k-facteur	$M_s$ observé [TeV]	7,2	6,4	8,5	7,2	6,5	6,0

Tableau 9.4 – Limites à 95% d'intervalle de confiance sur le paramètre  $M_S$  pour différents scénarios du modèle ADD.

### Optimisation de la valeur de $m_{\gamma\gamma}^{\text{cut}}$

Le but de la procédure d'optimisation est de définir la borne inférieure de l'intervalle de masse invariante étudiée pour laquelle la limite d'exclusion sur le paramètre  $M_S$  du modèle

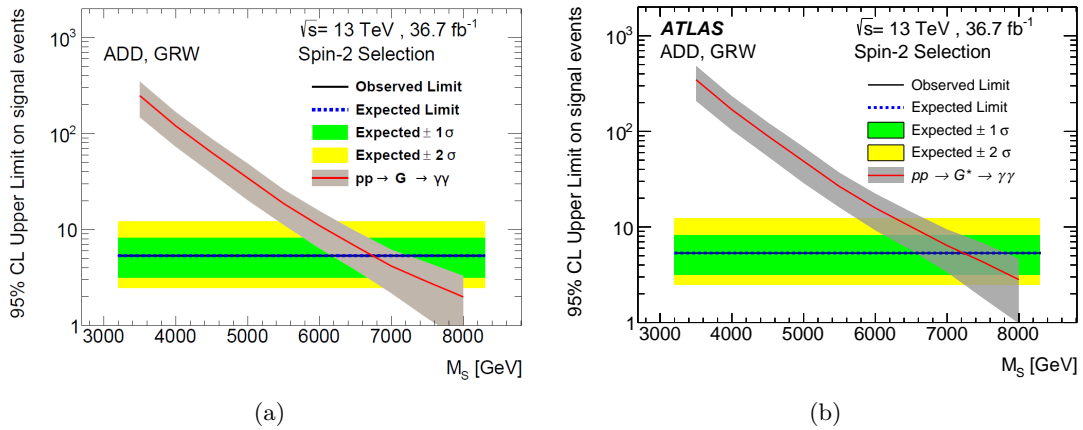


FIGURE 9.10 – Limites attendues (courbe pointillée bleue) et observées (courbe noire) à 95% d'intervalle de confiance sur le nombre d'événements signal en fonction du paramètre  $M_S$ . Les bandes vertes (jaunes) représentent l'incertitude à  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 2\sigma$ ) sur les limites attendues. La courbe rouge correspond à la prédiction d'événements du signal estimé par échantillon Monte-Carlo sans (a) et avec (b) l'application du k-facteur [92]. Quand le nombre d'événements du signal prédit est supérieur à la limite observée, alors, les valeurs de  $M_S$  correspondantes sont exclues à 95% d'intervalle de confiance.

ADD est la plus élevée possible. Pour trouver cette borne, une expérience de comptage utilisant la méthode statistique de vraisemblance profilée (comme discuté ci-dessus) est effectuée pour déterminer la limite attendue sur  $M_S$  pour différentes valeurs de  $m_{\gamma\gamma}^{\text{cut}}$ .

La valeur de  $m_{\gamma\gamma}^{\text{cut}}$  choisie pour l'analyse diphoton est l'abscisse du maximum de la courbe de la Figure 9.11. Celle-ci représente l'évolution de la limite d'exclusion sur  $M_S$  en fonction de  $m_{\gamma\gamma}^{\text{cut}}$ . En utilisant cette procédure d'optimisation, la valeur de  $m_{\gamma\gamma}^{\text{cut}}$  est fixée à 2240 GeV.

