

Résumé en Français

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE: PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS (ED 517)
LABORATOIRE CEA-SACLAY - IRFU-SPP

DISCIPLINE: PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 29/6/2015 par

Alessandro Calandri

Propriétés du Boson de Higgs se désintégrant
en 4 leptons au LHC dans l'expérience ATLAS:
masse, limite sur la contribution
à haute masse et sur la largeur

Directeur de thèse : Bruno Mansoulié

Composition du jury :

Bruno Mansoulié
Achille Stocchi
Chiara Mariotti
Yves Sirois
Anne-Isabelle Etienvre
Christos Anastopoulos
Frank Martin Krauss

CEA-Saclay
LAL-Orsay
INFN Torino
Ecole Polytechnique
CEA-Saclay
University of Sheffield
University of Durham

Introduction

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) et ses expériences installées au laboratoire CERN, à Genève (Suisse) ont été conçus afin d'identifier les pièces manquantes associées à la compréhension de la théorie des interactions fondamentales. L'un des objectifs principaux du LHC est de sonder la cohérence expérimentale du Modèle Standard. Un aspect essentiel en est la compréhension du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible utilisé dans le contexte du Modèle Standard en ajoutant un boson scalaire, dont la particule associée est le champ de Higgs. La masse de cette particule, qui ne peut pas être prédite par la théorie, n'avait jamais été observée dans les expériences précédentes jusqu'à 4 juillet 2012 lorsque les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé sa découverte à $m_H \sim 125$ GeV.

Parmi les chaînes de désintégration du boson de Higgs, celle caractérisé par des leptons dans l'état final (électrons et muons) est très pertinente, malgré son faible rapport d'embranchement, grâce à la réduction du bruit de fond et à l'excellente résolution de masse due à la désintégration effectuée avec des leptons isolés. L'avantage supplémentaire est que les produits de cette désintégration sont entièrement reconstruits et identifiés.

Mon travail de thèse se situe donc dans le contexte général de la mesure des propriétés du boson de Higgs - notamment sa masse et sa largeur - ainsi que de la contribution de cette résonance dans la région de masse élevée. Les données analysées ont été recueillies dans les collisions proton-proton à une énergie du centre de la masse $\sqrt{s}=7$ TeV (2011) et $\sqrt{s}=8$ TeV (2012) enregistrées par le détecteur ATLAS réunissant un total d'environ 4.6 fb^{-1} de luminosité intégrée et de 20.5 fb^{-1} respectivement.

Afin d'atteindre une bonne mesure de masse, un étalonnage précis de l'énergie liée à l'état final des particules joue un rôle majeur. Cette tâche représente mon travail technique accompli pour l'ATLAS authorship pendant la première année de mon programme de doctorat au sein du groupe de travail EGamma ATLAS. En particulier, j'ai étudié l'algorithme de combinaison énergie-momentum des électrons pour améliorer leur résolution d'énergie. Cette méthode a été conçue comme la dernière étape de la chaîne standard d'étalonnage des électrons.

Le chapitre suivant est consacré à la documentation de l'analyse visant à extraire la masse du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. La première étape est la description de la cinématique et de la sélection du signal de Higgs contre les bruits du fond ZZ dominant. Une importance considérable revêtent les effets bénéfiques qui découlent du nouvel étalonnage des électrons.

La section principale de ce travail examine l'étude développée par le $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ dans la région d'haute masse ($m_{4l} > 220$ GeV) pour en extraire des limites indirectes sur la largeur du boson de Higgs suite à la détermination de l'intensité du signal off-shell. Cette étude inclut $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\nu$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$. À cet égard, une brève analyse des perspectives dans le scénario du LHC à haute luminosité (HL-LHC) est présentée dans le chapitre final.

1 Combinaison $E - p$

La combinaison de la trace et de l'énergie du cluster a comme principal objectif d'améliorer la résolution en énergie des électrons ayant une faible énergie transverse. Cette objectif découle du fait que les informations de trace fournissent souvent la meilleure estimation de l'énergie pour les particules de bas p_T , alors que la mesure d'énergie calorimétrique est supérieure pour les particules

de haut p_T . La combinaison d'informations de la trace et du cluster effectuée pour les électrons avec $p_T < 30$ GeV et $|\eta| < 1.52$, peut être évaluée par le rapport :

$$\sigma(E_{\text{Cluster}} - p_{\text{Trace}}) = \frac{|E_{\text{Cluster}} - p_{\text{Trace}}|}{\sqrt{\sigma_{E_{\text{Cluster}}}^2 \sigma_{p_{\text{Trace}}}^2}} < 4.$$

La combinaison utilise un ajustement de maximum du vraisemblance sur p_T^{Trace} et p_T^{Cluster} dans lequel les fonctions de densité de probabilité (PDFs) de $\mathcal{F}_1(p_T^{\text{Trace}}/x)$ et $\mathcal{F}_2(p_T^{\text{Cluster}}/x)$ sont générées à partir des distributions p_T/p_T^{Truth} . Ces distributions sont modélisées par des fonctions Crystal Balls (Figure 1) afin de tenir compte à la fois de la résolution gaussienne et des queues. Les événements utilisés pour développer les PDFs sont générés de Monte Carlo e^\pm avec E_T spectrum entre 7 et 80 GeV.

p_T Région	Définition
Low	$7 < p_T < 15$ GeV
Medium	$15 < p_T < 30$ GeV
High	$p_T > 30$ GeV
$ \eta $ Région	Définition
Central	$ \eta < 0.7$
Medium	$0.7 < \eta < 1.37$
Crack	$1.37 < \eta < 1.52$
Forward	$1.37 < \eta < 2.5$

TABLE 1 – Catégories définies selon p_T et η et contenant les électrons analysés.

