

Faculté des Sciences
Département de Physique

Identification de processus de fusion de bosons vecteurs massifs au LHC

Damien Delattre

Mémoire de fin d'étude réalisé sous la supervision de
Pascal Vanlaer

Co-supervisé par
Laurent Thomas

Année académique
2021-2022

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de
Master en Sciences Physiques

Résumé

Dans ce travail, nous étudierons des observables connues et moins connues qui devraient permettre de distinguer deux processus de production du boson scalaire H dans les collisions proton-proton au LHC : le processus de fusion de bosons vecteurs massifs (VBF) et le processus de fusion de gluons. Pour la première fois, nous étudierons l'information contenue dans l'événement sous-jacent au processus de production. On s'attend à des différences car le processus VBF est un processus électrofaible tandis que le processus de fusion de gluons procède par l'échange de particules colorées. Finalement nous essayerons une première combinaison des mesures de l'événement sous-jacent par un réseau neuronal.

Abstract

In this work, we will study known and less known observables that should allow us to distinguish two processes of scalar H boson production in proton-proton collisions at the LHC : the massive vector boson fusion (VBF) process and the gluon fusion process. For the first time, we will study the information contained in the event underlying the production process. Differences are expected as the VBF process is an electroweak process while the gluon fusion process proceeds by the exchange of coloured particles. Finally we will try a first combination of the underlying event measurements by a neural network.

Table des matières

1	Introduction	4
2	Contexte expérimental	6
2.1	Le LHC	6
2.2	Système de coordonnées du LHC	6
2.3	Le détecteur CMS	8
2.3.1	Conception	8
3	Production et désintégration du boson scalaire au LHC	10
3.1	Production	10
3.2	Modes de désintégration	12
3.2.1	$H \rightarrow bb$	13
3.2.2	$H \rightarrow WW$	13
3.2.3	$H \rightarrow \tau\tau$	13
3.2.4	$H \rightarrow ZZ$	14
3.2.5	$H \rightarrow \gamma\gamma$	14
4	Fusion de bosons vecteurs	16
4.1	Spécificités du processus de fusion de bosons vecteurs	16
4.2	Sources de bruit de fond	17
5	Échantillons simulés	19
6	Étude de la cinématique des processus de fusion de bosons vecteurs et de fusion de gluons	21
6.1	Sélection des événements	22
6.1.1	Critères de sélection des jets	22
6.1.2	Critères de sélection des particules	22
6.1.3	Critères de sélection des événements	23
6.2	Analyse et discussion des distributions	23
6.2.1	Observables des jets	23
6.2.2	Observables des particules	31
7	Identification des processus à l'aide d'un réseau de neurones	41
7.1	Fonctionnement basique d'un réseau de neurones	41
7.2	Sélection des événements et prétraitement des données	42
7.3	Architecture et paramètres de notre modèle	43
7.4	Entraînement du réseau	45
7.5	Classement des événements par le réseau neuronal	47
8	Conclusion et perspectives	50

Chapitre 1

Introduction

Le run 1 du LHC a permis de prouver l'existence d'une particule de spin 0 dont la masse a été mesurée à 125.06 ± 0.29 GeV. Cette particule est un bon candidat pour être le boson de Brout-Englert-Higgs qui était jusque là la seule particule élémentaire prédite par le modèle standard à ne pas avoir été découverte. Puisque le modèle standard donne des prédictions précises du couplage attendu entre le boson scalaire et les autres bosons ainsi que les fermions, la mesure de ces couplages permettra de confirmer que la particule découverte correspond ou non au boson scalaire du modèle standard. Dans le but de récolter plus d'événements, Le LHC a été amélioré afin d'augmenter la luminosité des faisceaux. De plus, afin de sonder les collisions à des échelles toujours plus petites et de peut-être découvrir un nouveau signal correspondant à une masse plus élevée, l'énergie dans le système du centre de masse des protons a été augmentée pour le run 2 à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Dans ce travail, nous nous intéresserons au processus de fusion de bosons vecteurs massifs (VBF). Ce processus est le deuxième mode de production le plus important du boson scalaire au LHC. Afin que ce processus puisse permettre d'obtenir des informations sur le couplage du boson scalaire avec les bosons vecteurs massifs, il faut qu'il puisse être clairement identifié parmi les modes de production du boson scalaire H au LHC. Nous étudierons ce processus grâce au canal de désintégration du boson H qui comporte un état final à quatre leptons chargés. Ce canal présente l'avantage de n'avoir que peu de bruit de fond. La source principale de ce bruit est le processus de fusion de gluons (ggH). Une étude réalisée par la collaboration CMS [9] a montré qu'une méthode de classification des événements se basant sur des discriminants cinématiques issus des interactions ayant un grand transfert d'impulsion transverse n'était pas très efficace. En effet, l'échantillon des événements classés comme VBF d'après cette méthode est largement contaminé par des processus ggH .

Le but de ce travail est de voir si il est possible d'extraire de l'information des événements sous-jacents afin de mieux identifier les processus VBF et donc de réduire la contamination des échantillons. L'événement sous-jacent dénote l'activité de la collision proton-proton qui n'est pas associée au processus impliquant un grand transfert de quantité de mouvement transverse, tel que le processus de production du boson H . Pour ce faire nous allons analyser des simulations des événements du run 2 du LHC afin de chercher les variables cinématiques des particules liées à l'événement sous-jacent qui pourraient présenter un pouvoir discriminant. Lorsque ces variables seront identifiées, nous utiliserons un réseau neuronal artificiel afin de déterminer si la combinaison de ces variables offre un pouvoir discriminant qui permettrait d'améliorer la classification actuelle.

Le chapitre 2 présentera le détecteur CMS et définira les variables cinématiques qui seront utilisées dans les chapitres suivants. Le chapitre 3 détaillera les principaux modes de production et de désintégration du boson scalaire au LHC. Dans le chapitre 4, nous détaillerons les spécificités du processus de fusion de bosons vecteurs qui permettent de le différencier des autres modes de production du boson scalaire. Le chapitre 5 sera dédié à la description des méthodes de simulation utilisées pour générer les événements que nous analyserons dans les chapitres 6 et 7. Ces deux chapitres seront respectivement dédiés à l'analyse préliminaire permettant d'identifier les variables discriminantes pour les événements sous-jacents et à l'analyse multivariée de ces variables par un réseau de neurones artificiels. Les conclusions et les

perspectives seront résumées dans le chapitre 8.

Chapitre 2

Contexte expérimental

2.1 Le LHC

Avec 27 km de longueur, le grand collisionneur de hadrons (LHC) est le plus grand accélérateur de particules du monde. Il accélère les particules à des énergies allant jusqu'à 14 TeV dans le référentiel du centre de masse. Un faisceau de particules est accéléré dans le sens horlogique et un deuxième faisceau est accéléré dans le sens anti-horlogique. Ces deux faisceaux entrent en collision à 4 points de l'anneau du LHC. Le détecteur Compact Muon Solénoïde (CMS) est l'un d'entre eux.

La période d'activité du LHC entre 2015 et 2018 est connue sous le nom de "run 2". Après la mise en évidence du boson scalaire, la luminosité ainsi que l'énergie des collisions ont été augmentées. Ces améliorations ont été faites dans le but d'acquérir plus de données grâce à l'augmentation de la luminosité et dans l'espoir de détecter des particules plus massives grâce à l'augmentation de l'énergie dans le système du centre de masse à 14 TeV. L'expérience CMS a collecté avec succès 92% des données de collisions du run 2, ceci correspondant à une luminosité de 150 fb^{-1} .

2.2 Système de coordonnées du LHC

Puisqu'il s'agit d'accélérer des particules à haute énergie, il est nécessaire de tenir compte des effets relativistes et donc il faut 4 paramètres pour donner la position d'une particule dans le détecteur. Ce dernier ayant une symétrie cylindrique le quadrivecteur donnant la position d'une particule est

$$x = (t, r \cos \phi, r \sin \phi, z)$$

et le quadrivecteur énergie-impulsion est donné par

$$p = (E, p_x = p_T \cos \phi, p_y = p_T \sin \phi, p_z = p_T \sinh \eta)$$

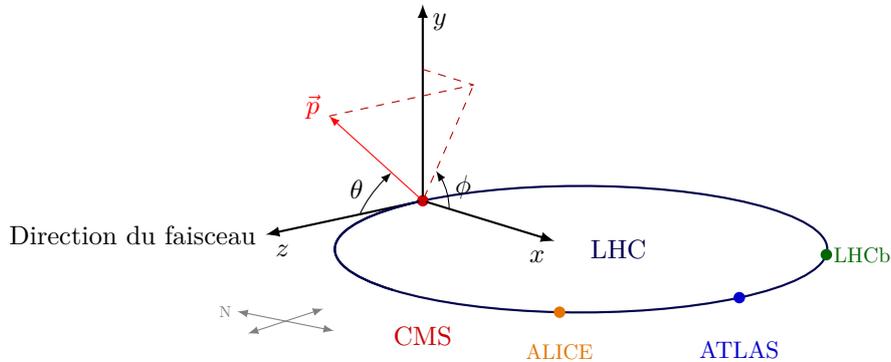


FIGURE 2.1 – Système de coordonnées conventionnel de CMS. Vue avec le LHC et les autres détecteurs. [21]

Il est commode d'introduire deux variables :

- la pseudo-rapidité η correspond à l'angle entre la direction d'une particule et l'axe du faisceau. Elle est définie comme

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

où θ est l'angle entre le vecteur impulsion et l'axe du faisceau. Dans cette définition, la pseudo-rapidité ne dépend que de l'angle θ avec lequel la particule est diffusée. Ceci permet de parler de régions avant et arrière du détecteur. En ayant défini une direction pour l'axe de propagation z , la région avant correspond à l'intervalle $\eta \in (0, \infty)$ et la région arrière du détecteur correspond à l'intervalle $\eta \in (-\infty, 0)$.

La pseudo-rapidité peut s'écrire en fonction du vecteur impulsion :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \right) \quad (2.2)$$

Ici, p_L est la composante de l'impulsion parallèle au faisceau. Dans la limite des hautes énergies, c'est-à-dire dans la limite où $|\mathbf{p}| \gg m$, on retrouve la définition de la rapidité

$$\eta \approx y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (2.3)$$

L'intérêt d'utiliser la pseudo-rapidité plutôt que l'angle polaire θ réside dans le fait que les différences de rapidités sont des invariants de Lorentz pour des boosts dirigés selon l'axe des faisceaux. Donc à haute énergie ou dans la limite de particules de masse nulle, la pseudo-rapidité est en bonne approximation un invariant de Lorentz.

- l'impulsion transverse p_T qui correspond à la composante perpendiculaire au faisceau de l'impulsion. Mathématiquement, elle est obtenue par

$$p_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.4)$$

Son importance vient du fait que lors d'une collision, seule les particules qui interagissent entre elles gagnent une impulsion transverse. C'est ce que l'on appelle les processus durs. Les particules du faisceau qui n'ont pas ou très peu interagit ont une impulsion qui est proche de la direction du faisceau et donc une petite impulsion transverse.

