

# Mesure des couplages du boson de Higgs dans son mode de désintégration en deux photons avec le détecteur ATLAS au LHC

Résumé en français

Estelle SCIFO

Thèse soutenue le 11 juillet 2014  
Université Paris Sud

## Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>1 Modèle Standard de la physique des particules</b>	<b>3</b>
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>3</b>
<b>3 Le canal diphoton (<math>H \rightarrow \gamma\gamma</math>)</b>	<b>5</b>
3.1 Modes de désintégration du Higgs . . . . .	5
3.2 Bruits de fond . . . . .	5
3.3 Sélection inclusive . . . . .	5
3.4 Découverte . . . . .	5
<b>4 Pointage calorimétrique et oscillations</b>	<b>6</b>
4.1 Principe de reconstruction de la direction des photons . . . . .	6
4.2 Précision du pointage . . . . .	7
4.3 Correction . . . . .	7
<b>5 Simulation du <math>p_T</math> du Higgs</b>	<b>7</b>
5.1 Pondération . . . . .	8
5.2 Incertitudes . . . . .	9
<b>6 Mesures des propriétés</b>	<b>9</b>
6.1 Spin et masse . . . . .	9
6.2 Couplages . . . . .	10
<b>Conclusion</b>	<b>14</b>

## Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie la plus aboutie à l'heure actuelle permettant d'expliquer la plupart des phénomènes observés à l'échelle microscopique. Il contient la composition de la matière en terme de particules élémentaires ainsi que la description des interactions les liant. Dans ce modèle, les interactions sont véhiculées par l'échange de particules médiatrices, les bosons. L'interaction faible en particulier est véhiculée par des bosons dont l'expérience a montré qu'ils étaient massifs. Pour expliquer cette observation, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, proposé au début des années 1960, est la solution la plus connue. Il nécessite l'introduction dans le modèle d'une nouvelle particule, le boson de Higgs, dont la mise en évidence expérimentale a été un des objectifs majeurs de la physique des particules ces dernières années.

La grand collisionneur de hadrons (ou LHC pour *Large Hadron Collider*) a été construit dans ce but. Avec une circonférence de 27 km, il est capable d'accélérer des paquets de  $10^{11}$  protons à une énergie de 7 TeV. La première période de prise de données s'est cependant effectuée dans un régime de fonctionnement réduit : en 2011, l'énergie totale dans le centre de masse de la réaction était seulement de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, c'est-à-dire la moitié de l'énergie nominale. En 2012, l'énergie a été augmentée jusqu'à  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

Les collisions entre les paquets de protons sont provoquées en quatre points de l'anneau de collision où sont installés quatre grands détecteurs. ATLAS et CMS ont des objectifs de physique généralistes, allant de l'étude du boson de Higgs à la recherche de théories au delà du Modèle Standard comme la Super Symétrie (SUSY). Le détecteur ALICE quant à lui est axé sur l'étude des collisions proton-ion et ion-ion que le LHC peut aussi délivrer dans le but de comprendre les premiers instants de l'univers. Enfin, LHCb est un détecteur spécialisé dans l'étude des particules  $B$ , secteur propice à la violation de CP, qui permet de se rapprocher de la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers.

Grâce aux performances du LHC et de la prise de données du détecteur, ATLAS avait enregistré, en Juillet 2012,  $4.5 \text{ fb}^{-1}$  de données en à 7 TeV (2011) et  $6 \text{ fb}^{-1}$  à 8 TeV (2012), lui permettant de mettre en évidence l'existence d'une nouvelle particule à une masse d'environ  $m_H = 125$  GeV. Cette découverte est confirmée par l'expérience voisine, CMS.

La physique des particules est alors entrée dans une nouvelle ère : la mesure des propriétés de cette nouvelle particule pour tester sa compatibilité avec le boson prédit par la théorie. Parmi ces propriétés, ses couplages aux autres particules du Modèle Standard est une mesure importante car toute déviation de la valeur attendue permettrait de mettre en évidence l'existence de physique au delà du Modèle Standard.

Ce document présente le travail que j'ai effectué dans ce sens en utilisant l'ensemble des données disponibles qui ont ajouté  $15 \text{ fb}^{-1}$  de données à 8 TeV par rapport au lot de données utilisé lors de la découverte. Le détecteur est présenté dans la Section 2. La Section 3 présente la stratégie générale de l'étude du boson de Higgs dans son mode de désintégration en deux photons. La Section 4 est dédiée à la présentation du pointage calorimétrique, seule technique permettant de reconstruire la direction des photons tandis que la Section 5 est consacrée à la présentation de la simulation du moment transverse du Higgs. Enfin, le cœur de la mesure des couplages est présenté dans la Section 6.

# 1 Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard est une théorie mathématique de la matière et de ses interactions utilisant les outils de la théorie quantique des champs. Son contenu en terme de particules est résumé sur la Figure 1. Les particules composant la matière sont regroupées en trois familles, ou générations, chacune contenant deux leptons (un lepton chargé similaire à l'électron et un lepton neutre ou neutrino) et deux quarks. La dernière de ces particules, le neutrino tauique a été mis en évidence expérimentalement en 2000.