Les électrons sont catégorisés selon p_T et $|\eta|$, comme l'illustre le Tableau 1, étant donné que la variable $fbrem$ $|\Delta p_{\text{Trace}}|/p_{\text{Trace}}$ où Δp_{Trace} est défini entre *perigee* et la dernière mesure du détecteur interne. Pour chaque catégorie, des distributions de \mathcal{F}_1 et \mathcal{F}_2 sont créés de telle sorte que le produit :

$$\mathcal{F}_1(p_T^{\text{Trace}}/x) \cdot \mathcal{F}_2(p_T^{\text{Cluster}}/x)$$

est maximisé sur la variable x , ce qui donne la combinaison ainsi que son erreur. Les électrons qui ne répondent pas aux critères sur p_T , $|\eta|$ et $\sigma(E_{\text{Cluster}} - p_{\text{Trace}})$ ont leurs quatre-momentum généré avec l'énergie du cluster.

1.1 Validation de l'algorithme

Dans cette analyse la combinaison $E - p$ a été validée en utilisant des échantillons de Monte Carlo e^\pm ainsi que des données et des échantillons de Monte Carlo $J/\Psi \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow ee$. Tout d'abord, il est évident que la méthode montre le plus fort potentiel d'amélioration dans les cas de p_T faible, et pour les électrons de la région centrale du détecteur. Puisque les électrons dans la région en avant (*forward*), ou ceux de haut p_T ne bénéficient pas de la combinaison de façon important, l'état final de masse invariante a été calculé seulement pour les électrons dans la partie centrale, moyen et crack $|\eta|$.

La deuxième étape consiste à ce que la validation sur la résonance $J/\Psi \rightarrow ee$ soit exécutée. L'amélioration la plus notable apparaît dans la région *central* η , comme le montre la Figure 2 (a). Enfin, l'algorithme a été appliqué sur $Z \rightarrow ee$ (données et Monte Carlo) : puisque le p_T spectrum est beaucoup plus haut que dans le cas $J/\Psi \rightarrow ee$, la combinaison est très rarement mise en place. Par conséquent, le gain en résolution est plus petit (2-3 %), que celui qui caractérise $J/\Psi \rightarrow ee$.

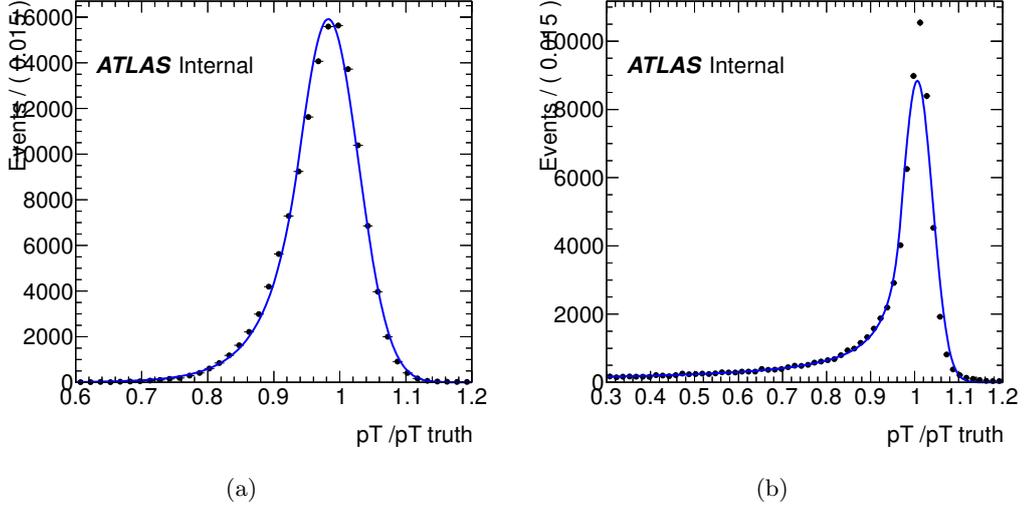


FIGURE 1 – Distributions de p_T^{Trace}/p_T^{truth} et ajustement avec la fonction Crystal Ball sur la trace et le cluster.

1.2 Combinaison $E - p$ appliquée à $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

L'effet de la combinaison $E - p$ a également été étudié en se servant des échantillons de Monte Carlo $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. La Figure 2 (b) illustre les distributions des masses invariantes avant et après la combinaison : la plus grande amélioration est observée dans $H \rightarrow 4e$ et $H \rightarrow 2\mu 2e$ qui montrent une réduction approximative de 4% et 3.5% respectivement en ce qui concerne la largeur de la résonance du boson de Higgs.

2 Mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

Le mode où le boson de Higgs se désintègre en deux bosons Z a un faible rapport d'embranchement ; néanmoins, l'état final avec quatre leptons (électrons et muons) à partir de la désintégration ZZ est très simple et presque et les bruits de fond sont presque absents. Les quatre leptons sont associés par deux paires : lorsque la masse du Higgs est inférieure à $2m_Z$, il s'avère que l'un des bosons Z est essentiellement sur sa couche de masse, tandis que l'autre est tout à fait hors couche de masse. D'autres états finaux avec deux leptons et deux jets ($H \rightarrow ZZ \rightarrow llqq$) ou deux neutrinos ($H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$) ont également été étudiés, mais ils ne figurent pas dans cette thèse. Ils sont particulièrement pertinents pour un boson de Higgs ayant une masse au-dessus du seuil de ZZ ($m_{4l} > 2m_Z$) où les contributions du processus des bruits de fond peuvent être considérablement réduites.