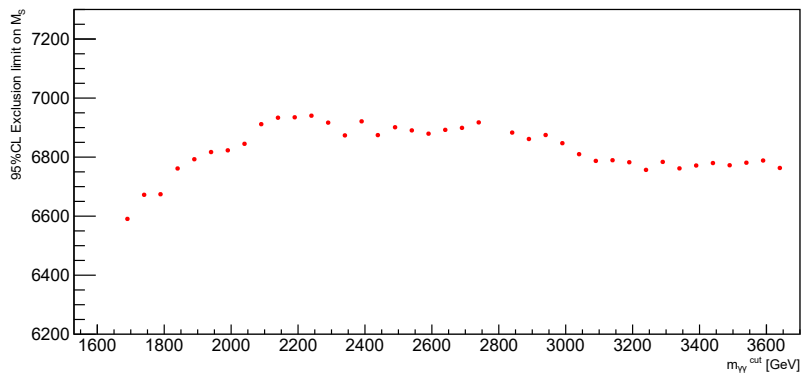


FIGURE 9.11 – Evolution de la limite d'exclusion en fonction du critère de sélection sur la masse invariante diphoton.



Ces dernières années, le Large Hadron Collider (LHC) a produit avec succès des collisions de protons à une énergie de 13 TeV. La collaboration ATLAS a pu ainsi enregistrer une grande partie des données provenant de ces collisions, ce qui lui a permis de mener à bien ses différents programmes de recherche. Un certain nombre de ces analyses ont pour principal objectif la recherche de phénomènes dits « exotiques », c'est-à-dire reliés à la physique au-delà du Modèle Standard. Dans cette thèse, nous avons présenté l'une de ces analyses visant à rechercher des phénomènes de nouvelle physique dans les états finals composés de deux photons.

Pour mener à bien cette analyse, il est nécessaire de sélectionner des candidats photon de bonne qualité. L'un des travaux de cette thèse a constitué à développer une procédure améliorée de nettoyage des photons. Cette procédure est à présent utilisée par l'ensemble des analyses ATLAS contenant un ou plusieurs photons dans l'état final.

L'analyse des événements diphotons présentée dans cette thèse vise à rechercher des éventuelles dimensions spatiales supplémentaires à travers la détection de gravitons. Elle a également porté sur la recherche de Higgs exotiques dans les données recueillies en 2015 et 2016 avec  $36,7 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Les travaux de cette thèse ont notamment été dédiés au développement et à la validation des méthodes d'estimation du bruit de fond total ainsi qu'à la modélisation et l'analyse statistique du modèle ADD. Aucune déviation par rapport aux estimations du bruit de fond du Modèle Standard n'a été observée. En particulier, cette analyse ne confirme pas le léger excès aperçu à  $m_{\gamma\gamma} = 750 \text{ GeV}$  dans les données collectées en 2015. Les limites d'exclusion des paramètres du modèle RS1 et ADD ont été sensiblement améliorées en comparaison avec les analyses précédentes effectuées lors du Run1. Dans le cas du modèle RS1, la limite d'exclusion à 95% d'intervalle de confiance sur le paramètre  $m_G$  avec une constante de couplage  $k/\overline{M}_{\text{Pl}} = 0,1$  passe de 2,66 TeV [32] à 4,1 TeV [92]. La limite d'exclusion du paramètre  $M_S$  du modèle ADD dans le formalisme GRW évolue de 3,29 TeV [35] à 7,2 TeV [92]. Une nouvelle itération de l'analyse est actuellement en cours sur les données recueillies en 2017 et 2018. Les analyses sont en train d'être adaptées pour estimer au mieux les bruits de fond réductibles et la composition des données avec le changement de la chaîne de déclenchement.