		fermions (3 générations de la matière)			bosons (forces)	
		I	II	III		
masse →		2,4 MeV/c <sup>2</sup>	1,27 GeV/c <sup>2</sup>	171,2 GeV/c <sup>2</sup>	0	électromagnétique
charge →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	
spin →		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
nom →		<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon	
	Quarks	4,8 MeV/c <sup>2</sup>	104 MeV/c <sup>2</sup>	4,2 GeV/c <sup>2</sup>	0	interaction forte
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon	
	Leptons	<2,2 eV/c <sup>2</sup>	<0,17 MeV/c <sup>2</sup>	<15,5 MeV/c <sup>2</sup>	91,2 GeV/c <sup>2</sup>	interaction faible
		0	0	0	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		<b>ν<sub>e</sub></b> neutrino électronique	<b>ν<sub>μ</sub></b> neutrino muonique	<b>ν<sub>τ</sub></b> neutrino tauique	<b>Z<sup>0</sup></b> boson Z <sup>0</sup>	
		0,511 MeV/c <sup>2</sup>	105,7 MeV/c <sup>2</sup>	1,777 GeV/c <sup>2</sup>	80,4 GeV/c <sup>2</sup>	interaction faible
		-1	-1	-1	±1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		<b>e</b> électron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> boson W	

FIGURE 1 – *Modèle Standard de la physique des particules.*

Les interactions, au nombre de quatre, sont véhiculées par l'échange de particules médiatrices, appelées bosons : l'interaction électromagnétique, véhiculée par les photons, n'agit que sur les particules chargées ; l'interaction nucléaire forte, associée aux gluons, n'a d'effet que sur les quarks et les gluons eux-mêmes. L'interaction faible, nommée ainsi du fait de sa faible intensité par rapport aux deux interactions précédentes agit sur toutes les particules.

La gravité constitue la dernière force nécessaire pour expliquer l'ensemble des phénomènes observés. En revanche, toutes les tentatives pour l'inclure dans le même cadre mathématique que ses consœurs ont échoué. Aux échelles d'énergie considérées, cette interaction est cependant très faible et est par conséquent négligée sans perte de précision.

Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie proposé par Brout, Englert et Higgs en 1964 complète ce modèle en introduisant un nouveau boson scalaire ( $J^{PC} = 0^+$ ). Le modèle permet de prédire ses interactions avec les autres particules connues, par l'intermédiaire de constantes de couplage qui dépendent d'un paramètre libre, la masse du boson, qui doit être mesurée.

## 2 Dispositif expérimental

Des croisements entre les paquets de protons accélérés par le LHC sont provoqués toutes les 50 ns<sup>1</sup> et des interactions entre les protons les constituant peuvent avoir lieu. En 2011, il se produisait en moyenne 9 interactions par croisement, en 2012 ce nombre s'élève à 21. Le rôle de détecteurs tels qu'ATLAS est de reconstruire toutes les particules créées lors de ces collisions, c'est-à-dire identifier leur nature (électron, photon, etc), mesurer leur trajectoire et leur énergie.

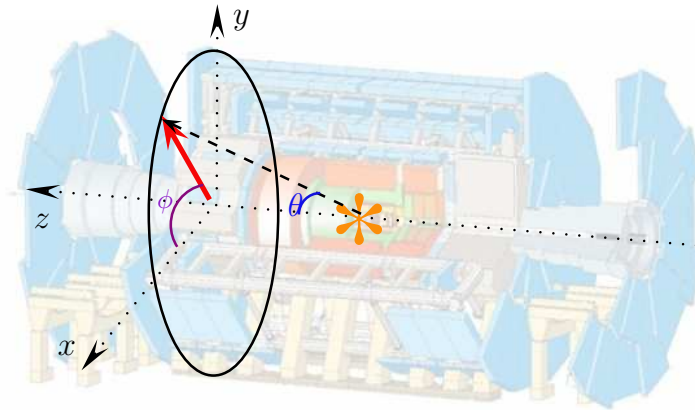
1. Nominale toutes les 25 ns.

ATLAS (pour *A Torroidal LHC ApparatuS*) est un détecteur cylindrique formé de plusieurs sous-détecteurs, chacun étant composé d'une partie tonneau et d'une partie bouchon. On trouve successivement quatre couches :

- La partie centrale, au plus près des collisions, est occupée par le détecteur de traces, permettant de suivre la trajectoire des particules chargées. Grâce à la présence d'un champ magnétique, cette mesure donne accès à l'impulsion et à la charge des particules. Les trajectoires permettent ensuite de reconstruire les différents vertex, lieu des interactions.
- Il est directement suivi par le système de calorimétrie mesurant l'énergie des particules. Le calorimètre d'ATLAS est séparé en deux parties :
  - Les particules rencontrent dans un premier temps le calorimètre électromagnétique, créant une gerbe de particules secondaires de moindre énergie à partir de photons ou électrons incidents. Ces particules secondaires produisent un signal électrique mesurable.
  - Les particules de nature hadronique, provenant de quark ou de gluon et regroupées dans des *jets* coniques de particules, nécessitent plus de matière pour perdre la totalité de leur énergie et sont donc arrêtées par le calorimètre hadronique.
- Finalement, la partie la plus externe est composée d'un détecteur de muons plongé dans un champ magnétique toroïdal de 1 T.

Les neutrinos n'étant sensibles qu'à l'interaction faible, ils interagissent peu avec la matière et s'échappent du détecteur sans avoir laissé de trace de leur passage. Leur présence dans l'état final d'une réaction peut cependant être retrouvé grâce à la loi de conservation de l'impulsion dans le plan transverse aux faisceaux. Cela suppose que cette impulsion transverse  $p_T$  soit mesurée très précisément pour toutes les particules produites dans l'état final, c'est-à-dire que toutes les particules soient reconstruites et que leur  $p_T$  soit mesuré précisément.

Les coordonnées utilisées pour représenter les particules dans le détecteur sont illustrées sur la Figure 2. On préférera utiliser la pseudo-rapidité  $\eta$  au lieu de l'angle polaire  $\theta$  :  $\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$ .



**FIGURE 2** – Le détecteur ATLAS et son système de coordonnées. Le détecteur interne au centre est représenté en jaune. La partie verte correspond au calorimètre électromagnétique, directement suivi par le calorimètre hadronique en rouge. La partie externe bleue représente le détecteur de muons.