Cette analyse profite directement du travail sur les électrons : la sélection de bases des événements utilise soit la cinématique des leptons (p_T , l'isolation, ou bien le paramètre d'impact par rapport au vertex principal), soit les masses m_{12} et m_{34} des bosons Z , Z^* .

L'ajoute des photons de bremsstrahlung émis par les leptons dans l'état final permet d'apporter une autre amélioration. En plus, une contrainte de masse sur m_{12} est appliquée pour exploiter le spectre prédit par le boson Z .

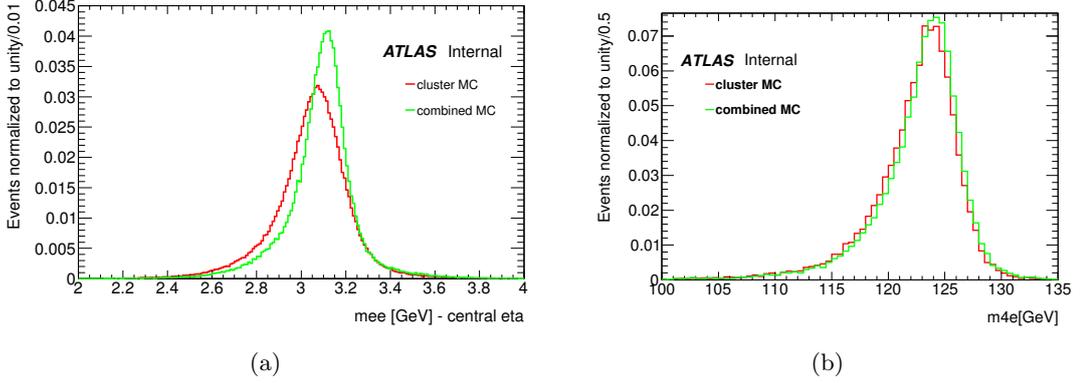


FIGURE 2 – Effets de la combinaison $E - p$ étudiés en utilisant $J/\Psi \rightarrow ee$ (a) et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ Monte Carlo dans le canal avec 4 électrons dans l'état final (b). La distribution de la masse invariant avant avoir utilisé la combinaison $E - p$ est indiquée en rouge et celle après la combinaison est marquée en vert.

Le bruit de fond dominant est le ZZ^* continuum; la discrimination entre le signal et ce bruit de fond est obtenue par la création d'une méthode multivariée présentée sur la Figure 3 (a). Celui-ci se base sur la masse et les corrélations angulaires des états finaux dont les distributions sont sensibles à l'état de spin-parité. En outre, une étude a été mise en place visant à évaluer et à estimer la présence des bruits de fond réductibles, notamment Z +jets ($Zb\bar{b}$ et Z +light jets) ou bien $t\bar{t}$.

Après l'application de la sélection cinématique, on peut obtenir un signal de signifiante, Figure 3 (b) et 3 (c) qui excède les 8 écarts standards est obtenu en mesurant la masse du boson de Higgs dans les canaux $4e$, $2e2\mu$, $2\mu2e$ et 4μ . Le travail sur la combinaison $E - p$ présenté dans le chapitre précédente apporte une amélioration de la reconstruction de la masse du boson de Higgs avec des électrons dans l'état final ainsi qu'une diminution sur l'erreur associée à la mesure de masse. La masse du boson de Higgs dans $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ est calculée à $m_H = 124.51 \pm 0.52$ (stat) ± 0.06 (sys).

3 Limite sur la contribution à haute masse et sur la largeur du boson de Higgs

Dans le chapitre précédent le boson de Higgs est mesuré sous la forme d'une nouvelle particule sur la couche de masse, montrant un pic sur l'état final des quatre leptons. Au contraire, on a récemment constaté que l'haute masse des états finaux en dibosons, $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow WW$ présente une sensibilité à la production du boson de Higgs *off-shell* où cette particule agit comme un propagateur virtuel.

Dans l'approximation de la largeur zéro (*on-peak*) :

$$\sigma_{\text{on-shell}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV} = \frac{\kappa_{\text{prod,on-shell}}^2 \cdot \kappa_{\text{decay,on-shell}}^2}{\Gamma_H}; \quad (1)$$

Au contraire, la section transversale dans la région hors couche, où le boson de Higgs est indépendant de la largeur de Higgs :

$$\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow VV} = \kappa_{\text{prod,off-shell}}^2 \kappa_{\text{decay,off-shell}}^2. \quad (2)$$