Malgré l'absence d'observation de déviation significative dans les données par rapport aux estimations du Modèle Standard, les recherches de phénomènes de nouvelle physique menées par ATLAS restent toutefois motivées par les différents problèmes théoriques et

expérimentaux posés par le Modèle Standard. Il est donc toujours nécessaire d'apporter des améliorations aux différentes analyses afin d'augmenter leur sensibilité aux processus de nouvelle physique recherchés. Dans l'analyse diphoton, les méthodes d'estimation des bruits de fond nécessitent d'être perfectionnées, en particulier dans certaines catégories en pseudorapidité, puisque ces bruits de fond restent encore difficile à estimer de manière précise via les techniques actuelles. Cette contrainte est notamment due au manque de statistique dans les régions de contrôle. La collecte de nouvelles données en 2017 et 2018 permettra d'améliorer les sensibilités de nos analyses de recherche de dimensions supplémentaires ou de Higgs exotique dans le canal diphoton. En effet, le passage d'une luminosité intégrée de  $36,7 \text{ fb}^{-1}$  à environ  $130 \text{ fb}^{-1}$  fin 2018 correspondra à une augmentation des limites d'exclusion d'environ 9%. De plus, entre 2021 et 2023, nous collecterons au LHC au moins  $300 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée à une énergie de collision de 14 TeV. Une augmentation d'environ 10% sur les limites d'exclusion est attendue lors du passage de l'énergie des collisions 13 à 14 TeV, avec une luminosité intégrée équivalente.

La recherche d'effets gravitationnels se manifestant par la détection de gravitons se désintégrant en 2 photons va donc continuer dans les gammes d'énergie permises par le LHC. Cependant, il est nécessaire de faire remarquer qu'une manifestation de ces effets à une énergie trop éloignée de l'échelle d'énergie électrofaible ne permet pas de résoudre entièrement le problème de la hiérarchie, auquel ces théories cherchent à répondre. Ainsi, il est estimé que l'apparition de gravitons dans le cadre d'un modèle de dimensions supplémentaires de type ADD ou RS1 devrait probablement se situer à une énergie inférieure à 10 TeV. Ce travail de thèse m'a donc permis d'explorer une grande partie de l'espace des phases le plus enclin à abriter des signes de dimensions supplémentaires. Suite à ce travail, la majeure partie de l'espace des phases a donc été exclue par la détermination de nouvelles limites sur les paramètres  $m_G$  et  $M_S$  des modèles RS1 et ADD.



---

## Bibliographie

---

- [1] Lyndon EVANS et Philip BRYANT. « LHC Machine ». *JINST* 3 (2008), S08001 (cf. p. 1, 29).
- [2] « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003 (cf. p. 1, 12, 30, 40, 43–49).
- [3] J. J. Thomson M.A. F.R.S. « XL. Cathode Rays ». *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 44.269 (1897), p. 293–316 (cf. p. 5).
- [4] *Modèle Standard de la physique des particules, partagé par MissMJ sur le site Wikipédia* (cf. p. 6).
- [5] C. PATRIGNANI et al. « Review of Particle Physics ». *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001 (cf. p. 6).
- [6] Kenneth G. WILSON. « Confinement of quarks ». *Phys. Rev. D* 10 (8 1974), p. 2445–2459 (cf. p. 8).
- [7] S. L. GLASHOW. « Partial Symmetries of Weak Interactions ». *Nucl. Phys.* 22 (1961), p. 579–588 (cf. p. 9).
- [8] Steven WEINBERG. « Conceptual Foundations of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions ». *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980). [543(1979)], p. 515–523 (cf. p. 9).
- [9] C. S. WU et al. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». *Physical Review* 105 (fév. 1957), p. 1413–1415 (cf. p. 9).
- [10] F. ENGLERT et R. BROUT. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 1964), p. 321–323 (cf. p. 10).
- [11] Peter W. HIGGS. « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ». *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 1964), p. 508–509 (cf. p. 10).
- [12] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN et T. W. B. KIBBLE. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 1964), p. 585–587 (cf. p. 10).