De plus, ces deux variables sont directement mesurables dans le détecteurs et leur combinaison permet de déterminer l'impulsion portée par les particules puisque

$$|\mathbf{p}| = \cosh \eta. \quad (2.5)$$

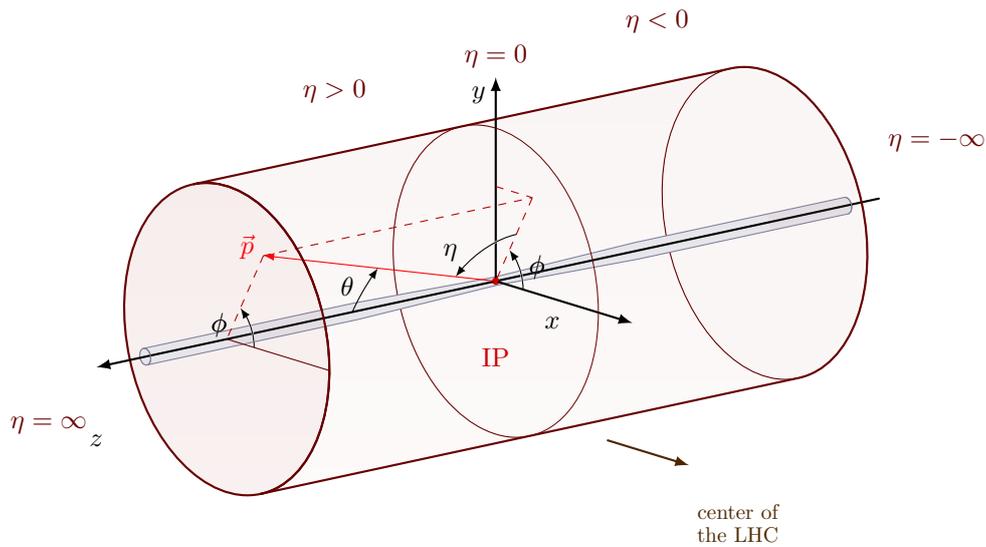


FIGURE 2.2 – Système de coordonnées conventionnel de CMS avec un zoom sur le LHC. [21]

2.3 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS agit comme une caméra à haute vitesse géante, prenant des "photographies" en 3D des collisions de particules dans toutes les directions jusqu'à 40 millions de fois par seconde. Le détecteur permet d'identifier les particules stables produites dans chaque collision en mesurant leur impulsion et leur énergie, puis en rassemblant les informations de toutes ces particules, le détecteur peut recréer une "image" de la collision pour une analyse ultérieure.

2.3.1 Conception

Le détecteur CMS est conçu pour observer tout phénomène de nouvelle physique que le LHC pourrait révéler. Il est constitué de différents capteurs permettant chacun d'obtenir des informations sur différents types de particules. Du plus proche des faisceaux jusqu'à l'extérieur des détecteurs, nous trouvons

1. Le détecteur de trace : CMS doit identifier les trajectoires empruntées par les particules chargées plongées dans un champ magnétique dont la valeur est connue avec une très grande précision. Pour ce faire, il utilise un détecteur de traces en silicium composé d'environ 75 millions de capteurs électroniques individuels disposés en couches concentriques. Lorsqu'une particule chargée traverse la couche du détecteur de traces, elle interagit électromagnétiquement avec le silicium et produit un impact. Ces impacts individuels peuvent ensuite être réunis pour identifier la trajectoire de la particule.

Le détecteur de trace couvre un intervalle en pseudo-rapacité qui est $\eta \in [-2.5, 2.5]$. Ce sous-détecteur permet d'identifier le signe de la charge puisque la trajectoire des particules portant des charges positives et négatives se courbe dans un sens opposé dans un même champ magnétique.

Il permet également de mesurer l'impulsion transverse des particules. Dans un champ magnétique uniforme, le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule est lié à l'impulsion transverse et au champ magnétique par l'équation

$$r = \frac{p_T}{qB} \quad (2.6)$$

où r est le rayon de courbure de la trajectoire, p et q sont respectivement l'impulsion et la charge de la particule et B est le champ magnétique.

2. Les calorimètres : ce sont des détecteurs plus denses que le détecteur de trace qui servent à mesurer l'énergie des particules. Dans CMS il y a deux types de calorimètres :
 - le calorimètre électromagnétique (ECAL) est le plus proche des faisceaux et mesure l'énergie des électrons et des photons en les arrêtant complètement. Les muons laissent également des traces dans ce calorimètre mais peuvent le traverser.
 - le calorimètre hadronique mesure l'énergie des particules constituées de quarks. Ces particules traversent le calorimètre électromagnétique mais sont arrêtées dans le calorimètre hadronique.Les calorimètres couvrent un intervalle en pseudo-rapacité qui est $\eta \in [-5, 5]$.
3. Le solénoïde : Le champ magnétique créé par le solénoïde permet de courber la trajectoire des particules chargées. Dans ce solénoïde supraconducteur circule un courant de 18 500 A permettant de générer un champ magnétique d'environ 3.8 T. Le détecteur de trace ainsi que les calorimètres se trouvent à l'intérieur du solénoïde, ceci permettant d'avoir un détecteur "compact" et d'avoir un champ magnétique uniforme dont la valeur est très précisément connue dans le détecteur de trace et les calorimètres.
4. La chambre à muon : les muons ne sont pas arrêtés par les calorimètres, c'est pourquoi d'autres sous-détecteurs doivent être construits pour les détecter lorsqu'ils traversent le détecteur CMS. Ces sous-détecteurs se trouvent à l'extérieur du solénoïde. Cela permet de mesurer l'impulsion de chaque muon à la fois à l'intérieur de la bobine supraconductrice (par le détecteur de trace) et à l'extérieur de celle-ci.

CMS DETECTOR

Total weight : 14,000 tonnes
 Overall diameter : 15.0 m
 Overall length : 28.7 m
 Magnetic field : 3.8 T

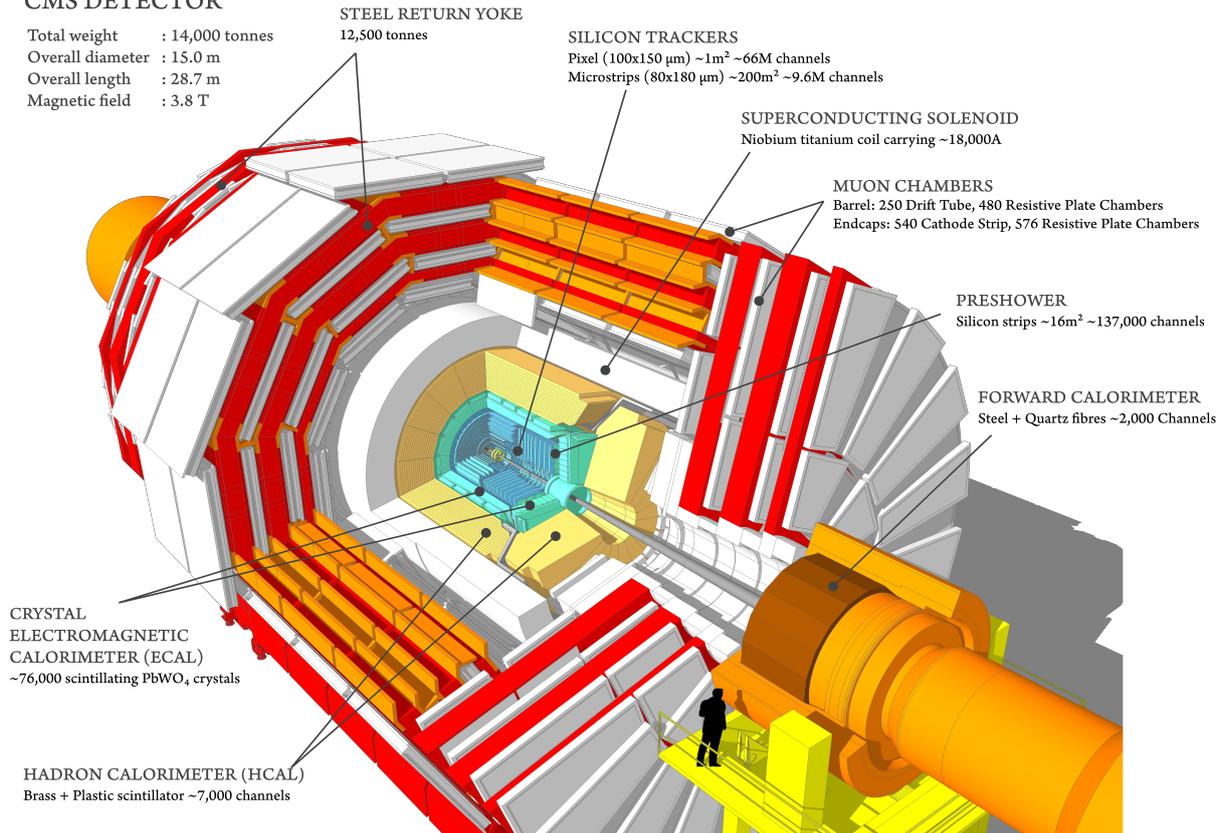


FIGURE 2.3 – Coupe du détecteur CMS illustrant les différents sous-détecteurs. [3]

Chapitre 3

Production et désintégration du boson scalaire au LHC

3.1 Production

Il existe quatre modes de production principaux pour le boson scalaire au LHC. Ces quatre modes sont :

1. la fusion de gluons. Notée ggF ou encore ggH . La fusion de deux gluons se produit par l'intermédiaire d'une boucle "triangulaire" de quarks top et bottom. Au niveau le plus bas, l'état final de ce processus est uniquement constitué du boson scalaire. Ce mode de production est celui des quatre qui a la section efficace la plus élevée. Ceci est dû au fait que dans le modèle standard, le couplage du boson scalaire avec un fermion est proportionnel à la masse du fermion et au fait que la densité de gluons dans le proton est élevée.
2. la fusion de bosons vecteurs. Notée VBF ou qqH . Lors d'une collision proton proton, un quark de chaque proton émet un boson vecteur et l'interaction des deux bosons vecteurs produit le boson scalaire. L'état final de ce processus est donc constitué du boson scalaire et de deux quarks qui sont caractérisés par une haute impulsion. Dans le détecteur, les deux "jets" dus à l'hadronisation des quarks ont donc une masse invariante élevée et l'angle entre leur direction de propagation est élevé. De plus, à une échelle d'énergie proche de la masse invariante du boson scalaire, la section efficace de ce mode de production est la seconde la plus élevée, avec une valeur plus basse d'un ordre de grandeur que pour le processus de fusion de gluons.
3. la production associée à un boson vecteur, aussi appelée "Higgs-strahlung", est notée VH . Ce processus correspond à l'interaction de deux quarks provenant chacun d'un proton pour former un boson vecteur virtuel puis à la désintégration de celui-ci en un boson vecteur réel et un boson scalaire qui constituent l'état final. La section efficace de ce mode de production est plus petite que celle du processus de fusion de bosons vecteurs.
4. la production associée à une paire quark anti-quark top. Notée $t\bar{t}H$. Comme pour le processus de fusion de gluons, l'état initial est constitué de deux gluons. Chaque gluon donne lieu à une paire quark anti-quark $t\bar{t}$. Un quark et un anti-quark provenant chacun d'un gluon différent interagissent pour former le boson scalaire. L'état final contient donc le boson scalaire et une paire quark anti-quark top. Des quatre modes de production, c'est celui-ci qui a la section efficace la plus faible.