Le détecteur et en particulier le calorimètre électromagnétique ont été optimisés dans le but d'observer le boson de Higgs. Cette particule a une durée de vie trop courte pour traverser le détecteur, mais ses produits de désintégration peuvent être prédits par le Modèle Standard.

### 3 Le canal diphoton ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ )

#### 3.1 Modes de désintégration du Higgs

Le boson de Higgs peut se désintégrer de plusieurs manière différentes en fonction de sa masse. Pour une masse de l'ordre de 125 GeV, les modes dominants sont  $H \rightarrow b\bar{b}$  et  $H \rightarrow WW$  mais ont l'inconvénient d'avoir des signatures expérimentales complexes et/ou des résolutions insuffisantes pour une découverte.

Bien que n'interagissant pas directement avec les photons qui sont sans masse, un mode de désintégration en deux photons ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) est possible par l'intermédiaire de boucles de quarks massifs ou de  $W$ . Sa probabilité est seulement de l'ordre de 0.2% mais il constitue un mode intéressant expérimentalement de part la grande réjection du bruit de fond permise par le détecteur et c'est sur celui-ci que cette thèse se concentre.

#### 3.2 Bruits de fond

L'étude de la désintégration du boson de Higgs en deux photons est sujette à plusieurs types de bruits de fond. Le bruit de fond irréductible contient les événements menant également à deux photons dans l'état final. Le bruit de fond réductible quant à lui vient d'événements dans lesquels au moins une particule a été mal identifiée comme un photon. Ce sont principalement des événements mettant en jeu des jets. En effet, parmi les particules hadroniques contenues dans les jets, les  $\pi^0 = u\bar{u}$  se désintègrent majoritairement en paire de photons collimés, créant dans le calorimètre électromagnétique un dépôt semblable à celui laissé par un photon isolé.

#### 3.3 Sélection inclusive

Les jets laissent des dépôts d'énergie dans le calorimètre, mais avec une expansion latérale et longitudinale plus grande en moyenne que pour les photons. Cette propriété est utilisée pour définir neuf variables de forme de gerbe, qui sont combinées pour produire un échantillon de photons avec une grande pureté. Pour augmenter la réjection du bruit de fond venant de jets reconstruits comme des photons, on utilise le fait que les jets ont un environnement proche plus occupé en terme de dépôt d'énergie dans le calorimètre ou de traces chargées. Une coupure sur la variable d'isolation représentant l'énergie dans un cône autour de la particule d'intérêt permet d'obtenir une pureté en événements diphotons de l'ordre de 70%.

Après cette sélection inclusive, les événements sont répartis en différentes catégories ayant des rapports signal sur bruit différents, ce qui permet d'augmenter la sensibilité de l'analyse.

#### 3.4 Découverte

Le signal attendu étant faible par rapport au bruit de fond, des méthodes statistiques ont été développées pour permettre de déterminer si un excès d'événement observé peut être qualifié de signal. Pour cela, deux hypothèses sont prises en compte : l'hypothèse de bruit de fond seul ( $B$ ) et l'hypothèse de présence de signal ( $S + B$ ). La Figure 3 représente la  $p$ -value de l'hypothèse  $B$  pour la combinaison des différents canaux de désintégration du Higgs dans ATLAS, c'est-à-dire la probabilité que l'excès d'événements observé soit dû à une fluctuation du bruit de fond. Vers  $m_H = 125$  GeV, cette probabilité est inférieure à  $10^{-8}$ , suffisant pour déclarer une découverte [1]. Cette découverte est par ailleurs confirmée par la même observation dans l'expérience CMS [2].

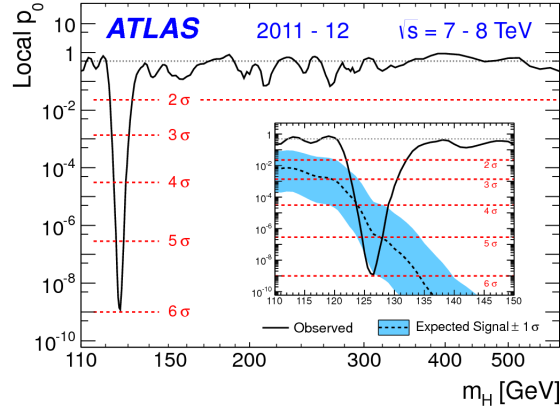


FIGURE 3 – Découverte [1].

## 4 Pointage calorimétrique et oscillations

La variable discriminante de l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$  est la masse invariante entre les deux photons, qui peut être reconstruite à partir des propriétés cinématiques et angulaires des deux photons :

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2 \cdot E_1 \cdot E_2 \times (1 - \cos(\phi_{12}))} \quad (1)$$

où  $\phi_{12}$  est l'angle entre les deux photons.

En plus d'une excellente résolution en énergie, obtenir une bonne résolution en masse nécessite une reconstruction rigoureuse de la direction des photons pour mesurer précisément cet angle  $\phi_{12}$ .

### 4.1 Principe de reconstruction de la direction des photons

Lorsque les photons sont non-convertis en une paire  $e^+e^-$  (environ 60% des photons dans ATLAS), le détecteur interne est inutile pour reconstruire leur direction. En revanche, le calorimètre électromagnétique a été conçu en trois couches successives en profondeur. La méthode du pointage calorimétrique utilise les barycentres des dépôts d'énergie dans les deux premières couches, les plus segmentées, pour extrapoler la provenance du photon sur l'axe du faisceau (Fig. 4).