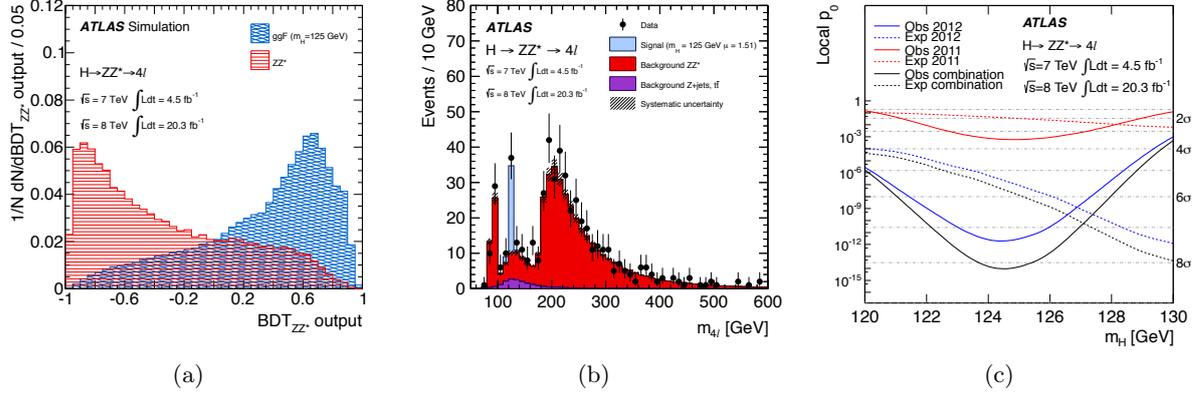


FIGURE 3 – (a) Distribution de la réponse du BDT pour signal et bruit de fond ZZ avec l’inclusion des états finaux $4e$, 4μ , $2e2\mu$, $2\mu2e$. (b) Distributions des candidats sur le spectre m_{4l} pour $\sqrt{s}=7$ TeV et $\sqrt{s}=8$ TeV. Le signal du boson de Higgs généré à $m_H=125$ GeV est marqué en bleu, la contribution du bruit de fond dominant dans la région ($80 < m_{4l} < 170$) GeV est également tracée en rouge alors que les bruits de fond réductibles, Z +jets et $t\bar{t}$ sont marqués en violet. (c) p_0 observés et attendus pour la combinaison de l’ensemble de données de 2011 et de 2012. Les résultats des données à $\sqrt{s}=7$ TeV et $\sqrt{s}=8$ TeV sont affichés en rouge et en bleu. Les lignes horizontales pointillées indiquent les valeurs du p_0 correspondant à une signification locale d’environ 8.2σ pour une masse de Higgs mesurée à $m_H=124.51$ GeV.

Cette proportionnalité peut être exprimée de cette façon :

$$\mu_{\text{off-shell}} = \frac{\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow VV}}{\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow VV, \text{SM}}} = \kappa_{\text{prod,off-shell}}^2 \cdot \kappa_{\text{decay,off-shell}}^2 \quad (3)$$

où $\mu_{\text{off-shell}}$ est la signal strength *off-shell* :

$$\mu_{\text{off-shell}} = \frac{\sigma_{\text{off-shell}}}{\sigma_{\text{off-shell}}^{\text{SM}}} \quad (4)$$

et les couplages *off-shell* :

$$\kappa_{\text{prod,off-shell}}^2, \kappa_{\text{decay,off-shell}}^2 \quad (5)$$

sont associés à la production et à la désintégration $gg \rightarrow$ et $H \rightarrow VV$.

Il faut considérer que le *signal-strength on-shell* peut être également exprimé de cette façon :

$$\mu_{\text{on-shell}} = \frac{\sigma_{\text{on-shell}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV}}{\sigma_{\text{on-shell}}^{gg \rightarrow H \rightarrow VV, \text{SM}}} = \frac{\kappa_{g, \text{on-shell}}^2 \cdot \kappa_{V, \text{on-shell}}^2}{\Gamma_H / \Gamma_H^{\text{SM}}}, \quad (6)$$

où la dépendance explicite sur la largeur de Higgs, Γ_H apparaît dans le dénominateur.

En outre, Il faut tenir compte que le boson de Higgs hors masse couche ne peut pas être traité indépendamment du bruit de fond $gg \rightarrow VV$ à cause de la présence d’effets d’interférence négative proportionnels à $\sqrt{\mu_{\text{off-shell}}} = \kappa_{g,\text{off-shell}} \cdot \kappa_{V,\text{off-shell}}$, entre les deux diagrammes.

La Figure 4 décrit les contributions dominantes.

1. $gg \rightarrow H^* \rightarrow ZZ$ - signal (S) comprenant le pic à $m_H=125.5$ GeV et la région hors-couche où le boson de Higgs est un propagateur ;

2. $gg \rightarrow ZZ$ - bruit de fond continu (B);
3. $gg \rightarrow (H^*) \rightarrow ZZ$ - contribution incluant le signal, le continuum $gg \rightarrow ZZ$ et l'interférence entre le signal et le fond (SBI).