La figure 3.1 montre les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas pour les quatre modes de production du boson scalaire décrits précédemment. Le diagramme 3.1a correspond à la fusion de gluons, le diagramme 3.1b correspond à la fusion de bosons vecteurs. Le diagramme 3.1c quant à lui correspond à la production associée à un boson vecteur et le diagramme 3.1d correspond à la production associée à une paire quark anti-quark top.

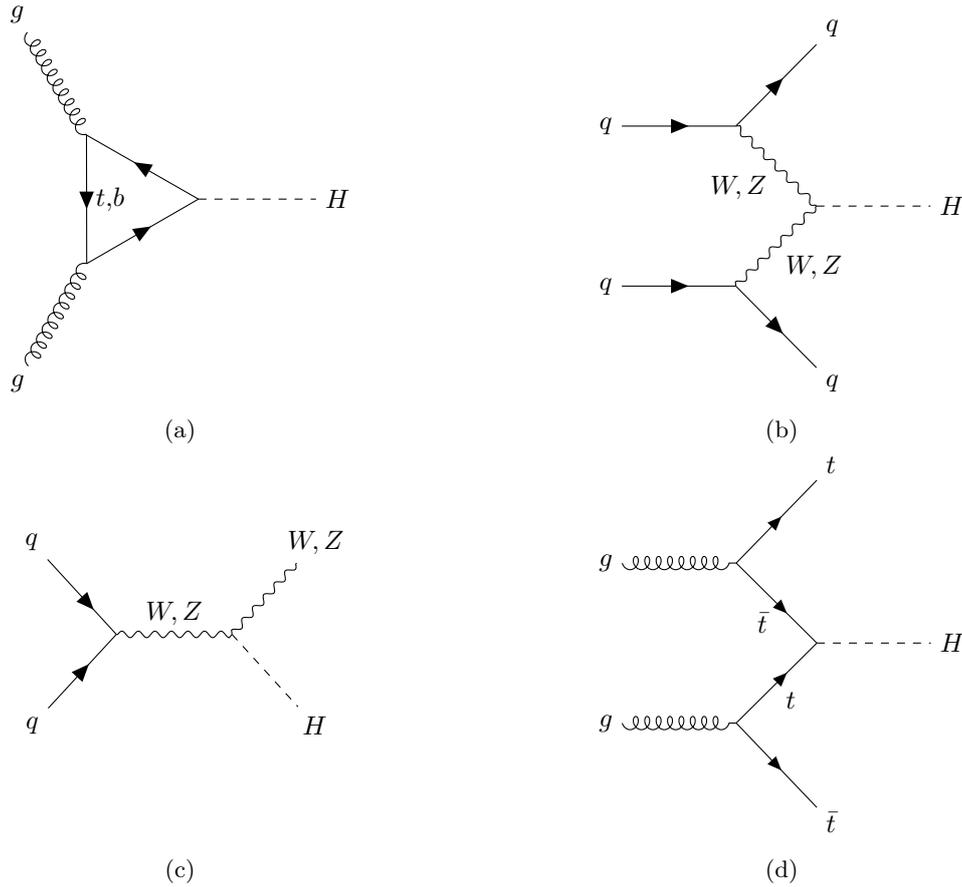


FIGURE 3.1 – Diagramme de Feynman à l’ordre le plus bas des quatre modes de production principaux du boson scalaire du modèle standard au LHC.

La figure 3.2 représente la section efficace de production du boson scalaire du modèle standard avec une énergie dans le système du centre de masse de 13 TeV en fonction de sa masse.

Cette distribution est obtenue par des simulations tenant compte pour chaque processus de corrections dont l’ordre est indiqué dans la légende.

De plus, cette distribution est valable dans la limite de ”l’approximation des largeurs étroites” (narrow width approximation (NWR) en anglais) ce qui signifie que les bosons scalaires produits seront sur leur état propre de masse avec une probabilité de 1. En d’autres termes, les résonances présentes dans la distribution d’une quantité proportionnelle au nombre de particules comptées en fonction de la masse ne correspondront pas aux distributions de Breit-Wigner habituelles, mais à des distributions de Dirac dont le pic est sur la valeur de la masse de la particule.

La courbe $pp \rightarrow H$ correspond au processus de fusion de gluon, $pp \rightarrow qqH$ correspond à la fusion de bosons vecteurs, $pp \rightarrow WH$ et $pp \rightarrow ZH$ correspondent aux deux possibilités de production associée à un boson vecteur. Enfin, $pp \rightarrow t\bar{t}H$ et $pp \rightarrow b\bar{b}H$ correspondent à la production associée à une paire de quark anti-quark. Entre 100 et 200 GeV, à la masse du boson scalaire, les différents modes de production les plus importants se classent dans l’ordre suivant

1. Fusion de gluon (figure 3.1a)
2. Fusion de bosons vecteurs (figure 3.1b)
3. Production associée à un boson vecteur (figure 3.1c). Le processus $pp \rightarrow WH$ est dominant par rapport au processus $pp \rightarrow ZH$.
4. Production associée à une paire quark anti-quark. (figure 3.1d)

Les valeurs numériques de ces sections efficaces sont données dans le tableau 3.1.

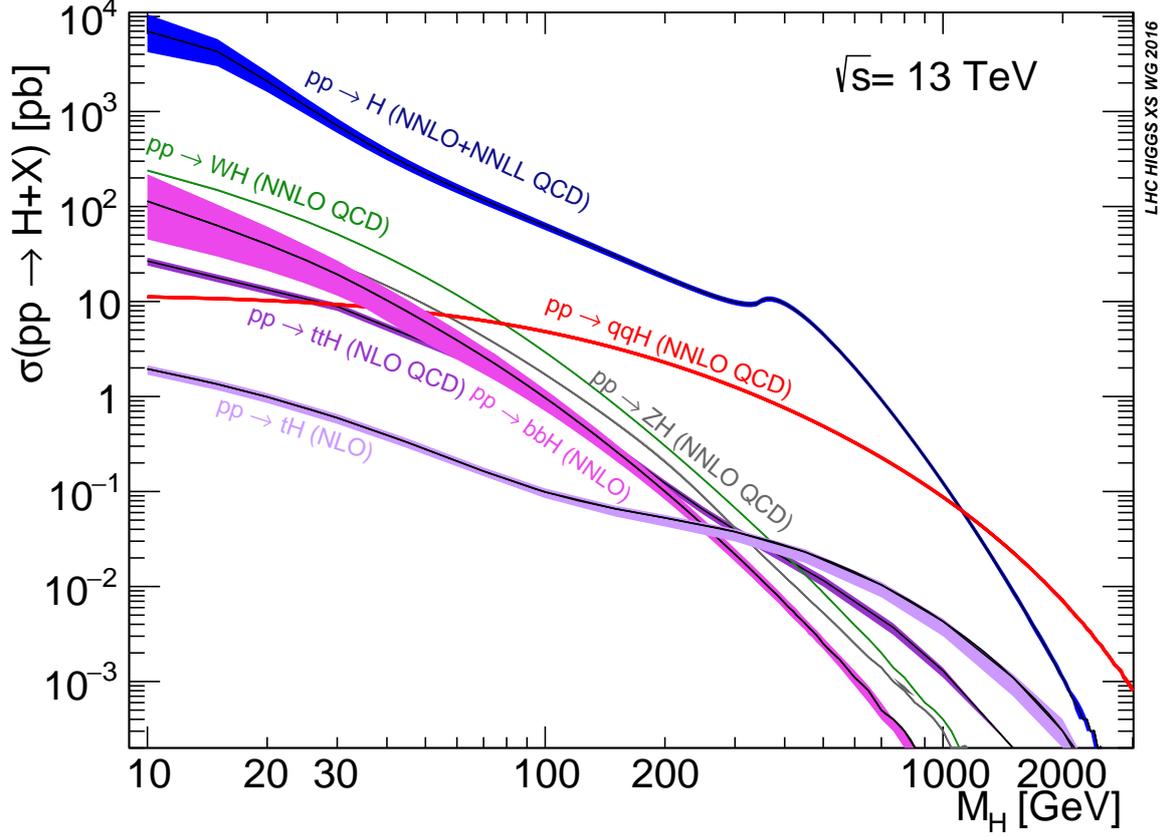


FIGURE 3.2 – Section efficace de production du boson scalaire du modèle standard (NWA, pas de correction électro-faible) avec une énergie dans le système du centre de masse $E_{cm} = 13$ TeV [17].

Processus	Section efficace (pb)	échelle QCD %	\pm (PDF + α_s) (%)	\pm PDF (%)	\pm α_s (%)
ggH	4.414E1	+7.6 -8.1	± 3.1	± 1.8	± 2.5
VBF	3.782E0	+0.4 -0.3	± 2.1	± 2.1	± 0.5
WH	1.373E0	+0.5 -0.7	± 1.9	± 1.7	± 0.9
ZH	8.839E-01	+3.8 -3.1	± 1.6	± 1.3	± 0.9
ttH	5.071E-01	+5.8 -9.2	± 3.6	± 3.0	± 2.0

TABLE 3.1 – Valeur de la section efficace des différents modes de production du boson scalaire (avec $m_H = 125$ GeV) par des collisions protons-protons à $\sqrt{s} = 13$ TeV. [17]

3.2 Modes de désintégration

Le boson scalaire du modèle standard peut se désintégrer en :

1. Fermions. Comme mentionné précédemment, dans le modèle standard le couplage du boson scalaire avec les fermions est proportionnel à la masse du fermion.
2. Bosons. C'est ce mode de désintégration qui devient le plus important à partir d'environ 200 GeV. Ce mode de désintégration offre donc un bon canal pour chercher des bosons scalaire de plus haute énergie.

Puisque le boson scalaire du modèle standard ne couple qu'avec des particules massives, nous ne devrions pas observer de désintégration en photons ou en gluons. Néanmoins ces dernières sont permises par l'intermédiaire de boucles de particules massives.

La figure 3.3 illustre les rapports de branchement du boson scalaire du modèle standard en fonction de sa masse et le tableau 3.2 en reprend les valeurs numériques pour $m_H = 125$ GeV.