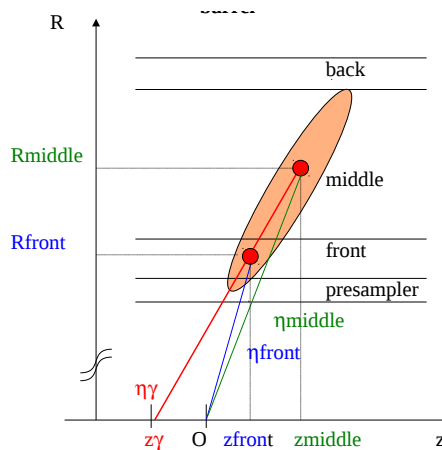


FIGURE 4 – Principe du pointage calorimétrique dans la partie tonneau du détecteur.

## 4.2 Précision du pointage

Pour estimer la précision de cette méthodes dans les données, on compare le  $z$  issu de la méthode de pointage pour un seul photon à celui du vertex reconstruit par le détecteur interne à partir des particules chargées provenant du même vertex. Pour éviter toute ambiguïté, seuls les événements avec un seul vertex reconstruits sont pris en compte. On utilisera donc la variable  $\Delta z = z_{pointing} - z_{ID}$ . Sa distribution dans les bouchons est illustrée en noir sur la Figure 5(a).

Lorsqu'on regarde la largeur de la distribution de  $\Delta z$  en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  du photon, un phénomène d'oscillation est clairement visible dans les bouchons (voir la Figure 5(b)). Ces oscillations, d'une amplitude d'environ 50 mm ont pour effet de dégrader légèrement la résolution en masse  $\gamma\gamma$ , c'est pourquoi une correction est dérivée dans la suite.

## 4.3 Correction

Une correction de cet effet est appliquée *ad hoc* pour améliorer la résolution en masse, comme illustré sur la Figure 5. L'amélioration sur la largeur de  $\Delta z$  est de l'ordre de 13%. La résolution en masse  $\gamma\gamma$  est améliorée de seulement 0.5% car cet effet ne concerne que les photons non-convertis dans les bouchons qui représentent une faible partie des photons sélectionnés par l'analyse.

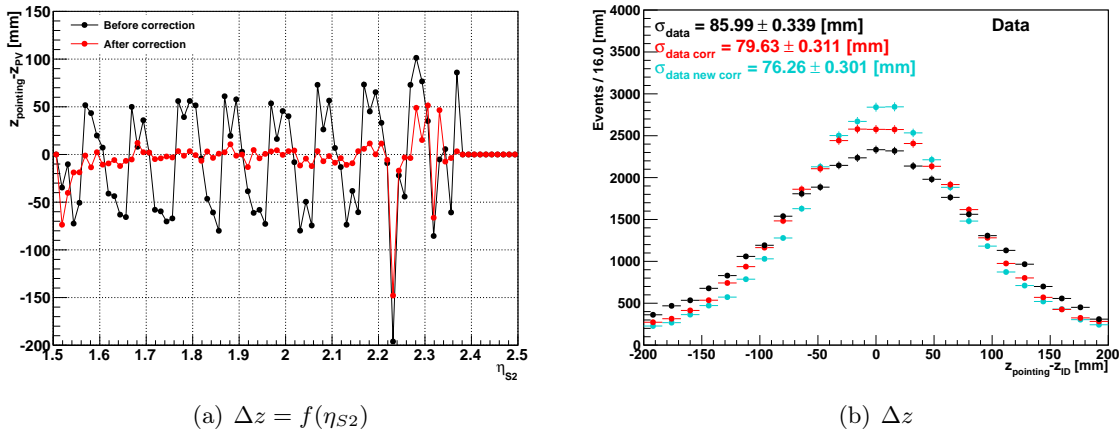


FIGURE 5 – (a) Observations des oscillations et leur correction. (b) Effet de la correction sur la largeur de  $\Delta z$  [3].

## 5 Simulation du $p_T$ du Higgs

La séparation des événements en catégories de  $S/B$  différents fait intervenir le  $p_{Tt}$  du système diphoton (Fig. 9) qui est une variable fortement corrélée au  $p_T$  du Higgs. Un changement dans la modélisation de cette variable induit donc des migrations d'événements entre les catégories, et un résultat différent sur la mesure.

La simulation des processus physiques utilise la perturbativité de QCD (théorie décrivant l'interaction forte) à courte distance : l'ordre non nul le plus bas est le LO (Leading Order). Il est suivi par le NLO (Next to Leading Order) et le NNLO.

La simulation du mode de production dominant du Higgs,  $ggH$ , vient du programme POWHEG [4], à l'ordre NLO, suivi de PYTHIA8 qui simule les ordres supérieurs. Ce traitement par troncation de la série perturbative nécessite l'introduction d'une échelle arbitraire,  $\mu_R$ . D'autres échelles sont également rendues nécessaires par les techniques de resomation qui empêchent les divergences à bas  $p_T^H$ .

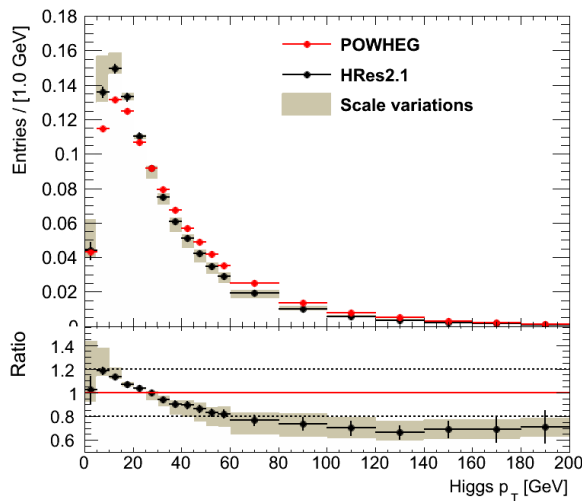
La meilleure description s'obtient à l'heure actuelle par des programmes tels que **HRes**, produisant des prédictions à l'ordre supérieur NNLO. La version 2.1 de ce programme [5] inclut aussi l'effet de la masse des quarks *top* et *bottom* dans la boucle, ainsi que la possibilité d'utiliser des échelles de renormalisation et factorisation dynamiques  $\mu_{R,F} = \sqrt{p_T^2 + m_H^2}$  au lieu des habituelles  $\mu_{R,F} \approx m_H$ .