- [13] Wim de BOER. « The Discovery of the Higgs Boson with the CMS Detector and its Implications for Supersymmetry and Cosmology ». *Time and Matter 2013 (TAM2013) Venice, Italy*. 2013 (cf. p. 11).
- [14] LHC HIGGS CROSS SECTION WORKING GROUP et al. « Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables ». *CERN-2011-002* (CERN, Geneva, 2011) (cf. p. 12).
- [15] LHC HIGGS CROSS SECTION WORKING GROUP et al. « Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties ». *CERN-2013-004* (CERN, Geneva, 2013) (cf. p. 12).
- [16] CMS COLLABORATION. « The CMS experiment at the CERN LHC ». *JINST* 3 (2008), S08004 (cf. p. 12, 30).
- [17] Vardan KHACHATRYAN et al. « Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties ». *Eur. Phys. J.* C74.10 (2014), p. 3076 (cf. p. 13).
- [18] Georges 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 (2012), p. 1–29 (cf. p. 13).
- [19] Frederick J. GILMAN, K. KLEINKNECHT et B. RENK. « THE CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA MIXING MATRIX » (1989) (cf. p. 13).
- [20] Y. FUKUDA et al. « Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos ». *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 1998), p. 1562–1567 (cf. p. 14).
- [21] Q. R. AHMAD et al. « Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory ». *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 011301 (cf. p. 14).
- [22] P. A. R. ADE et al. « Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters ». *Astron. Astrophys.* 594 (2016), A13 (cf. p. 14).
- [23] Stephen P. MARTIN. « A Supersymmetry primer » (1997). [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)], p. 1–98 (cf. p. 16).
- [24] Gunnar NORDSTROM. « On the possibility of unifying the electromagnetic and the gravitational fields ». *Phys. Z.* 15 (1914), p. 504–506 (cf. p. 17).
- [25] Theodor KALUZA. « Zum Unitätsproblem der Physik ». *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* 1921 (1921), p. 966–972 (cf. p. 17).
- [26] Milutin BLAGOJEVIC. *Gravitation and gauge symetries*. CRC Press, 2001 (cf. p. 18).
- [27] Nima ARKANI-HAMED, Savas DIMOPOULOS et G.R. DVALI. « The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter ». *Phys.Lett.* B429 (1998), p. 263–272 (cf. p. 18).
- [28] Lisa RANDALL et Raman SUNDRUM. « A Large mass hierarchy from a small extra dimension ». *Phys.Rev.Lett.* 83 (1999), p. 3370–3373 (cf. p. 20).

- [29] H. DAVOUDIASL, J. L. HEWETT et T. G. RIZZO. « Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model ». *Phys. Rev. Lett.* 84 (10 2000), p. 2080–2083 (cf. p. 21).
- [30] ATLAS COLLABORATION. « Search for extra dimensions in diphoton events using proton-proton collisions recorded at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector at the LHC ». *New J. Phys.* 15 (2013), p. 043007 (cf. p. 23).
- [31] CMS COLLABORATION. « Search for signatures of extra dimensions in the diphoton mass spectrum at the Large Hadron Collider ». *PRL* 108 (2012), p. 111801 (cf. p. 23, 24).
- [32] ATLAS COLLABORATION. « Search for high-mass diphoton resonances in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector ». *Phys. Rev. D* 92.3 (2015), p. 032004 (cf. p. 23, 24, 145).
- [33] Georges AAD et al. « Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range 65 – 600 GeV with the ATLAS Detector in  $pp$  Collision Data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV ». *Phys.Rev.Lett.* 113.17 (2014), p. 171801 (cf. p. 23, 24).
- [34] CMS COLLABORATION. « Search for diphoton resonances in the mass range from 150 to 850 GeV in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV ». *PLB* 750 (2015), p. 494–519 (cf. p. 23, 24).
- [35] ATLAS COLL. « Search for extra dimensions in diphoton events from proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in the ATLAS detector at the LHC ». *New Journal of Physics* 15.4 (2013), p. 043007 (cf. p. 24, 145).
- [36] ALICE COLLABORATION. « The ALICE experiment at the CERN LHC ». *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002 (cf. p. 30).
- [37] LHCb COLLABORATION. « The LHCb Detector at the LHC ». *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005 (cf. p. 30).
- [38] Glennys R. FARRAR et M.E. SHAPOSHNIKOV. « Baryon asymmetry of the universe in the minimal standard model ». *Phys. Rev. Lett.* 70.hep-ph/9305274. CERN-TH-6729-93. RU-93-10 (1993), 2833–2836. 14 p (cf. p. 30).
- [39] TOTEM COLLABORATION. « The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08007 (cf. p. 30).
- [40] LHCf COLLABORATION. « The LHCf Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *JINST* 3.08 (2008), S08006 (cf. p. 30).
- [41] MoEDAL COLLABORATION. « Technical Design Report of the MoEDAL Experiment MoEDAL ». *CERN-LHCC-2009-006* (2009) (cf. p. 30).
- [42] URL : <https://cds.cern.ch/record/2197559> (cf. p. 31).
- [43] D CAFORIO. « Luminosity Measurement Using Cherenkov Integrating Detector (LUCID) in ATLAS » (2008) (cf. p. 31).
- [44] URL : <https://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2016/38/News%20Articles/2216373> (cf. p. 32).