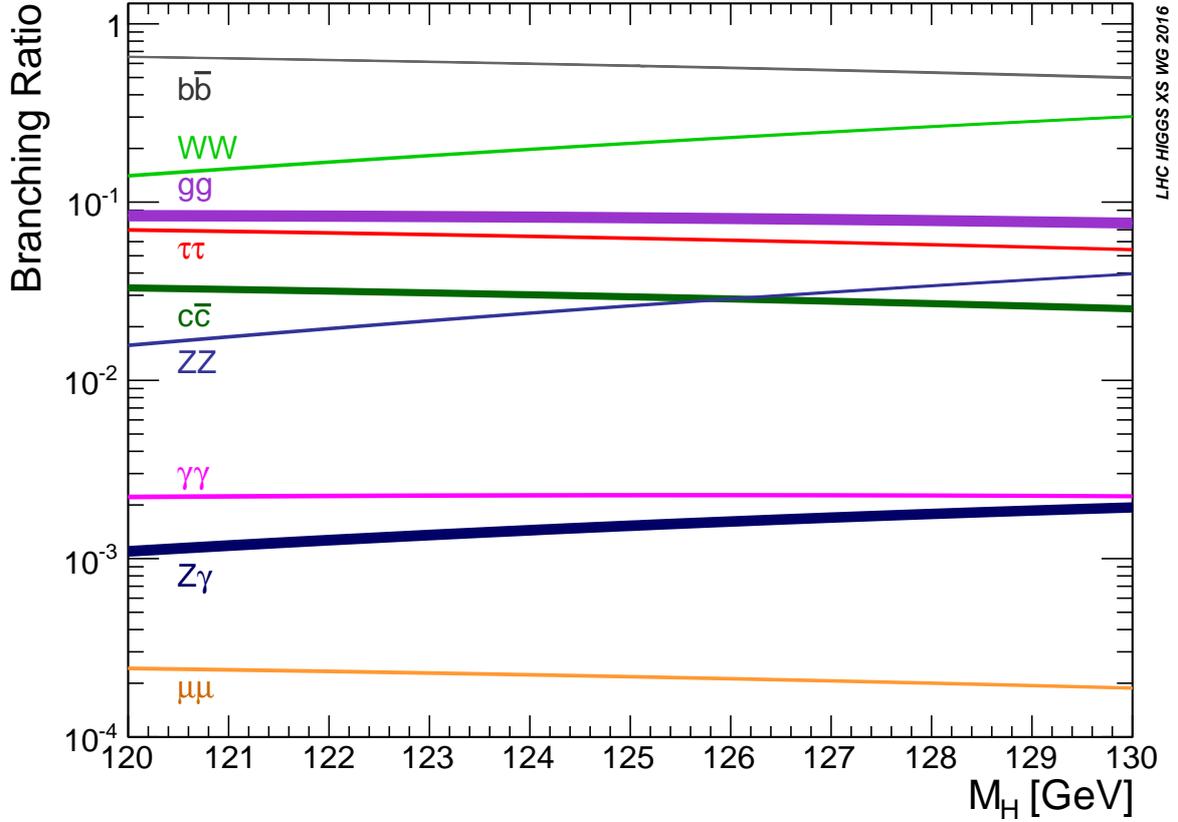


FIGURE 3.3 – Rapports de branchement du boson scalaire du modèle standard. [17]

3.2.1 $H \rightarrow b\bar{b}$

Ce canal de désintégration est celui qui a le rapport de branchement le plus élevé. Néanmoins, ce canal souffre d'un bruit de fond très important et il est donc difficile de discerner un signal provenant d'une désintégration du boson scalaire.

3.2.2 $H \rightarrow WW$

Le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ profite du fait que le mode de désintégration $H \rightarrow WW$ possède l'un des plus grands rapport de branchement et d'un état final avec un bruit de fond relativement faible. Par conséquent, ce canal de désintégration permet d'étudier la plupart des processus de production. Toutefois, les événements pour lesquels les deux leptons ont la même saveur ont plus de bruit de fond. Ceci est dû au processus de Drell-Yan. La signature expérimentale de ce canal est un état final avec deux leptons de charge opposées ainsi qu'un grand manque de quantité de mouvement transverse.

3.2.3 $H \rightarrow \tau\tau$

Le canal $H \rightarrow \tau\tau$ a un rapport de branchement plus faible d'environ un ordre de grandeur que le canal $H \rightarrow b\bar{b}$. Mais il reste relativement important, offrant une bonne sensibilité aux processus de fusion de gluons et de fusion de bosons vecteurs. Il est également le meilleur canal pour la mesure directe du couplage du boson scalaire aux fermions. Toutefois, il présente un bruit de fond élevé.

3.2.4 $H \rightarrow ZZ$

Bien que la désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ ait une fraction d'embranchement environ 20 fois plus faible que le canal $H \rightarrow b\bar{b}$, elle n'a que peu de sources de bruit de fond et donc est bien adaptée pour étudier les processus de production à grande section efficace, tels que la fusion de gluons et la fusion de bosons vecteurs.

3.2.5 $H \rightarrow \gamma\gamma$

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ a un rapport de branchement deux ordres de grandeurs plus faible que le canal $H \rightarrow b\bar{b}$. Malgré cela, il est sensible à presque tous les processus de production du boson scalaire. La désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ se produit principalement par des processus de boucle de bosons W et de boucle de quarks top. L'analyse de ce canal mesure un pic de signal dans le spectre de masse invariante des diphotons ($m_{\gamma\gamma}$) sur un bruit de fond de continu à chute régulière.

Processus	Rapport de branchement	Incertitude théorique (%)	Incertitude paramétrique (%)	Incertitude sur α_s (%)
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.824E-01	0.65	0.73	0.79
$H \rightarrow WW$	2.137E-01	0.99	+0.99	+0.66
$H \rightarrow gg$	8.187E-02	+1.17	-0.98	-0.63
$H \rightarrow \tau\tau$	6.272E-02	-1.16	+0.98	+0.62
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.891E-02	+3.40	-0.99	-0.62
$H \rightarrow ZZ$	2.619E-02	-3.41	+1.12	+3.69
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.270E-03	1.20	-1.13	-3.61
$H \rightarrow Z\gamma$	1.533E-03	0.99	+5.26	1.25
$H \rightarrow \mu\mu$	2.176E-04	5.71	-0.98	+0.66
			+0.99	+0.66
			-0.98	-0.63
			+0.93	+0.61
			-0.99	-0.62
			+0.98	+0.58
			-1.01	-0.65
			+0.97	+0.59
			-0.99	-0.64

TABLE 3.2 – Valeur du rapport de branchement des différents canaux de désintégration du boson scalaire avec $m_H = 125$ GeV [17].

Pour voir directement si les valeurs expérimentales de sections efficaces et de rapports de branchements sont en accord avec les prédictions du modèle standard, nous pouvons définir la variable μ appelée “modificateur de force du signal” comme

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_{SM}} \quad (3.1)$$

dans le cas des sections efficaces de production et

$$\mu = \frac{\Gamma}{\Gamma_{SM}} \quad (3.2)$$

dans le cas des rapports de branchements.

Dans les deux cas, cette variable peut être vue comme un facteur multiplicatif qui permet de retrouver la valeur expérimentale à partir de la valeur prédite par le modèle standard. Les modificateurs de force du signal des sections efficaces de production et des rapports de branchement du boson scalaire sont illustrés dans la figure 3.4. En tenant compte des incertitudes à 2σ , toutes les mesures présentes sur cette figure sont compatibles avec les prédictions du modèle standard.

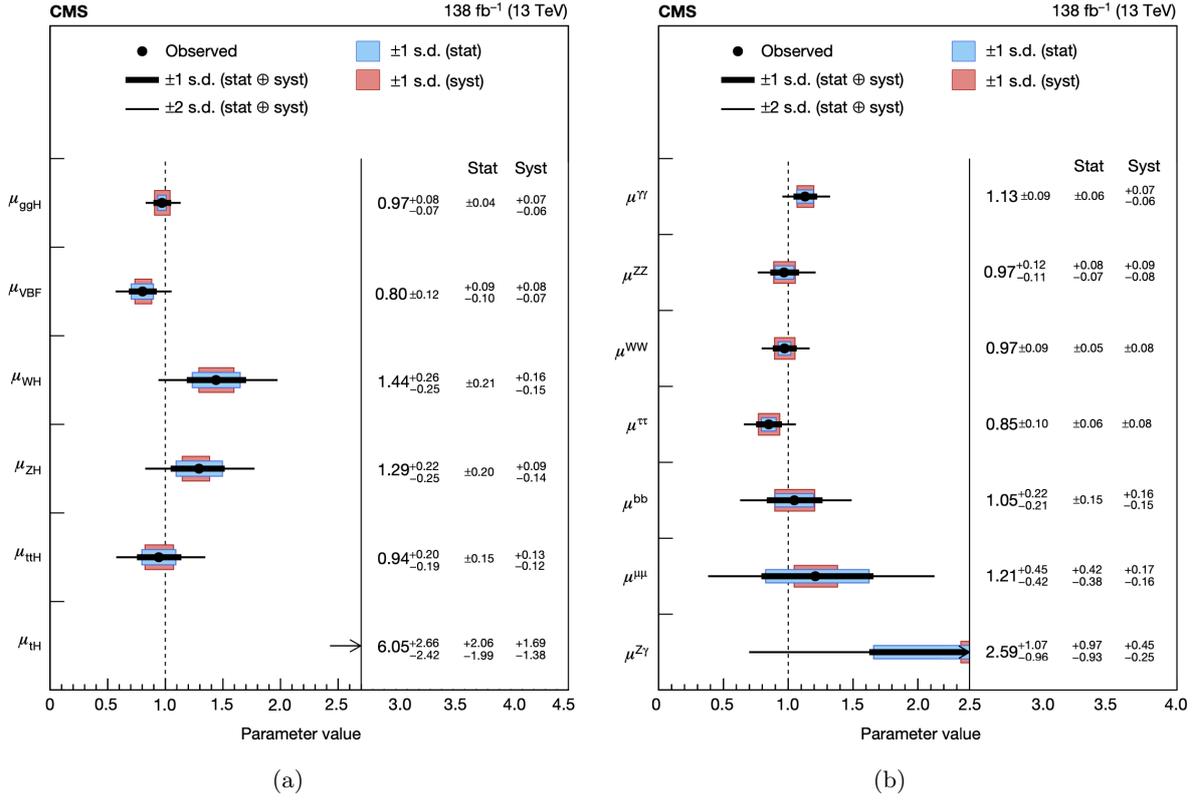


FIGURE 3.4 – modificateur de force du signal μ pour la section efficace des différents mode de production du boson scalaire (3.4a) et pour le rapport de branchement de ses différents canaux de désintégration (3.4b). [4]

Chapitre 4

Fusion de bosons vecteurs

Ce chapitre traitera des propriétés principales du processus de fusion de bosons vecteurs. Ces dernières devraient permettre de différencier ce mode de production du boson scalaire par rapport à ses bruits de fond principaux. La sélection proprement dite sera discutée plus loin dans ce travail. Le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons chargés est un bon canal de désintégration pour étudier le boson H , c'est pourquoi nous essayons d'améliorer la sélection des événements VBF pour des événements observés dans ce canal-là.

4.1 Spécificités du processus de fusion de bosons vecteurs

La fusion de bosons vecteurs (figure 3.1b) est un mode de production du boson scalaire dans les collisions protons-protons. Ce processus peut être vu comme l'interaction inélastique de deux quarks par l'intermédiaire de bosons W ou Z dans la voie t , où le boson scalaire est produit au vertex d'interaction de ceux-ci. Il est le deuxième mode de production le plus important du boson scalaire après la fusion de gluons (figure 3.2).

L'intérêt de l'étude de la fusion de bosons vecteurs réside dans la mesure des couplages du boson scalaire avec les bosons de jauge massifs.