Ordre	Exacte	Effective	Commentaire
LO			$p_T^H = 0$
NLO			$p_T^H > 0$

**TABLE 1** – Mode de production  $ggH$  dans la théorie exacte et dans l'approximation effective, à l'ordre le plus bas (LO) et à l'ordre suivant (NLO).

## 5.1 Pondération

Les spectres en  $p_T$  produits par ces deux types de générateurs sont très différents, comme illustré sur la Figure 6. Une méthode de pondération est donc dérivée, après avoir vérifié que les effets produits par **PYTHIA8** et non pris en compte par **HRes** tels que les interactions multiples entre partons, sont négligeables. La fonction de pondération la plus simple est le rapport entre les deux spectres, comme illustré sur le bas de la Figure 6.



**FIGURE 6** – Différence entre les spectres en  $p_T^H$  obtenus par **POWHEG+PYTHIA8** et par **HRes2.1** avec échelle dynamique. Les barres représentent l'erreur statistique sur l'échantillon utilisé tandis que la bande grise représente l'erreur sur le spectre en  $p_T^H$  produit par **HRes** obtenue par la méthode de variation d'échelles.

En réalité, le  $p_T$  du Higgs est corrélé avec le nombre de jets produits (plus il y a de jets, plus le  $p_T$  moyen est grand) et cela doit être pris en compte dans l'analyse qui utilise des catégories jets en même temps que des catégories en  $p_{Tt}$ . En pratique, la fonction de pondération est légèrement modifiée dans les catégories 2-jets pour préserver la section efficace  $ggH$  dans ces catégories.



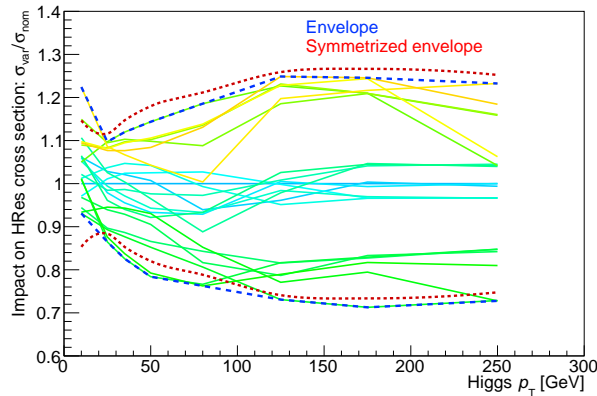
## 5.2 Incertitudes

Les incertitudes sont estimées en variant les différentes échelles dans **HRes**, qui sont nécessaires pour le calcul NNLO+NNLL mais qui ne doivent pas avoir d'influence sur le résultat final. Les échelles et leur variations autorisées sont présentées dans le Tableau 2. Toutes les configurations sont testées, à l'exception de celles pour lesquelles  $\mu_R$  et  $\mu_F$  diffèrent d'un facteur 4.

Échelle	Utilité	Valeur centrale	Variations
$\mu_R$	Renormalisation dans le calcul de $\alpha_s$	$\sqrt{m_H^2 + p_{T,H}^2}$	$\pm 2$
$\mu_F$	Factorisation des effets à longue et courte distance	$\sqrt{m_H^2 + p_{T,H}^2}$	$\pm 2$
$Q_1$	Resomation avec $m_t$ finie	$m_H/2$	$\pm 2$
$Q_2$	Resomation avec $m_b \neq 0$	$m_b$	$\pm 3$

**TABLE 2** – Les quatre échelles de **HRes2.1** et leurs variations utilisées pour trouver l'enveloppe du spectre en  $p_T$  du Higgs.

Les variations d'échelles considérées sont illustrées sur la Figure 7. Les variations du nombre d'événements dans les catégories non-étiquetées à cause de cette incertitude de modélisation du  $p_T$  sont de l'ordre de 20% dans les catégories à haut  $p_{Tt}$ .



**FIGURE 7** – Incertitudes sur la prédiction du spectre en  $p_T^H$  obtenues avec **HRes2.0**.

Un changement du spectre en  $p_T^H$  induit une migration des événements de signal des catégories à bas  $p_{Tt}$  vers les catégories à haut  $p_{Tt}$  (ou vice versa). Les incertitudes sur le nombre d'événement, obéissant à la règle 2 sont :  $\sigma_{high\ p_{Tt}} \approx 24\%$  et  $\sigma_{low\ p_{Tt}} \approx -1.5\%$ .

$$N_{high\ p_{Tt}} \cdot \sigma_{high\ p_{Tt}} + N_{low\ p_{Tt}} \cdot \sigma_{low\ p_{Tt}} = 0 \quad (2)$$

## 6 Mesures des propriétés

### 6.1 Spin et masse

La découverte d'une nouvelle particule ne suffit pas à prouver l'exactitude du mécanisme de Higgs. Il faut pour cela mesurer expérimentalement les propriétés de cette particule et tester leur adéquation avec les valeurs prédites. Spin et parité ont été vérifiés et un bon accord avec la prédiction a été mis en évidence [6].