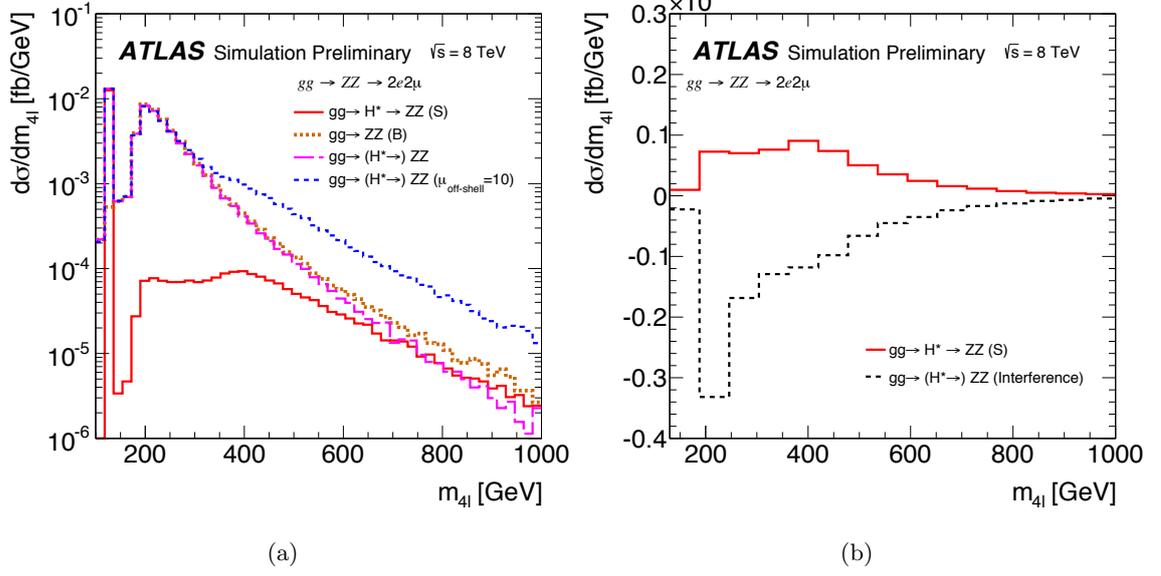


FIGURE 4 – Distributions de la masse invariante de l'état final en 4 leptons (a) et de l'interférence (b) entre le signal et les bruits de fond $gg \rightarrow ZZ$ pour Monte Carlo dans la région ($220 < m_{4l} < 1000$) GeV.

Dans cette analyse, le bruit de fond principal de cette analyse est représenté par la contribution $qq \rightarrow VV$. La Figure 5 qui montre ainsi les diagrammes de Feynman inclut toutes les contributions analysées dans cette étude.

L'analyse s'articule autour les points suivants :

- une limite supérieure sur le couplage hors couche (*off-shell*) sera dérivée dans la région de haute masse.
- Cette limite supérieure sera interprété comme une contrainte sur la largeur du boson de Higgs Γ_H ($\Gamma_H^{SM} = 4.2$ MeV lorsque $m_H = 125$ GeV) en combinant les résultats hors couche avec la mesure *on-shell*. Cette mesure indirecte est très précise si elle est comparée à la mesure de la largeur indirecte effectuée par un ajustement sur la distribution de la *lineshape* du boson de Higgs.

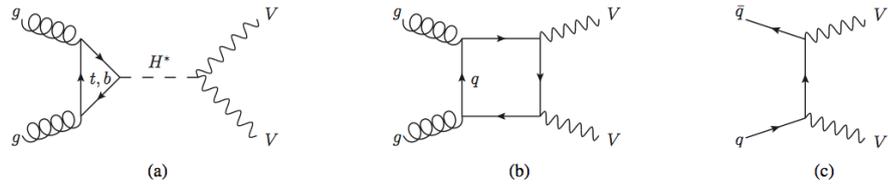


FIGURE 5 – Diagramme de Feynman pour le signal $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$, le bruit de fond $gg \rightarrow ZZ$ (b), et $qq \rightarrow ZZ$ (c).

3.1 Les hypothèses clés

L'hypothèse sur laquelle repose le modèle est qu'il n'y a aucune nouvelle physique qui puisse modifier les couplages hors couche sans modifier les attentes du fond. Si l'on suppose les composantes on and off-shell du couplages comme identiques ($\kappa_{\text{on shell}} = \kappa_{\text{off shell}}$), le rapport *off-shell* sur *on-shell* fournit une mesure de la largeur totale du boson de Higgs. En résumé, l'objectif de cette analyse est de fournir une limite sur la contribution *off-shell*. Les résultats en sont donnés effectuant un ajustement de maximum vraisemblance du paramètre hors-shell et avec une approche basée sur la méthode CL_s . Actuellement, à cause de la sensibilité de l'analyse il est possible de déterminer seulement une limite supérieure à la largeur totale.

3.2 Les résultats

L'analyse est conduite dans les canaux $ZZ \rightarrow 4l$, $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $WW \rightarrow l\nu l\nu$ en employant soit un discriminant cinématique (ME) construit à partir d'éléments de matrice (Figure 6), soit un discriminant multivarié BDT, décrivant les processus en termes de masses et de corrélations angulaires (voir la Figure 7).

Une modélisation fine des processus du signal et du bruit de fond est obtenue pour les modes de production gluon-gluon, et des corrections QCD d'ordre supérieur sont prises en compte pour corriger le spectre en p_T , et en rapidité, du système ZZ . Les modes de productions électrofaibles sont également examinés de façon approprié, avec l'inclusion des corrections NLO.