La fusion de bosons vecteurs se distingue par son état final constitués du boson scalaire ainsi que de deux quarks. Ces derniers en s'éloignant donnent lieu à deux jets de grande impulsion transverse bien séparés en pseudorapidité. Généralement, il y aura un jet dans la région avant et l'autre sera dans la région arrière du détecteur. L'état final attendu dans le détecteur sera donc constitué d'au moins 2 jets et des produits de désintégration du boson scalaire. Les deux jets provenant des quarks de l'état final du processus VBF seront nommés "tagging jets" en anglais. Les caractéristiques de ces 2 jets sont

1. Une grande quantité de mouvement transverse.
2. Une grande différence en pseudo-rapidité.

Ceci se traduit par une masse invariante élevée pour le système des deux jets.

Le boson scalaire est attendu dans une région centrale, c'est-à-dire dans une région proche de $\eta = 0$. De ce fait, nous nous attendons à trouver les produits de désintégration du boson scalaire dans une région située entre les deux jets VBF en pseudo-rapidité. De plus comme les bosons de jauge qui permettent l'interaction sont des singlets de couleur, nous nous attendons à ce que l'activité hadronique due à des radiations de gluons soient fortement supprimée dans la région centrale.

Ces caractéristiques permettent de sélectionner les événements dus au processus VBF, mais l'échantillon sélectionné reste largement contaminé par d'autres processus. Nous en discuterons davantage dans la section suivante.

4.2 Sources de bruit de fond

Pour le canal à 4 leptons chargés, les contributions des différents processus sont représentées à la figure 4.1. En particulier, dans les catégories d'événements sensibles au processus VBF, représentées aux figures 4.1a et 4.1b, nous pouvons voir que le bruit de fond principal est dû au processus de production du boson H par fusion de gluon (ggH, histogramme en rose - H(125) other). C'est pourquoi, dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons principalement aux différences observables entre les processus de production VBF et ggH.

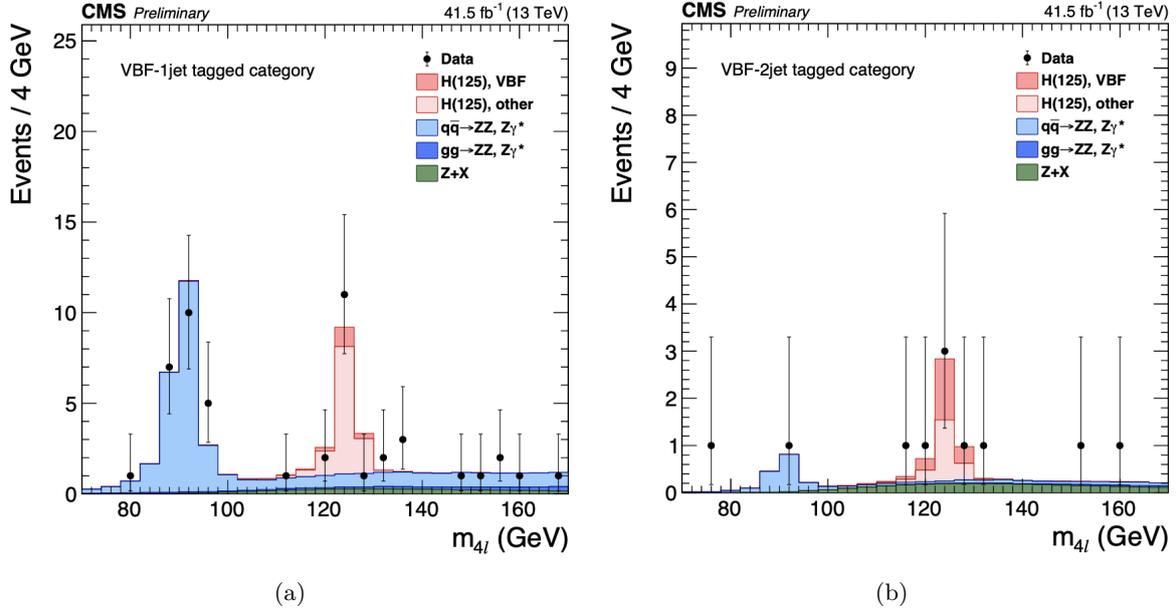


FIGURE 4.1 – Distribution de la reconstruction de la masse du système des quatre leptons dans les événements VBF pour la gamme des faibles masses. (4.1a) catégorie VBF-1 jet reconstruit (4.1b) catégorie VBF-2 jets reconstruits. Les points avec les barres d'erreur représentent les données et les histogrammes empilés représentent les distributions attendues des processus de signal et de fond. Le signal du boson scalaire du modèle standard avec $m_H = 125\text{GeV}$, désigné par H(125). Les fonds ZZ sont normalisés à l'attente du modèle standard et le fond $Z + X$ à l'estimation à partir des données. Le signal du boson scalaire est séparé en deux composantes : la fusion de bosons vecteurs, et les autres modes de production, où le processus de fusion des gluons domine. [9]

Une autre source de bruit de fond est la production d'une paire de bosons Z non induite par un boson scalaire mais par une annihilation quark anti-quark. Ce bruit de fond peut être estimé par simulation Monte Carlo. Le diagramme de Feynman à l'ordre le plus bas est visible à la figure 4.2. Lorsque des gluons de grande quantité de mouvement transverse sont émis dans l'état initial, ce processus peut donner lieu à des événements qui ressemblent aux événements de fusion de bosons vecteurs.

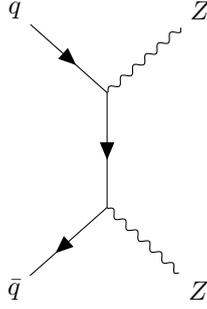


FIGURE 4.2 – Diagramme de Feynman au niveau le plus bas du processus $q\bar{q} \rightarrow ZZ$ donnant lieu à une partie du bruit de fond irréductible.

Il existe d’autres processus où un ou deux leptons chargés ne proviennent pas de la désintégration d’un boson Z . Nous appelons ces sources de bruits de fonds “ $Z + X$ ” car ils sont dominés par le processus $Z +$ jets. Les figures 4.1a et 4.1b indiquent que ces processus contribuent au bruit de fond dans une moindre mesure. Nous n’en tiendrons pas compte dans notre étude.

Le tableau ci-dessous reprends les valeurs attendues pour le nombre d’événements correspondant à du signal et à du bruit.

	Event Category							
	Untagged	VBF-1j	VBF-2j	VH-lept.	VH-hadr.	ttH-lept.	ttH-hadr.	Inclusive
$q\bar{q} \rightarrow ZZ$	22.72	1.91	0.13	0.23	0.19	0.00	0.01	25.19
$gg \rightarrow ZZ$	1.93	0.30	0.03	0.04	0.02	0.00	0.00	2.32
$Z + X$	9.60	0.80	0.56	0.17	0.56	0.04	0.15	11.87
Sum of backgrounds	34.25	3.00	0.72	0.44	0.77	0.04	0.16	39.38
Uncertainties	+2.79 -2.91	+0.30 -0.29	+0.14 -0.13	+0.04 -0.05	+0.12 -0.12	+0.01 -0.01	+0.10 -0.03	+3.29 -3.39
ggH	46.94	9.90	1.74	0.06	1.29	< 0.01	0.04	59.96
$qq \rightarrow qqH$	1.68	1.57	1.89	0.01	0.08	< 0.01	0.01	5.24
WH-lep	0.18	0.02	0.01	0.28	0.01	0.01	< 0.01	0.50
WH-had	0.48	0.16	0.05	0.00	0.32	< 0.01	0.01	1.02
ZH-lep	0.29	0.02	0.01	0.07	0.03	< 0.01	< 0.01	0.43
ZH-had	0.32	0.10	0.03	0.00	0.23	< 0.01	0.01	0.69
tH	0.11	< 0.01	0.02	0.03	0.04	0.18	0.25	0.65
bH	0.48	0.10	0.02	0.01	0.02	< 0.01	< 0.01	0.63
tqH	0.03	< 0.01	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.09
Signal	50.51	11.87	3.79	0.47	2.03	0.20	0.33	69.21
Uncertainties	+4.68 -4.74	+1.41 -1.45	+0.68 -0.59	+0.04 -0.04	+0.28 -0.25	+0.03 -0.02	+0.05 -0.04	+6.13 -6.21
Total expected	84.76	14.87	4.51	0.91	2.80	0.24	0.49	108.58
Uncertainties	+6.52 -6.71	+1.59 -1.63	+0.74 -0.64	+0.07 -0.07	+0.32 -0.29	+0.03 -0.03	+0.11 -0.05	+8.21 -8.42
Observed	103	14	5	2	2	0	0	126

FIGURE 4.3 – Le nombre d’événements de bruit de fond et de signal attendus et le nombre de candidats observés après sélection de l’analyse pour un état final à 4 leptons présentée dans [9], pour chaque catégorie d’événements, pour la gamme de masse $118 < m_{4l} < 130$ GeV et pour une luminosité intégrée de $41,5 \text{ fb}^{-1}$. Le signal et le bruit de fond $ggH \rightarrow ZZ$ sont estimés à partir d’une simulation Monte Carlo, le bruit de fond $Z + X$ est estimé à partir des données. Les incertitudes comprennent les incertitudes statistiques et systématiques. [9]

Chapitre 5

Échantillons simulés

Afin de pouvoir simuler la production du boson scalaire par des processus de fusion de bosons vecteurs et de fusion de gluons dans des collisions protons-protons, il faut avoir une expression de la section efficace de l'interaction proton-proton. Cette dernière est obtenue en prenant la convolution de deux distributions de partons avec la section efficace du processus dur à l'échelle des partons qui est calculable perturbativement.

$$\sigma_{pp' \rightarrow X(Q)}(Q) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{a/p}(x_1, \mu_F) f_{b/p'}(x_2, \mu_F) \sigma_{ab \rightarrow X(Q)}(x_1, x_2, Q, \mu_F, \alpha_s(\mu_R)) \theta(x_1 x_2 s - Q^2) \quad (5.1)$$

x_1 et x_2 correspondent aux fractions d'impulsion des protons emportées par les partons qui participent à l'interaction.

Les fonctions $f_{a/p}(x_1, \mu_F)$ et $f_{b/p'}(x_2, \mu_F)$ correspondent aux distributions de partons (PDF), elles dépendent de la fraction d'impulsion emportée par le parton considéré ainsi que de l'échelle de factorisation μ_F . La forme des PDF n'est pas prédite par la QCD, elles doivent donc être mesurées expérimentalement à une échelle d'énergie initiale Q_0^2 puis paramétrisées. Les PDF pour des énergies $Q^2 > Q_0^2$ sont obtenues grâce à l'équation d'évolution DGLAP. L'échelle de factorisation μ_F donne la valeur jusqu'à laquelle les PDF ont été évoluées.

$\sigma_{ab \rightarrow X(Q)}(x_1, x_2, Q, \mu_F, \alpha_s(\mu_R))$ représente la fonction de diffusion dure au niveau des partons. Cette fonction dépend des fractions d'impulsion emportées par les partons, de l'échelle d'énergie Q , l'échelle de factorisation μ_F et la constante de couplage forte qui dépend elle-même de l'échelle de renormalisation μ_R . La dépendance en la constante de couplage forte et donc en l'échelle de renormalisation provient du fait que la section efficace au niveau des partons est calculée perturbativement et donc est limitée à un certain ordre en α_s .