- [45] URL : <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/hb2016/papers/moam5p50.pdf> (cf. p. 34).
- [46] URL : <http://home.cern/cern-people/updates/2017/09/lhc-report-operation-holes> (cf. p. 34).
- [47] URL : [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#Multiple\\_Year\\_Collision\\_Plots](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#Multiple_Year_Collision_Plots) (cf. p. 33, 35).
- [48] URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplayRun2Collisions> (cf. p. 35).
- [49] URL : <https://cds.cern.ch/record/1095924> (cf. p. 37).
- [50] URL : <https://cds.cern.ch/record/1505342> (cf. p. 37).
- [51] Matthias SCHOTT et Monica DUNFORD. « Review of single vector boson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV ». *Eur. Phys. J. C* 74 (2014), p. 2916 (cf. p. 38).
- [52] G. AAD et al. « The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration ». *Eur. Phys. J. C* 70 (2010), p. 787–821 (cf. p. 39).
- [53] M CAPEANS et al. *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19. 2010 (cf. p. 39).
- [54] URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/InDetTrackingPerformanceCSCFig> (cf. p. 40).
- [55] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva : CERN, 1996 (cf. p. 41).
- [56] URL : <https://cds.cern.ch/record/1095927> (cf. p. 42).
- [57] W. E. CLELAND et E. G. STERN. « Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 338.2-3 (1994), p. 467–497 (cf. p. 44).
- [58] Martin ALEKSA et al. *ATLAS Combined Testbeam: Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*. Rapp. tech. ATL-LARG-PUB-2006-003. ATL-COM-LARG-2006-003. Geneva : CERN, 2006 (cf. p. 45).
- [59] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Geneva : CERN, 1996 (cf. p. 46).
- [60] Georges AAD et al. « Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data ». *Eur. Phys. J. C* 74.10 (2014), p. 3071 (cf. p. 46, 58, 59).
- [61] *Determination of the jet energy scale and resolution at ATLAS using Z/ $\gamma$ -jet events in data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2015-057. Geneva : CERN, 2015 (cf. p. 47, 48).
- [62] Georges AAD et al. « Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV ». *Eur. Phys. J. C* 76.5 (2016), p. 292 (cf. p. 48).