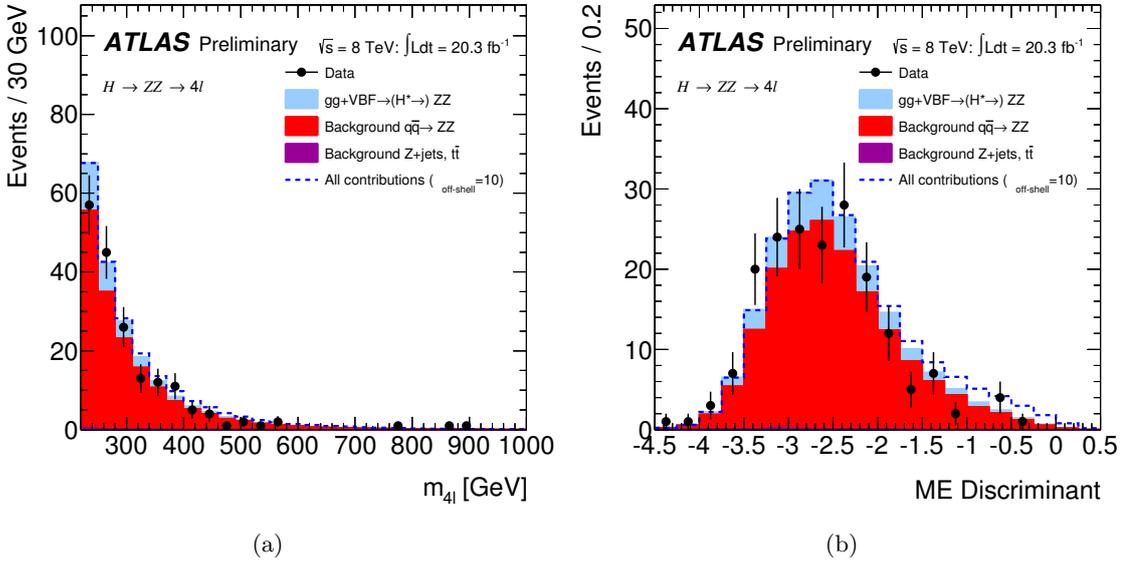


FIGURE 6 – Distributions de la masse invariante de l'état final en 4 leptons (a) pour les données et le Monte Carlo dans ($220 < m_{4l} < 1000$) GeV (a), et histogramme du discriminant cinématique ME dans la même région de masse.

Une limite 6.7 fois la largeur Γ_H^{SM} est obtenue via le canal $4l$. L'analyse est étendue pour combiner les canaux $ZZ \rightarrow 4l$, $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $WW \rightarrow l\nu l\nu$. On a obtenu une autre limite variant entre 5.5 et 9.5 fois Γ_H^{SM} dépendent du facteur d'échelle ($R_{H^*}^B$) entre 0.5 à 2 pour prendre en compte le rapport du bruit de fond inconnu de nouvelle physique contribuant hors couche de masse. L'adoption de l'approximation *soft-collinear* ($R_{H^*}^B=1$) traduit ces valeurs en une observés (attendue) 95% CL_s

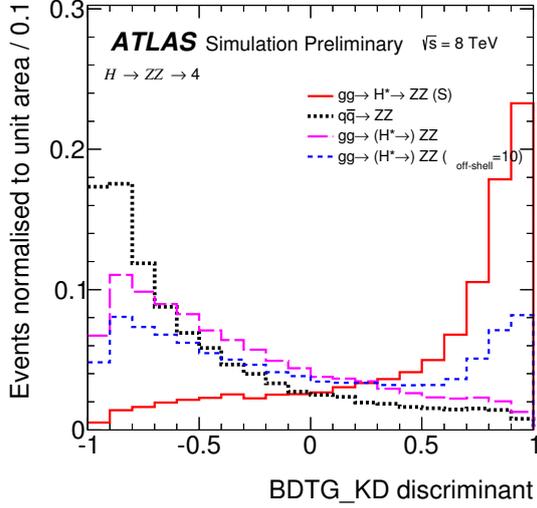
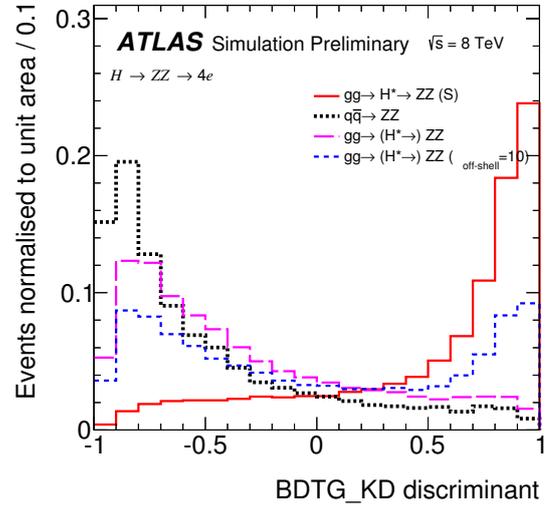
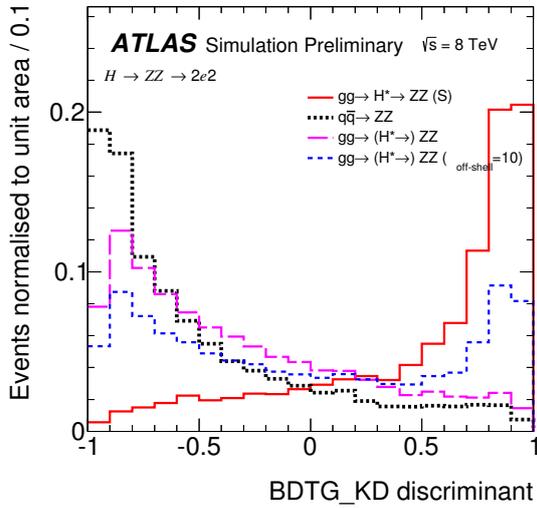
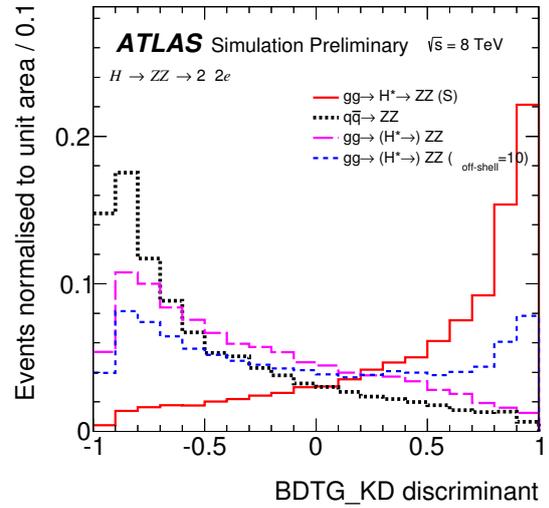
(a) 4μ (b) $4e$ (c) $2e2\mu$ (d) $2\mu 2e$