La masse n'est pas prédite par la théorie mais a été mesurée par ATLAS. Deux canaux ont une résolution en masse et un signal suffisamment significatif pour prétendre à cette mesure : le canal diphoton et le canal quatre leptons, provenant de la désintégration  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . La

combinaison de ces deux canaux donne une masse mesurée de [7] :

$$m_H = 125.4 \pm 0.4 \text{ GeV}$$

## 6.2 Couplages

La mesure des couplages aux autres particules est importante car permet de mettre en évidence de manière indirecte des phénomènes de nouvelle physique, au delà du Modèle Standard, de nouvelles particules pouvant modifier les corrections à l'ordre des boucles.

Dans le canal diphoton, la mesure des couplages repose sur le fait qu'il existe plusieurs modes de production du boson de Higgs au LHC, chacun mettant en jeu des couplages différents. L'objectif de l'analyse est ainsi de séparer chaque mode de production, en utilisant les objets produits en association avec le Higgs. Le mode de production dominant est la fusion de gluons  $ggH$ , qui, à l'ordre le plus bas, ne comporte que le Higgs dans l'état final. Il est suivi par le mode  $VBF$ , puis la production par Higgsstrahlung  $VH$  où  $V$  désigne un boson  $W$  ou  $Z$  et finalement le mode de production en association avec une paire  $t\bar{t}$ . Les douze catégories de l'analyse sont résumées dans le Tableau 3 et plus de détails sont donnés ci-dessous.

$n^\circ$	Nom	Processus cible
12	ttH leptonique	$t(\rightarrow Wb \rightarrow l\nu b)tH$
11	ttH hadronique	$t(\rightarrow Wb \rightarrow jjb)t(\rightarrow Wb \rightarrow jjb)H$
10	VH dilepton	$Z(\rightarrow ll)H$
9	VH 1 lepton	$W(\rightarrow l\nu)H$
8	VH MET	$Z(\rightarrow \nu\nu)H$
7	VH hadronique	$V(\rightarrow jj)H$
6	VBF loose	$VBF$
5	VBF tight	$VBF$
1-4	Non taggué	$gg \rightarrow H$

**TABLE 3** – Les catégories utilisées dans l'analyse finale des données collectées pendant le Run I pour la mesure des couplages dans le canal  $\gamma\gamma$ .  $V$  dénote à la fois un boson  $W$  et  $Z$ . L'ordre de la sélection suit l'ordre inverse de la numérotation : de la catégorie 12 jusqu'à 1.

**VBF** le mode  $VBF$  est caractérisé par la production de deux jets de haute masse et vers l'avant du détecteur. Dans cette analyse, deux catégories  $VBF$  sont introduites, *loose* et *tight*, basées sur la sortie d'une analyse multivariée (MVA pour Multi-Variate Analysis) combinant l'information de plusieurs variables discriminantes.

**VH hadronique** la catégorie VH hadronique a pour vocation de capturer les événements VH pour lesquels le boson  $W$  ou  $Z$  s'est désintégré en deux quarks, formant deux jets dans le détecteur. Deux jets sont donc nécessaires, avec une masse invariante  $m_{jj}$  compatible avec la masse d'un boson  $W$  ou  $Z$ .

**VH  $E_T^{miss}$**  cette catégorie regroupe principalement les événements ZH avec désintégration du Z en paire de neutrinos  $\nu\bar{\nu}$ , caractérisés par une grande énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$ .

**VH un lepton** la désintégration  $W \rightarrow \ell\nu$  est mise à profit dans cette catégorie. Les états finaux à deux photons plus un lepton ont une composition différentes des autres catégories dominées par du bruit de fond QCD. Dans cette catégorie, les événements  $Z(\rightarrow ee)\gamma$ , où un électron est mal reconstruit comme étant un photon, contribuent fortement. Pour limiter son impact, on peut calculer la masse invariante entre l'électron sélectionné et chacun des deux photons. Si l'une de ces masses est compatible avec un boson  $Z$ , l'événement est rejeté et ne rentre pas dans cette catégorie.

**VH dilepton** enfin, la dernière désintégration possible du Z est utilisée dans cette catégorie  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ . La sélection consiste à demander deux leptons, de même saveur (électron ou

muon) et de charges opposées, dont la masse invariante est compatible avec un  $Z$ . Malgré un faible nombre d'événements de signal attendus (0.2 pour l'ensemble des données 2012), cette catégorie présente un rapport  $S/B$  de l'ordre de 0.9, un des plus grands parmi les catégories définies dans cette analyse. La Figure 8 montre le signal et le bruit de fond attendus comparés aux événements observés dans les données 2012.

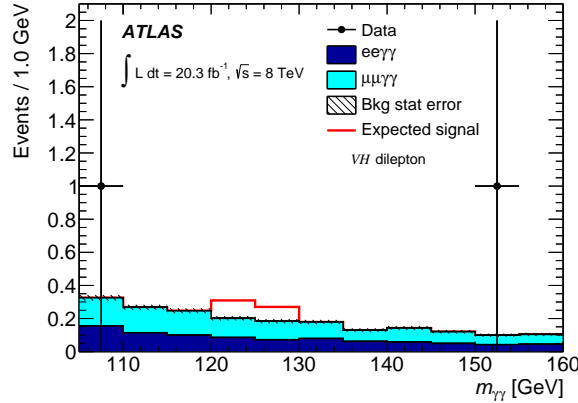


FIGURE 8 – Composition du bruit de fond dans la catégorie dilepton [8].

**ttH** enfin, le mode de désintégration  $ttH$  est le plus rare mais permet de tester directement le couplage du Higgs au quark top (dans le mode  $ggH$  ce couplage n'intervient que par l'intermédiaire d'une boucle). Le top se désintègre majoritairement en  $Wb$ , le  $W$  pouvant se désintégrer en  $jj$  ou en  $\ell\nu$ . On définit ainsi deux catégories pour isoler le mode  $ttH$  : une catégorie leptonique où un des  $W$  se désintègre leptoniquement, caractérisé par deux jets étiquetés  $b$ , un lepton et de l'énergie transverse manquante ; une catégorie hadronique dans laquelle les deux  $W$  se désintègre hadroniquement, les événements étant caractérisés par un grand nombre de jets (au moins six).