- [63] *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*. CERN-LHCC-2013-018. ATLAS-TDR-023. 2013 (cf. p. 50).
- [64] Morad AABOUD et al. « Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 ». *Eur. Phys. J. C* 77.5 (2017), p. 317 (cf. p. 50).
- [65] Ondrej PENC et ATLAS COLLABORATION. « The design and performance of the ATLAS Inner Detector trigger for Run 2 » (2016) (cf. p. 51).
- [66] URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults> (cf. p. 52).
- [67] Fernando MONTICELLI, Moritz BACKES et Aranzazu RUIZ-MARTINEZ. *Electron/-photon trigger rate plots for ICHEP2016*. Rapp. tech. ATL-COM-DAQ-2016-074. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 56).
- [68] *HGam photon triggers measured on 2016*. URL : [https://indico.cern.ch/event/576738/contributions/2344013/attachments/1356969/2051622/20161018\\_HGam\\_Monticelli.pdf](https://indico.cern.ch/event/576738/contributions/2344013/attachments/1356969/2051622/20161018_HGam_Monticelli.pdf) (cf. p. 56).
- [69] *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2016-024. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 57).
- [70] *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data*. Rapp. tech. CERN-EP-2016-110. arXiv :1606.01813. Comments : 40 pages plus author list (57 pages total), 17 figures, 2 tables, submitted to *Eur. Phys. J. C*, All figures including auxiliary figures are available at <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2013-04/>. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 57).
- [71] R. FRÜHWIRTH. « A Gaussian-mixture approximation of the Bethe-Heitler model of electron energy loss by bremsstrahlung ». *Comput. Phys. Commun.* 154 (2003), p. 131 (cf. p. 57).
- [72] ATLAS COLLABORATION. *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung*. ATLAS-CONF-2012-047. 2012 (cf. p. 57).
- [73] B LENZI et R TURRA. *Monte Carlo calibration update for electrons and photons using multivariate techniques*. Rapp. tech. ATL-COM-PHYS-2013-1426. Geneva : CERN, 2013 (cf. p. 58).
- [74] *HGam photon triggers measured on 2016*. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20100721/display-photons/index.html> (cf. p. 60).
- [75] S. AGOSTINELLI et al. « GEANT4: A Simulation toolkit ». *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), p. 250–303 (cf. p. 60, 90).
- [76] ATLAS COLLABORATION. « Expected photon performance in the ATLAS experiment ». *ATL-PHYS-PUB-2011-007* (2011) (cf. p. 61, 63).

- [77] *Photon identification in 2015 ATLAS data*. Rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2016-014. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 63).
- [78] Matteo CACCIARI, Gavin P. SALAM et Gregory SOYEZ. « The Anti-k(t) jet clustering algorithm ». *JHEP* 04 (2008), p. 063 (cf. p. 64).
- [79] F AURENHAMMER. « Voronoi Diagrams — A Survey of Fundamental Geometric Data Structure ». 23 (sept. 1991), p. 345–405 (cf. p. 65).
- [80] Georges AAD et al. « Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter ». *JINST* 9 (2014), P07024 (cf. p. 68).
- [81] Q BUAT et al. *Definition of the photon cleaning procedure for 2011 data*. Rapp. tech. ATL-COM-PHYS-2012-134. Geneva : CERN, 2012 (cf. p. 79).
- [82] Georges AAD et al. « Characterisation and mitigation of beam-induced backgrounds observed in the ATLAS detector during the 2011 proton-proton run ». *JINST* 8 (2013), P07004 (cf. p. 82).
- [83] Thomas MEIDECK. *Revisiting the photon cleaning procedure for Run2 data*. Rapp. tech. ATL-COM-LARG-2016-035. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 85).
- [84] Nicholas METROPOLIS et S. ULAM. « The Monte Carlo Method ». *Journal of the American Statistical Association* 44.247 (1949), p. 335–341 (cf. p. 89).
- [85] T. GLEISBERG et al. « Event generation with SHERPA 1.1 ». *JHEP* 02 (2009), p. 007 (cf. p. 90).
- [86] Simone ALIOLI et al. « NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG ». *JHEP* 0904 (2009), p. 002 (cf. p. 91).
- [87] Torbjorn SJÖSTRAND, Stephen MRENNNA et Peter Z. SKANDS. « A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 ». *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), p. 852–867 (cf. p. 91).
- [88] Gian F. GIUDICE, Riccardo RATTAZZI et James D. WELLS. « Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders ». *Nucl. Phys.* B544 (1999), p. 3–38 (cf. p. 93).
- [89] Tao HAN, Joseph D. LYKKEN et Ren-Jie ZHANG. « On Kaluza-Klein states from large extra dimensions ». *Phys. Rev.* D59 (1999), p. 105006 (cf. p. 93).
- [90] JoAnne L. HEWETT. « Indirect collider signals for extra dimensions ». *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), p. 4765–4768 (cf. p. 93).
- [91] J. ALWALL et al. « The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations ». *JHEP* 07 (2014), p. 079 (cf. p. 94).
- [92] Morad AABOUD et al. « Search for new phenomena in high-mass diphoton final states using  $37 \text{ fb}^{-1}$  of proton–proton collisions collected at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector ». *Phys. Lett.* B775 (2017), p. 105–125 (cf. p. 96, 97, 99, 133–135, 138, 141, 143, 145).