FIGURE 7 – Distributions du discriminant multivarié BDT dans la région ($220 < m_{4l} < 1000$) GeV. La ligne noire reproduit le bruit de fond dominant $qq \rightarrow ZZ$, la ligne rouge est le signal $gg \rightarrow (H^*) \rightarrow ZZ$, alors que l’histogramme magenta représente le Monte Carlo SBI, $gg \rightarrow (H^*) \rightarrow ZZ$ incluant le signal, le bruit de fond $gg \rightarrow ZZ$ et l’interférence. La ligne pointillée bleue se réfère à la même contribution, mais avec $\mu_{\text{off-shell}}=10$.

limite supérieure sur la largeur totale du boson de Higgs de 22.7 (33.0) MeV. La Figure 8 en illustre les résultats.

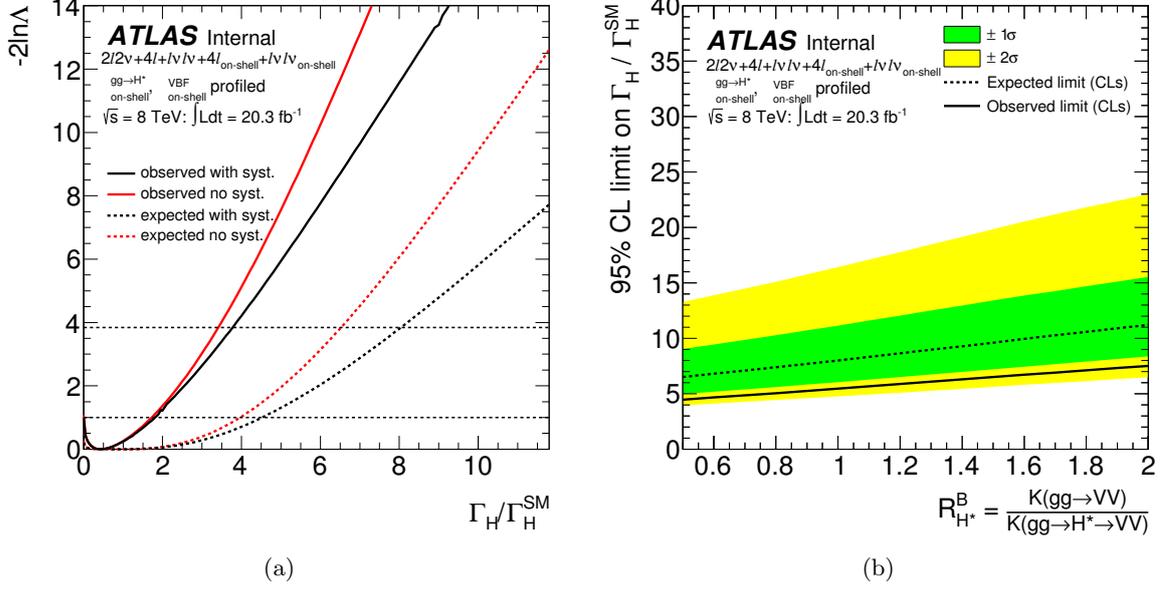


FIGURE 8 – (a) Fonction logarithmique de vraisemblance sur le paramètre d'intérêt $\frac{\Gamma_H}{\Gamma_H^{SM}}$. La ligne noire (rouge) pointillée représente la valeur attendue avec (ou sans) systématiques, tandis que la ligne noire indique la valeur observée. (b) Valeur du 95% CL limite observée et attendue sur $R_{H^*}^B$, où le facteur d'échelle varie de 0.5 à 2 pour considérer le rapport du bruit de fond inconnu de la nouvelle physique.

4 Limite sur la contribution à haute masse et sur la largeur du boson de Higgs à HL-LHC en $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

Cette section décrit une étude de prospective des contraintes sur la largeur du boson de Higgs à haute luminosité (*High Luminosity LHC*, HL-LHC), c'est-à-dire 300 fb^{-1} et 3000 fb^{-1} . Il s'agit d'une analyse extrapolant à $\sqrt{s}=14 \text{ TeV}$ les techniques utilisées à $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$, dont les facteurs d'échelle sont calculés en fonction de m_{4l} , Figure 9 (a).