La fonction θ assure le fait que le système de partons ait suffisamment d'énergie pour produire le système X de masse Q .

Le processus dur est simulé par des générateurs d'événements Monte Carlo comme *POWHEG* [20, 14, 1] et *PYTHIA8* [24]. Dans notre cas, les processus VBF et ggH sont simulés à l'ordre un en théorie des perturbations (next-to-leading order) en QCD. Une fois que le processus dur a été généré, l'émission de radiation par l'état initial (ISR) ou par l'état final (FSR) est simulé. La cascade créée par les particules de l'état final qui portent une charge de couleur (parton shower) est simulée. L'évolution de cette cascade de partons est également simulée jusqu'à ce que l'échelle d'énergie devienne trop petite par rapport à Λ_{QCD} . C'est-à-dire jusqu'à ce que le calcul perturbatif ne soit plus une bonne description des processus QCD. Enfin, la phase dite d'hadronisation est simulée. Durant cette phase, les particules se recombinent pour former des particules composites qui sont neutres de couleur, les hadrons.

Les interactions entre les partons qui n'ont pas participé au processus dur sont appelées événement sous-jacent. Ces interactions sont caractérisées par un faible transfert d'impulsion et ne peuvent pour la plupart pas être décrites dans le cadre du calcul perturbatif. Les générateurs Monte Carlo traitent donc ces interactions de façon phénoménologique, et les décrivent de façon paramétrique en se basant sur les

résultats expérimentaux. La version de cette paramétrisation utilisée ici est CP5 [7].

La séquence décrite ci-dessus est en général complétée par la reconstruction de jets à partir des hadrons de l'état final, pour constituer ce qu'on appelle le niveau généré de la simulation. La reconstruction de jets au niveau généré permet d'avoir une information sur la cinématique des partons de l'état final avant la cascade et l'hadronisation. Cette cinématique est celle qui correspond au calcul perturbatif du processus par le générateur utilisé.

Ensuite, la réponse du détecteur CMS est simulée en détail, jusqu'à l'électronique de lecture. Les signaux simulés sont alors traités par les mêmes programmes de reconstruction que les données réelles. En particulier, les signaux des différents sous-détecteurs de CMS, décrits au chapitre 2, sont combinés pour former des candidats de particules reconstruites, appelées "candidats Particle Flow" ou "candidats PF" en référence à l'algorithme de reconstruction utilisé, le Particle Flow. Ces candidats PF peuvent être identifiés comme des muons, des électrons, des hadrons chargés, des photons, et des hadrons neutres. Il faut noter qu'au-delà de l'acceptance du détecteur de traces, il n'est pas possible de distinguer les hadrons neutres des hadrons chargés, et tous les signaux calorimétriques sont alors classifiés comme hadrons neutres. Un algorithme de reconstruction de jets est ensuite appliqué aux candidats PF. La liste des candidats PF ainsi que des jets reconstruits constitue le niveau reconstruit de la simulation.

Dans les échantillons que nous analyserons, les processus durs ont été simulés avec *POWHEG2*[14] et les événements sous-jacents avec *PYTHIA8* [24]. Le nombre d'événements simulés pour chaque année du run 2 du LHC est résumé dans le tableau suivant

processus & m_H	2016	2017	2018	total
VBF - $m_H = 120$ GeV	499 000	488 000	489 000	1 476 000
ggH - $m_H = 120$ GeV	1 000 000	1 000 000	990 000	2 990 000
VBF - $m_H = 124$ GeV	500 000	500 000	410 000	1 410 000
ggH - $m_H = 124$ GeV	989 000	994 000	994 000	2 977 000
VBF - $m_H = 125$ GeV	498 000	499 000	477 000	1 474 000
ggH - $m_H = 125$ GeV	1 000 000	998 000	940 000	2 938 000
VBF - $m_H = 126$ GeV	468 000	500 000	475 000	1 443 000
ggH - $m_H = 126$ GeV	999 000	994 000	957 000	2 950 000
VBF - $m_H = 130$ GeV	475 000	498 000	479 000	1 452 000
ggH - $m_H = 130$ GeV	1 000 000	996 000	992 000	2 988 000
total	7 428 000	7 467 000	7 203 000	22 098 000

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif du nombre d'événements générés en fonction du processus, de la masse du boson scalaire et de l'année. La ligne total correspond à la somme des événements simulés pour chaque années du run 2 du LHC indépendamment du processus ou de la masse du boson scalaire. La colonne total correspond à la somme du nombre d'événements générés par un processus donné, avec un boson scalaire de masse donnée sur l'ensemble du run 2 du LHC.

Chapitre 6

Étude de la cinématique des processus de fusion de bosons vecteurs et de fusion de gluons

L'article [9] présente une analyse réalisée sur le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Cette étude propose d'utiliser les variables cinématiques des objets liés aux processus durs afin de définir des discriminants qui permettent d'identifier les événements. Le résultat de leur méthode de classification est illustré dans la figure 6.1.

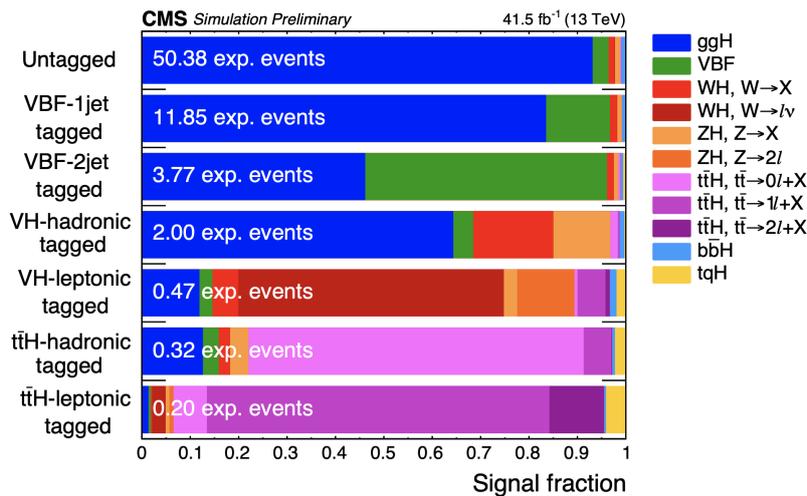


FIGURE 6.1 – Pureté relative du signal pour sept catégories d'événements en fonction des principaux mécanismes de production du boson scalaire dans une fenêtre de masse $118 < m_{4l} < 130$ GeV. Les processus WH, ZH et $t\bar{t}H$ sont divisés en fonction de la désintégration des objets associés, où X désigne tout ce qui n'est pas un électron ou un muon.[9]

Pour la fusion de boson vecteurs avec deux jets reconstruits, la figure 6.1 montre qu'un peu moins de 50% des événements sélectionnés sont dûs au processus de fusion de gluons. Nous pouvons déjà constater cela à partir des graphiques 4.1 et de la table montrée à la figure 4.3. Le but de notre étude est de déterminer s'il est possible d'améliorer l'identification des processus de fusion de boson vecteurs et de fusion de gluons en prenant en compte l'information sur les événements sous-jacents.

Dans ce chapitre nous présentons la pré-sélection des événements de notre analyse puis les histogrammes obtenus avec les échantillons simulés. Ceci dans le but d'identifier les variables cinématiques liées aux événements sous-jacents qui pourraient permettre d'obtenir une meilleure identification des processus de fusion de bosons vecteurs.

6.1 Sélection des événements

Dans ce chapitre, nous analyserons des événements simulés au niveau généré. Les critères de sélections détaillés dans cette section seront donc également appliqués au niveau généré.

Puisque cette étude est réalisée dans le but d’obtenir un résultat applicable aux données récoltées par le détecteur CMS, les particules sélectionnées pour cette analyse sont toutes stables. Nous distinguerons trois types de critères de sélections différents :

1. La sélection s’appliquant aux jets.
2. La sélection s’appliquant aux particules.
3. La sélection s’appliquant aux événement entiers.

6.1.1 Critères de sélection des jets

Les critères de sélection des jets sont les suivants :

- Un seuil de 20 GeV sur la quantité de mouvement transverse des jets. Pour les deux jets qui portent la quantité de mouvement la plus élevée dans chaque événement, le seuil est augmenté à 50 GeV.

$$p_{T,\text{jets}} > 20 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad p_{T,\text{jets dominants}} > 50 \text{ GeV}.$$

- Comme les calorimètres de CMS ne détectent que les particules ayant une pseudo-rapacité comprise entre -5.2 et 5.2 , nous appliquerons une coupure à la pseudo-rapacité des jets

$$|\eta_{\text{jets}}| < 5.2$$

De plus, les jets qui contiennent des leptons sont rejetés. Cette condition est utilisée pour rejeter les gerbes électromagnétiques. Dans certains cas, les leptons chargés issus de la désintégration du boson scalaire portent une grande quantité de mouvement et peuvent être reconstruits comme un jet. Le but de cette condition est d’éviter ces “faux” jets. La condition que les jets doivent satisfaire pour garantir cette sélection est donnée par

$$\Delta R(\text{jets}, \text{leptons}) > 0.4$$

La distance angulaire ΔR entre deux objets i et j est définie comme

$$\Delta R(i, j) = \sqrt{(\Delta\eta(i, j))^2 + (\Delta\phi(i, j))^2} \quad (6.1)$$

Cette variable donne une indication sur la différence de direction des objets considérés.

6.1.2 Critères de sélection des particules

Les critères de sélection des particules sont les suivants :

- Un seuil de 200 MeV sur la quantité de mouvement transverse des particules.

$$p_{T,\text{particules}} > 0.2 \text{ GeV}.$$

- Les calorimètres de CMS ne détectent que les particules ayant une pseudo-rapacité comprise entre -5.2 et 5.2 . Nous appliquerons donc une coupure à la pseudo-rapacité des particules de sorte que

$$|\eta_{\text{particules}}| < 5.2$$

Aussi, dans le but de n’étudier que les particules liée à l’événement sous-jacent, nous ajoutons deux critères de plus qui permettront de rejeter les particules issues du processus dur.

La première condition est le rejet des particules constituant les deux jets qui portent la plus grande quantité de mouvement. La sélection que doivent satisfaire les particules est

$$\Delta R(\text{jets}, \text{particules}) > 0.4$$

Nous nous attendons à ce que les jets émis par le processus dur aient une grande quantité de mouvement transverse. Puisque nous souhaitons étudier les particules de l’événement sous-jacent, il est naturel

d'imposer une telle condition aux jets dominant.

La seconde condition est que les leptons issus de la désintégration du boson scalaire sont rejetés. La réunion de ces deux conditions permet de s'assurer que l'analyse sera réalisée uniquement sur les particules liés aux l'événements sous-jacents.

6.1.3 Critères de sélection des événements

Les critères de sélection des événements sont les suivants :

- Les événements dans lesquels le produit de désintégration du boson scalaire contient au moins une paire de leptons $\tau^+\tau^-$ sont rejetés. Cette condition est introduite car les leptons τ de l'état final sont difficiles à détecter. Nous excluons donc ces événements pour que notre étude s'approche d'une étude sur les données récoltées par CMS.
- Les événements comportant moins de deux jets sont rejetés. Cette condition vient du fait que l'on s'attend à trouver au moins deux jets dans l'état final du processus de fusion de bosons vecteurs.
- Un seuil de 200 GeV sur la masse invariante du système formé par les deux jets qui emportent la plus grande quantité de mouvement.