- [93] *Search for resonances decaying to photon pairs in  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2015-081. Geneva : CERN, 2015 (cf. p. 99, 127, 130, 139).
- [94] Morad AABOUD et al. « Search for resonances in diphoton events at  $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector ». *JHEP* 09 (2016), p. 001 (cf. p. 99, 139).
- [95] *Search for scalar diphoton resonances with  $15.4 \text{ fb}^{-1}$  of data collected at  $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$  in 2015 and 2016 with the ATLAS detector*. Rapp. tech. ATLAS-CONF-2016-059. Geneva : CERN, 2016 (cf. p. 99, 127, 139).
- [96] Vardan KHACHATRYAN et al. « Search for Resonant Production of High-Mass Photon Pairs in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=8$  and  $13 \text{ TeV}$  ». *Phys. Rev. Lett.* 117.5 (2016), p. 051802 (cf. p. 100).
- [97] Vardan KHACHATRYAN et al. « Search for high-mass diphoton resonances in proton-proton collisions at  $13 \text{ TeV}$  and combination with  $8 \text{ TeV}$  search » (2016) (cf. p. 100).
- [98] « Search for physics beyond the standard model in the high-mass diphoton spectrum at  $13 \text{ TeV}$  ». CMS-PAS-EXO-17-017 (2018) (cf. p. 100).
- [99] T. BINOTH et al. « A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions ». *EPJ-C* 16 (2000), p. 311 (cf. p. 105).
- [100] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the isolated diphoton cross-section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector ». *Phys.Rev.* D85 (2012), p. 012003 (cf. p. 114).
- [101] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of isolated-photon pair production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector ». *JHEP* 1301 (2013), p. 086 (cf. p. 115).
- [102] H. IKEDA et al. « A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between  $20\text{-MeV}$  and  $5.4\text{-GeV}$  ». *Nucl. Instrum. Meth.* A441 (2000), p. 401–426 (cf. p. 116).
- [103] Kyle S. CRANMER. « Kernel estimation in high-energy physics ». *Comput. Phys. Commun.* 136 (2001), p. 198–207 (cf. p. 116).
- [104] Wouter VERKERKE et David P. KIRKBY. « The RooFit toolkit for data modeling ». *eConf* C0303241 (2003). [,186(2003)], MOLT007 (cf. p. 116).
- [105] John Erthal GAISER. « Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the  $J/\psi$  and  $\psi'$  ». Thèse de doct. SLAC, 1982 (cf. p. 117).
- [106] G. CHOUDALAKIS et D. CASADEI. « Plotting the differences between data and expectation ». *European Physical Journal Plus* 127, 25 (fév. 2012), p. 25 (cf. p. 125).
- [107] T. AALTONEN et al. « Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at  $s^{*(1/2)} = 1.96\text{-TeV}$  ». *Phys. Rev.* D79 (2009), p. 112002 (cf. p. 127).
- [108] *Liste des papiers en relation avec l'excès diphoton à  $750 \text{ GeV}$* . URL : <http://jsfiddle.net/adavid/bk2tmc2m/show> (cf. p. 140).