La simulation des Monte Carlos se fonde sur le programme MCFM pour le processus de production par fusion gluon, $gg \rightarrow H^* \rightarrow ZZ$ et $gg \rightarrow ZZ$ et sur POWHEG pour le bruits de fond dominant $qq \rightarrow ZZ$. L'analyse exploite les différentes formes des *templates* ME attendues pour ces processus et on présume que l'efficacité expérimentale se conserve telle qu'elles l'étaient pour l'analyse à $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$. Le même domaine cinématique a été considéré, ($220 < m_{4l} < 1000$) GeV.

Comme l' illustre la Figure 9 (b), une précision de l'ordre de 25% est attendue sur l'intensité du $\mu_{\text{off-shell}}$ associée à une luminosité de 3000 fb^{-1} . Elle pourrait permettre d'effectuer une mesure très précise de Γ_H .

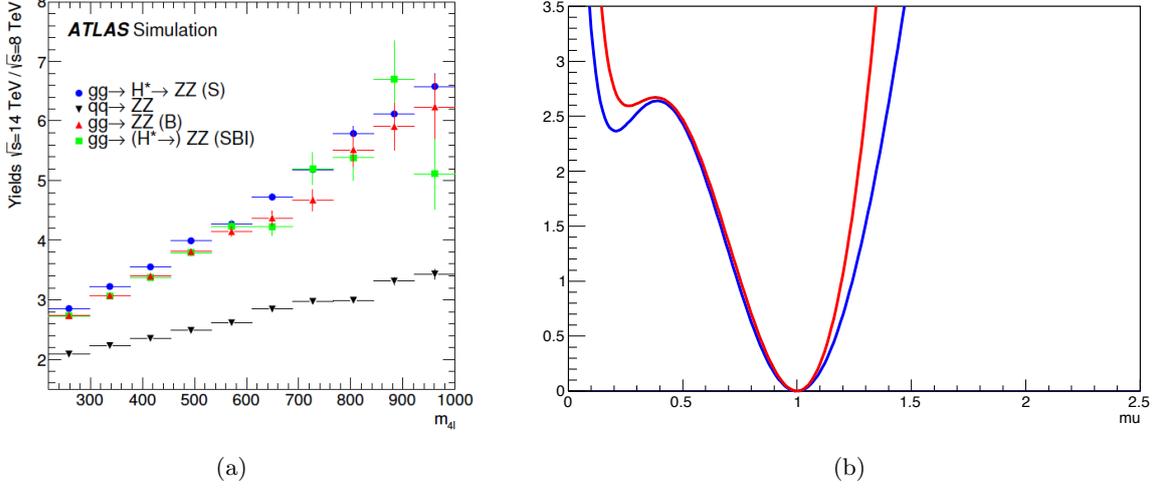


FIGURE 9 – (a) Facteurs d'échelle calculés en fonction de m_{4l} pour le signal, le bruit de fond $gg \rightarrow ZZ$, $qq \rightarrow ZZ$ et $gg \rightarrow (H^*) \rightarrow ZZ$. (b) Résultats obtenus avec un ajustement de vraisemblance sur le paramètre d'intérêt $\mu_{\text{off-shell}}$ pour la configuration à 3000 fb^{-1} généré à $\sqrt{s}=14$ TeV.

Conclusions

L'objectif de ce document est de mesurer les propriétés du boson de Higgs se désintégrant dans le mode $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons. Les analyses y incluses sont le résultat de l'expérience ATLAS au CERN.

Le document commence par un résumé détaillé de la combinaison $E - p$ des électrons. L'algorithme de combinaison trace-cluster améliore la résolution en énergie en utilisant les informations du cluster et de la trace dans un ajustement par maximum de vraisemblance. L'amélioration en résolution est approximativement 18-20% pour les désintégrations du J/Ψ en di-électrons. Par la suite, la combinaison E-p est appliquée au canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ avec des électrons dans l'état final, ce qui permet d'obtenir un gain sur la distribution de la masse invariante de 4-5%.

La deuxième étape consiste en l'estimation de la masse du boson de Higgs et de sa largeur, afin de comprendre en particulier les effets apportés par l'utilisation de l'algorithme de combinaison trace-cluster. La masse a été calculée en se servant d'un ajustement à deux dimensions appliqué à la masse invariante m_{4l} et un score de discrimination du signal contre le bruit du fond ZZ^* . Cette discrimination est obtenue en exploitant les corrélations angulaires dont les distributions sont sensibles au spin et à la parité du boson de Higgs.

La largeur du boson est ensuite examinée plus en détail. Les résultats sont basés sur une approche qui vise à la contraindre en analysant la région de haute masse m_{4l} , où le boson de Higgs se comporte comme un propagateur. Des limites indirectes sur la largeur Γ_H peuvent être déterminées en combinant les régions *on-shell* et *off-shell*. Une limite 6.7 fois la largeur Higgs Γ_H^{SM} est obtenue via le canal $4l$. L'association de la mesure *on-shell* avec tous les canaux de désintégration étudiés (notamment $ZZ \rightarrow 4l$, $ZZ \rightarrow 2l2\nu$, $WW \rightarrow l\nu l\nu$), donne comme limite observée (attendue) sur la largeur totale 22.7 (33.0) MeV.

Finalement, la dernière section de ce travail de thèse est consacrée à l'analyse de la largeur du

boson de Higgs en quatre leptons à haute (High-Luminosity LHC) luminosité intégrée (respectivement 300 fb^{-1} et 3000 fb^{-1}). Cette étude extrapole à $\sqrt{s}=14 \text{ TeV}$ les techniques utilisées pour l'analyse à 8 TeV .