6.2 Analyse et discussion des distributions

Cette analyse présente les distributions obtenues avec les échantillons simulés au niveau généré décrits à dans le chapitre 5. À ces simulations seront appliquée les critères de sélection discutés dans la section précédente. Les échantillons utilisés dans ce chapitre sont ceux qui simulent, au niveau généré, l'année 2018 du run 2 du LHC pour lesquels la masse du boson scalaire vaut 125 GeV. Il y a 477 000 événements pour le processus de fusion de bosons vecteurs et 940 000 événements pour le processus de fusion de gluons.

Dans les distributions suivantes, le processus de fusion de bosons vecteurs sera représenté par un trait plein alors que la fusion de gluons sera représentée par un trait pointillé.

6.2.1 Observables des jets

Quantité de mouvement transverse des jets

L'impulsion transverse des deux jets dominants (qui emportent la plus grande quantité de mouvement transverse) est une caractéristique du processus de fusion de bosons vecteurs. Pour commencer, analysons la distribution de la quantité de mouvement transverse des jets. La figure 6.2 qui montre la distribution en impulsion transverse des jets est obtenue en appliquant la pré-sélection détaillée dans les sections 6.1.1 et 6.1.3.

Puisque les jets VBF sont supposés avoir une haute impulsion transverse, les deux jets dominants (les deux jets emportant la plus grande quantité de mouvement transverse d'un événement donné) ont un seuil sur la quantité de mouvement transverse plus élevé que celui des autres jets présents dans l'événement. Le seuil initial est $p_T > 20$ GeV alors que le seuil pour les jets dominants est $p_T > 50$ GeV. Ceci explique l'augmentation du nombre de jets à 50 GeV sur les distributions.

Ces distributions sont donc une bonne illustration de l'application correcte des seuils de pré-sélection. Les distributions du processus VBF et ggH étant similaires, la quantité de mouvement transverse des jets ne présente pas un grand pouvoir de discrimination.

Quantité de mouvement transverse des jets dominants et sous-dominants

Étant donné que la différence entre les deux modes de production auxquels nous nous intéressons est faible dans la distribution en impulsion transverse des jets, nous pouvons nous intéresser à la distribution en impulsion transverse des deux jets dominants. Pour les processus VBF, au niveau le plus bas nous nous attendons à ce que les deux jets dominants en p_T soient les deux jets du processus dur. Or pour la

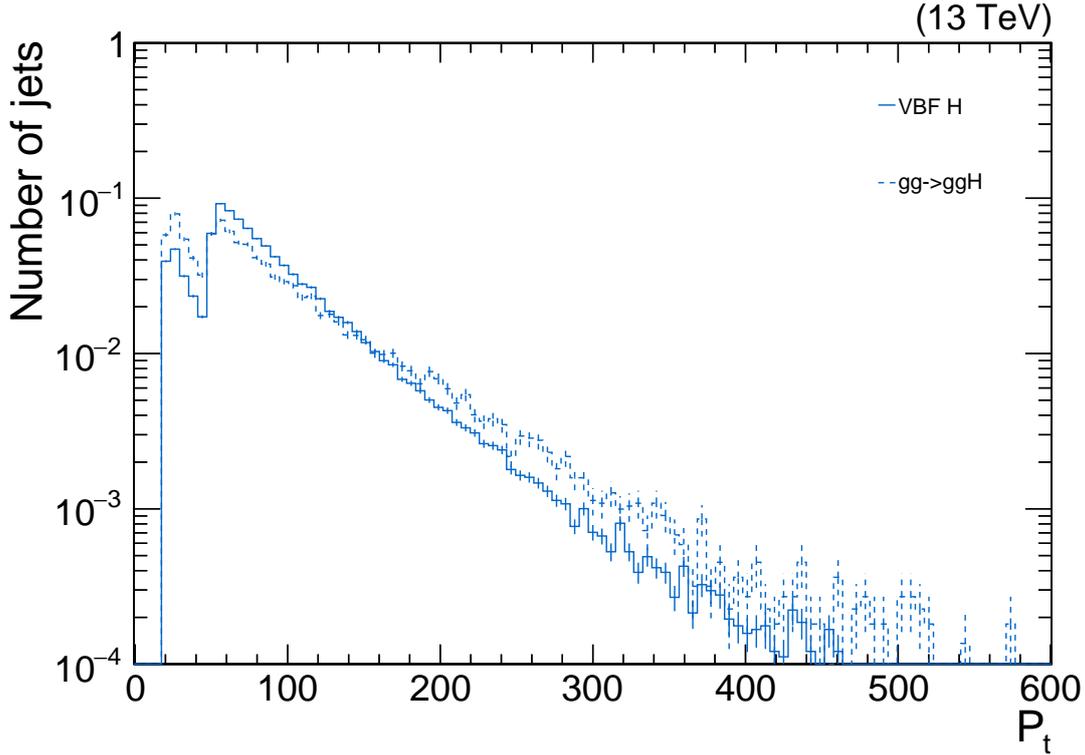


FIGURE 6.2 – Distribution en quantité de mouvement transverse des jets

fusion de gluons, nous nous attendons à ce que les jets dominants soient issus de l'émission d'un gluon issu d'une interaction de couleur entre les gluons de l'état initial.

La pré-sélection utilisée pour obtenir les figures 6.3a et 6.3b, qui illustrent respectivement la distribution en quantité de mouvement transverse des jets dominants et sous-dominants, est la même que celle décrite aux sections 6.1.1 et 6.1.3 au détail près que comme nous ne considérerons plus que les deux jets dominants, le seuil d'impulsion transverse sera systématiquement à 50 GeV. Dans chaque événement, les jets sont triés par ordre décroissant d'impulsion transverse. Bien qu'ils ne soient pas clairement identifiés comme les jets VBF, nous pouvons supposer que dans une grande partie des événements, les deux premiers jets seront bien les jets VBF.

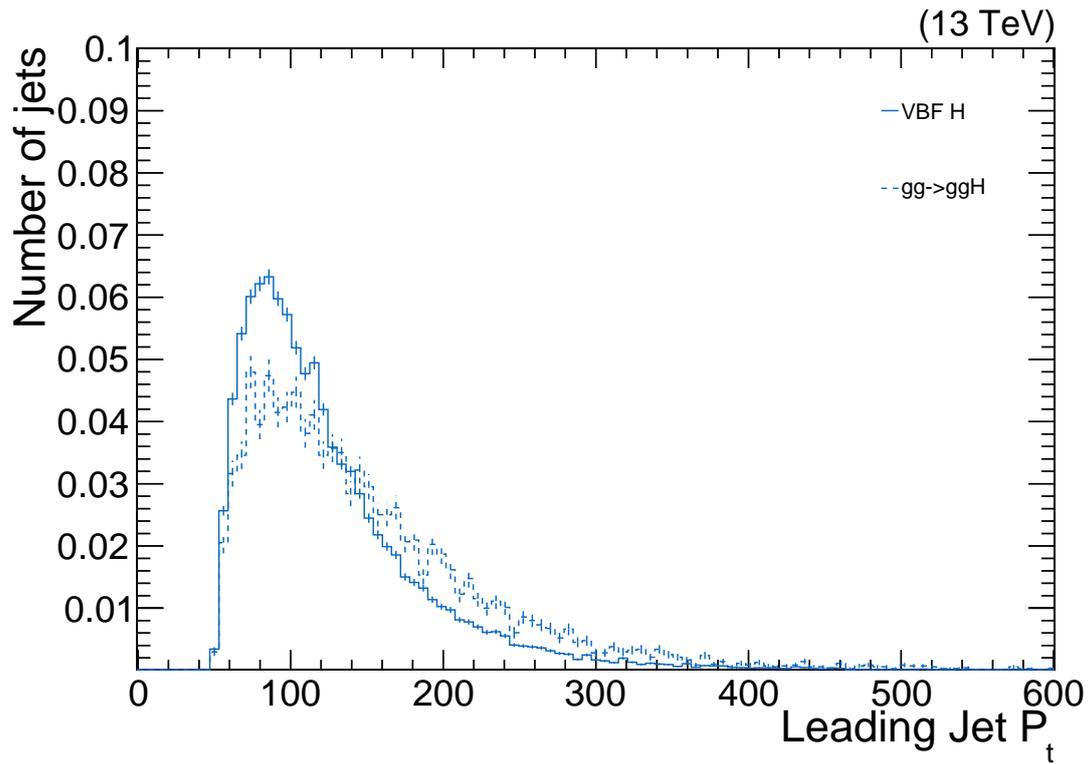
La distribution de l'impulsion transverse des jets dominants suit la tendance de la distribution 6.2. Les distributions pour le jet dominant montrent des différences, toutefois ces différences ne sont pas très marquées. Contrairement à ce que nous attendions, cette figure montre que la distribution de la quantité de mouvement transverse des jets issus du processus ggH est plus dure que celle des jets issus du processus VBF. Ceci peut-être expliqué par la distribution 6.5 qui montre la pseudo-rapidité des jets sélectionnés. Pour le processus ggH, les jets sont émis dans la région centrale du détecteur et ont donc tendance à avoir une quantité de mouvement transverse élevée.

Quant à la distribution en quantité de mouvement transverse des jets sous-dominants, il est difficile d'extraire de l'information utile à identifier les deux modes de production du boson scalaire car leurs deux distributions sont très similaires.

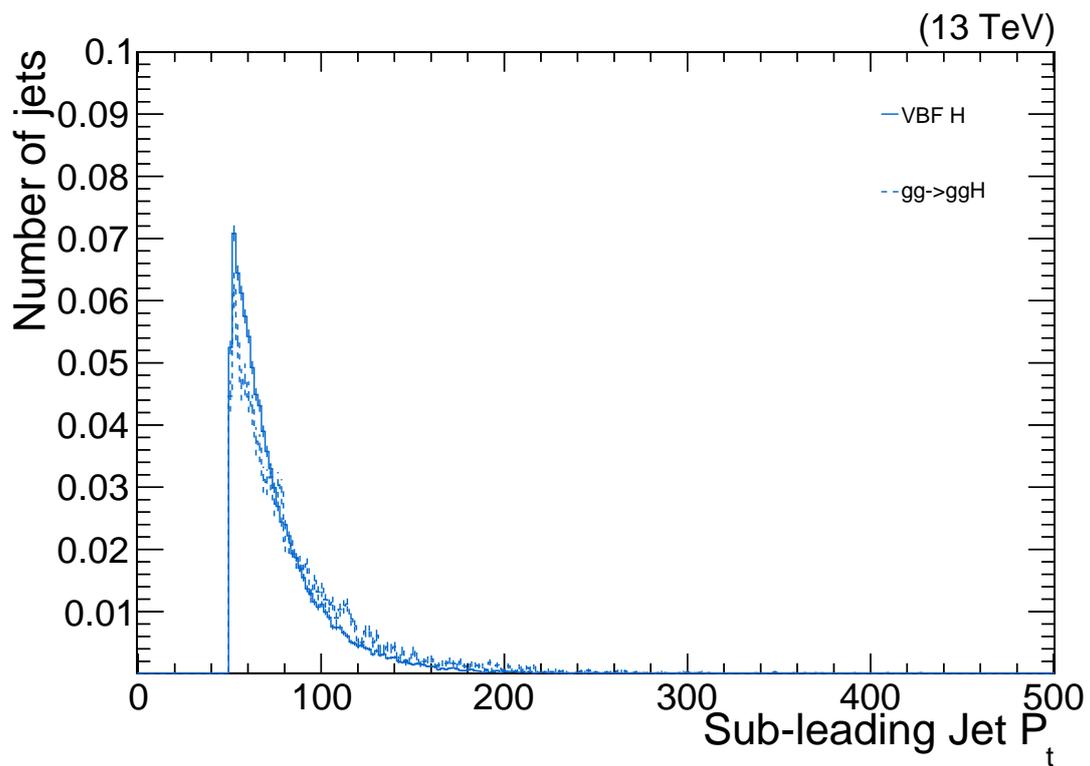
La quantité de mouvement transverse des jets dominants et sous-dominants n'est donc pas une bonne variable discriminante pour les processus VBF et ggH.