**Événements non étiquetés** finalement, les événements non étiquetés, dominés par la production  $ggH$  sont classifiés en quatre catégories, dépendant de la pseudo-rapidité des photons et du  $p_{Tt}$  du système diphoton (Fig. 9).

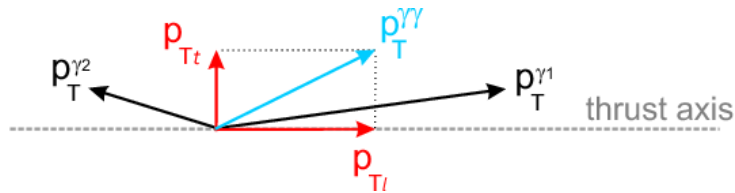
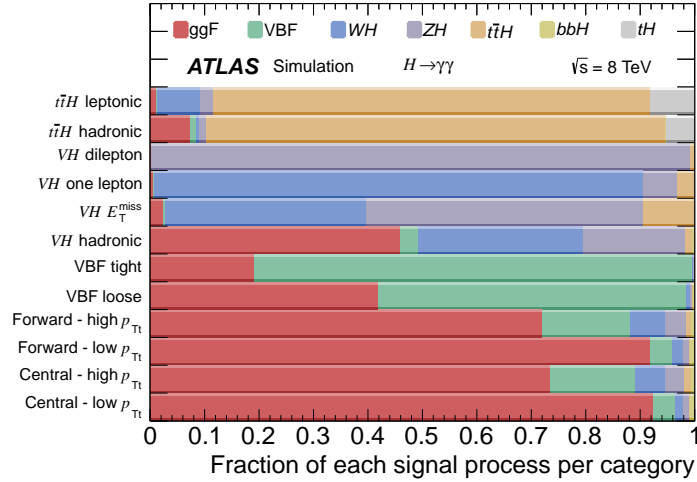


FIGURE 9 – Définition de la variable  $p_{Tt}$ .

La composition du signal dans chaque catégorie est illustrée sur la Figure 10, montrant que les catégories étiquetées sont bien enrichies dans le processus ciblé.



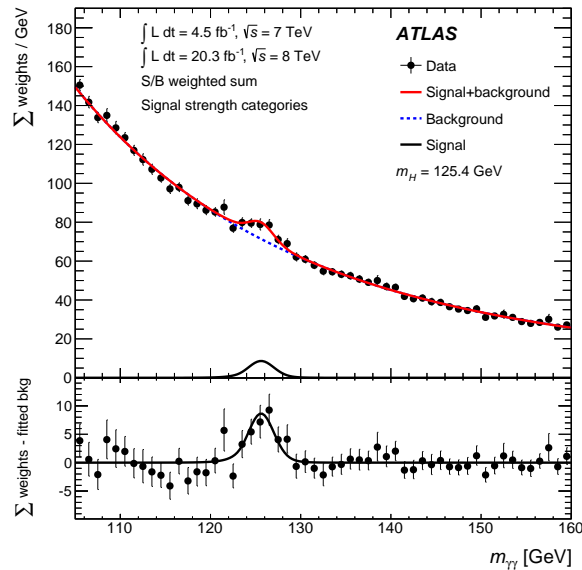
**FIGURE 10** – Composition de chaque catégorie en terme de processus de production du signal pour des collisions à 8 TeV et un Higgs de 125.4 GeV [8].

Le nombre d'événement observés dans les données pour chaque catégorie est résumé dans le tableau 4.

Cat.	Incl.	Untagged				VBF		VH				ttH	
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2011	17225	4400	141	12131	429	58	7	34	14	5	0	3	3
2012	94566	24080	806	66394	2528	411	67	185	35	38	2	15	5

**TABLE 4** – Répartition des événements dans les différentes catégories pour les données 2011 et 2012.

La Figure 11 montre la distribution  $m_{\gamma\gamma}$  de tous les événements sélectionnés de manière inclusive, pondérés par le rapport  $S/B$  de la catégorie à laquelle ils appartiennent. Un pic autour de  $m_{\gamma\gamma} \approx 125$  GeV est clairement identifiable.



**FIGURE 11** – Distribution de la masse invariante entre les deux photons sélectionnés,  $m_{\gamma\gamma}$ , après les coupures inclusives. Les événements sont pondérés par le rapport  $S/B$  de leur catégorie [8].

Le résultat final est obtenu en paramétrant le signal et le bruit de fond attendus en fonction de la masse diphoton par l'intermédiaire des densités de probabilités (ou *pdf* pour *probability density function*)  $f_S(m_{\gamma\gamma})$  et  $f_B(m_{\gamma\gamma})$ . Par des études portant sur des simulations, il a été déterminé que la forme décrivant le mieux le signal est une combinaison de gaussienne et de Crystal-Ball, dont les paramètres sont des fonctions de  $m_H$ . La forme du bruit de fond est une exponentielle d'un polynôme simple ou d'un polynôme de second degré selon la catégorie. La quantité de signal observé est quantifiée par le paramètre continu  $\mu$ . De cette manière, on peut construire la vraisemblance :

$$\mathcal{L}(\mu) = \frac{1}{N_{evt}!} e^{-(\mu S+B)} \prod_{i=1}^{N_{evt}} (\mu S f_S(m_{\gamma\gamma,i}) + B f_B(m_{\gamma\gamma,i})) \quad (3)$$

le produit portant sur tous les événements observés dans les données. La meilleure valeur de  $\mu$  est obtenue en maximisant cette fonction.

Le faible nombre d'événements observés dans la catégories VH dilepton (Fig. 8) nécessite un traitement particulier dans l'étude statistique permettant d'extraire les résultats. Des événements fantômes, avec un très faible poids, doivent être introduits dans le dataset. Du fait de leur très faible poids, ils ne modifient pas la valeur de la vraisemblance mais imposent la positivité de la *pdf* totale.

Le résultat du fit utilisant le même paramètre  $\mu$  pour tous les modes de productions est :

$$\mu = 1.17_{-0.23}^{+0.23} \text{ (stat)} \quad {}_{-0.08}^{+0.10} \text{ (syst)} \quad {}_{-0.08}^{+0.12} \text{ (theory)}$$

en bon accord avec la valeur attendue par le Modèle Standard de  $\mu = 1$ .

Finalement, chaque mode de production est pondéré par un  $\mu$  différent, ce qui équivaut à remplacer dans la formule 3  $\mu S$  par  $\sum_p \mu_p N_{S,p}$ . Le résultat du fit à cinq paramètres est présenté sur la Figure 12. Pour  $\mu_{ZH}$ , du fait qu'aucun événement n'est observé dans la catégorie VH dilepton en 2011, le  $\mu_{ZH}$  n'est pas autorisé à devenir négatif pour préserver la positivité de la *pdf*, ce qui explique le fait que l'erreur négative soit tronquée.

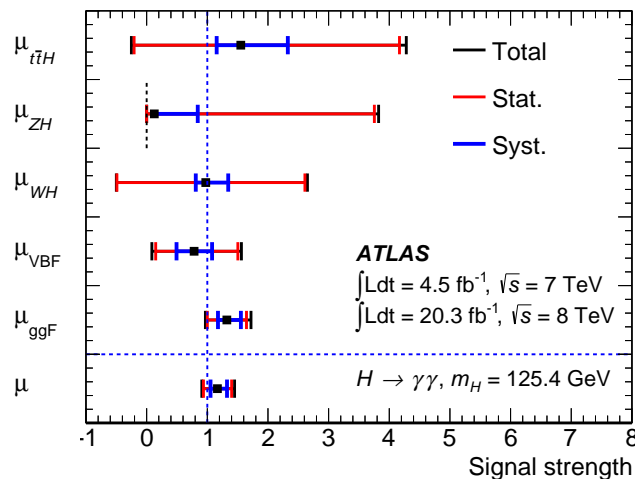


FIGURE 12 – Mesure de chaque mode de production avec le canal  $\gamma\gamma$  [8].

Les valeurs numériques sont :

$$\begin{aligned} \mu_{ggH} &= 1.32_{-0.32}^{+0.32} \text{ (stat.)} \quad {}_{-0.15}^{+0.23} \text{ (syst.)} \\ \mu_{VBF} &= 0.78_{-0.63}^{+0.72} \text{ (stat.)} \quad {}_{-0.29}^{+0.30} \text{ (syst.)} \\ \mu_{WH} &= 0.97_{-1.46}^{+1.64} \text{ (stat.)} \quad {}_{-0.17}^{+0.36} \text{ (syst.)} \\ \mu_{ZH} &= 0.13_{-0.13}^{+3.62} \text{ (stat.)} \quad {}_{-0.00}^{+0.64} \text{ (syst.)} \\ \mu_{ttH} &= 1.55_{-1.75}^{+2.62} \text{ (stat.)} \quad {}_{-0.36}^{+0.79} \text{ (syst.)} \end{aligned}$$

## Conclusion

Dans cette thèse, plusieurs aspects de la recherche puis de la mesure des propriétés du boson de Higgs ont été abordés. La reconstruction des photons et de leur direction a été étudiée et optimisée pour améliorer la résolution en masse  $\gamma\gamma$ . Une étude de la modélisation du  $p_T$  du Higgs est aussi présentée, amenant à la création d'une procédure de pondération pour prendre en compte les derniers développements théoriques. Les incertitudes associées sont quantifiées. Enfin tous ces éléments sont combinés dans la mesure des couplages du boson de Higgs aux autres particules du Modèle Standard, en isolant chacun de ses cinq modes de production principaux au LHC. Une attention toute particulière a été donnée à la catégorie VH dilepton. Aucune déviation significative par rapport aux valeurs prédites par le Modèle Standard n'est observée.

La prochaine prise de données du LHC, prévue pour commencer début 2015 à une énergie  $\sqrt{s} \approx 14$  TeV, devrait permettre de réduire les erreurs statistiques d'un facteur de l'ordre de 3, améliorant sensiblement les mesures présentées ici.

## Références

- [1] ATLAS collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [2] CMS collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [3] J.-F. Marchand and E. Scifo. Oscillation of calorimeter pointing z position as a function of pseudo-rapidity in the end-cap. Technical Report ATL-COM-CAL-2012-003, CERN, Geneva, Apr 2012.
- [4] E. Bagnaschi, G. Degrossi, P. Slavich, and A. Vicini. Higgs production via gluon fusion in the POWHEG approach in the SM and in the MSSM. *JHEP*, 1202 :088, 2012.
- [5] M. Grazzini and H. Sargsyan. Heavy-quark mass effects in Higgs boson production at the LHC. *JHEP*, 1309 :129, 2013.
- [6] ATLAS collaboration. Evidence for the spin-0 nature of the higgs boson using atlas data. *Phys. Lett. B*, 726(1–3) :120 – 144, 2013.
- [7] ATLAS collaboration. Measurement of the Higgs boson mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  channels with the ATLAS detector using  $25 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data. 2014.
- [8] ATLAS collaboration. Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in  $pp$  collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. Technical report, 2014.