Nombre de jets

Une autre observable à laquelle nous pouvons nous intéresser est le nombre de jets présent dans chaque événement. Puisque les jets se forment à partir des partons, le nombre de jets d'un événement contient une information sur les partons émis lors du processus dur. Comme discuté dans la section 4.1,



(a)



(b)

FIGURE 6.3 – (6.3a) Distribution en quantité de mouvement transverse du jet dominant pour chaque événement. (6.3b) Distribution en quantité de mouvement transverse du jet sous-dominant pour chaque événement.

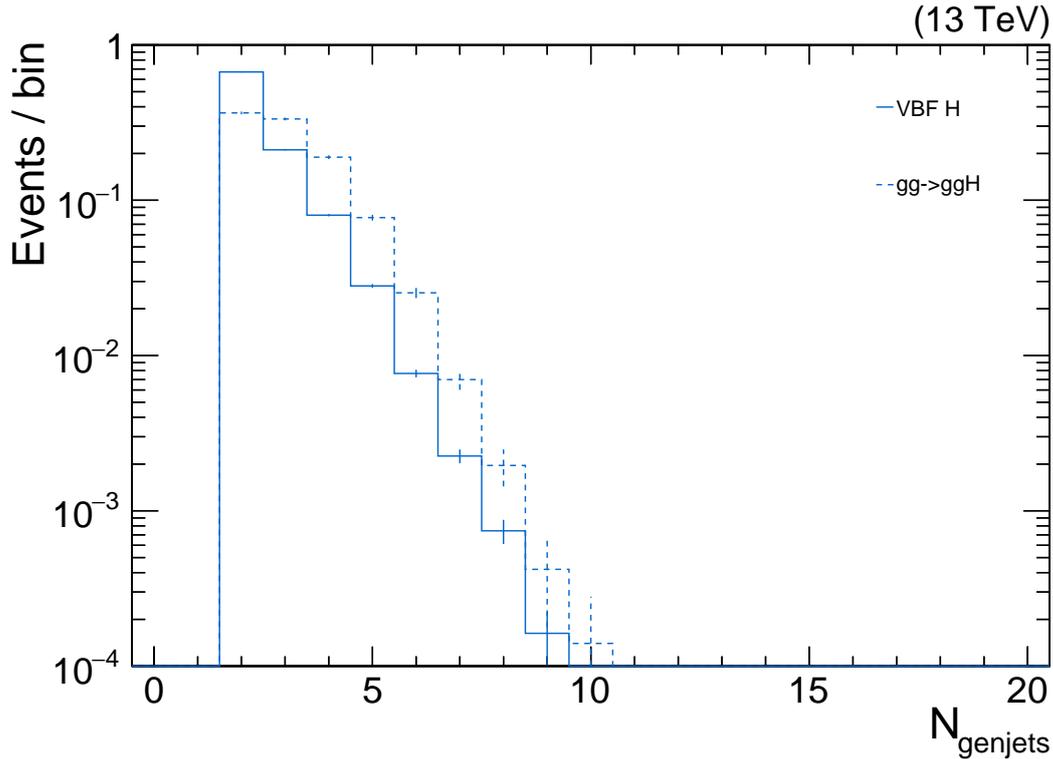


FIGURE 6.4 – Distribution du nombre de jets satisfaisant les conditions de sélection détaillées dans la section 6.1

les processus VBF ont au moins deux jets. Ceci n'est pas nécessairement le cas pour les processus ggH , ces processus peuvent très bien avoir moins de deux jets dans l'état final.

La distribution de la multiplicité des jets est montrée à la figure 6.4. Cette dernière est obtenue en appliquant les critères de sélection décrits aux paragraphes 6.1.1 et 6.1.3. Cette distribution montre que plus d'événements avec deux jets sont attendus pour la fusion de bosons vecteurs que pour la fusion de gluons. Nous voyons que, pour les événements passant la pré-sélection, le processus ggH mène à davantage de jets dans l'état final que le processus VBF. Cela peut se comprendre car, dans le processus VBF à l'ordre le plus bas, il n'y a pas d'échange de couleur entre les quarks qui participent au processus dur. L'émission de jets supplémentaires ne peut venir que de la cascade partonique qui entoure les quarks de l'état final, et cette cascade a tendance à être colinéaire avec ces quarks. Au contraire, dans le processus ggH , les gluons interagissent par interaction de couleur, et des gluons supplémentaires peuvent être émis lors de cette interaction.

Ces distributions indiquent que la multiplicité des jets de chaque événement n'a que peu de pouvoir pour discriminer les processus VBF et ggH .

Pseudo-rapidité des jets

La pseudo-rapidité des jets est également une variable dont il est intéressant de regarder la distribution. Comme mentionné dans le chapitre 4.1, nous nous attendons à ce que l'activité hadronique soit fortement supprimée dans la région centrale du détecteur pour le processus de fusion de bosons vecteurs. En d'autres termes, il devrait y avoir moins d'événements dans la distribution autour de $\eta = 0$ pour le processus VBF que pour le processus ggH .

La figure 6.5 illustre les distributions de la pseudo-rapidité des jets pour les processus VBF et ggH . De la même manière que pour les distributions précédentes, celles-ci ont été obtenues en excluant les événements dans lesquels le boson scalaire ne se désintègre pas en via le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$

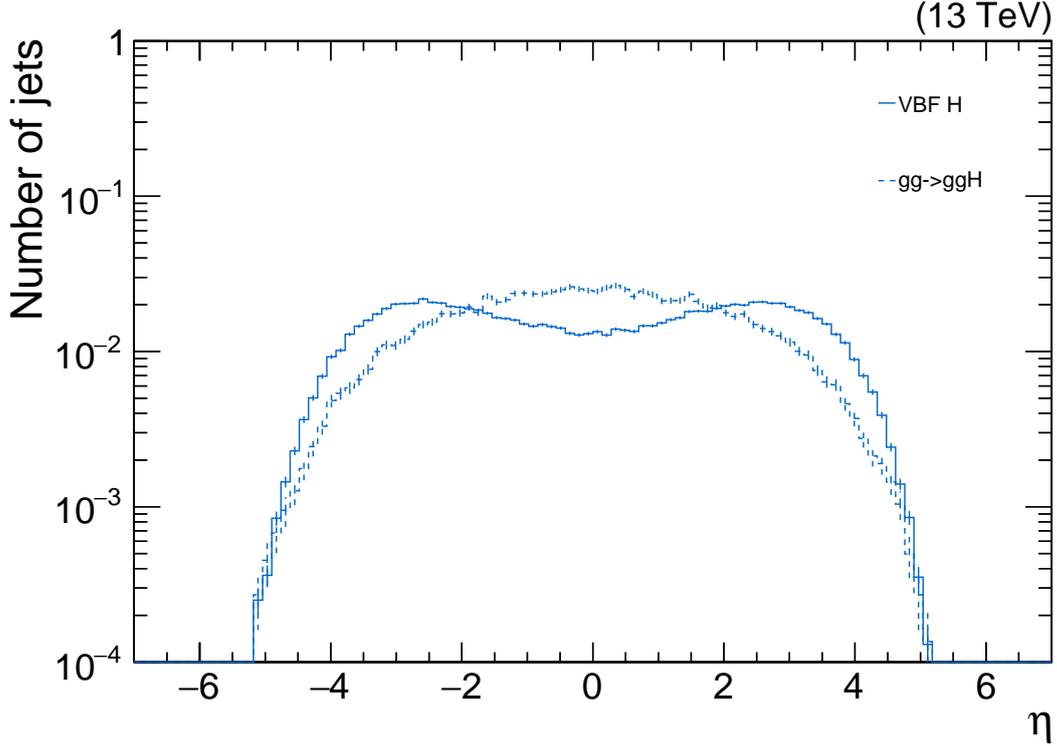


FIGURE 6.5 – Distribution en pseudo-rapidité des jets

où l correspond à l'électron ou au muon. Les événements dans lesquels il y a moins de deux jets sont également exclus. Les jets contenant des leptons ainsi que les jets ayant une quantité de mouvement transverse trop faible et une pseudo-rapidité trop grande en valeur absolue ne sont pas pris en compte (La valeur du seuil en p_T et de la coupure en η sont données dans la section 6.1.1).

Nous observons en effet un creux dans la région centrale ($\eta = 0$) pour la distribution du processus VBF, mais ce creux n'est pas très prononcé. En effet, les deux quarks qui interagissent lors du processus dur portent des fractions différentes de la quantité de mouvement des deux protons qui entrent en collision. Par conséquent, ils n'interagissent pas avec des impulsions longitudinales égales. Leur système est donc boosté le long de la ligne du faisceau. Dans le système référence du laboratoire, le creux central de la distribution de la pseudo-rapidité des jets issus du processus VBF est lissé par le boost dans la direction du faisceau du système des quarks de l'état initial.

Les distribution en deux dimensions de la pseudo-rapidité des deux jets dominants montrée dans les figures 6.6 et 6.7 permettent de voir que les corrélations entre la pseudo-rapidité des deux jets dominants sont différentes pour les processus VBF et ggH. Elles montrent que pour le processus VBF, si un des deux jets dominants est émis vers l'avant du détecteur, l'autre sera émis vers l'arrière. Les deux jets dominants présentent une séparation marquée en pseudo-rapidité pour le processus de fusion de bosons vecteurs massifs. Quant au processus de fusion de gluons, la distribution 6.7 montre également une séparation en pseudo-rapidité des deux jets dominant mais celle-ci est beaucoup moins marquée.

La variable η montre un meilleur potentiel pour identifier la fusion de gluons et la fusion de bosons vecteurs que les variables précédentes. Comme attendu, les jets issus du processus VBF sont émis vers l'avant ou l'arrière du détecteur alors que les jets issus du processus ggH ont tendance à être émis dans la région centrale. Alors la probabilité qu'un événement soit une fusion de bosons vecteurs est plus grande que la probabilité d'être un processus ggH si les jets ont une pseudo-rapidité élevée en valeur absolue. L'inverse se produit lorsque la valeur absolue de la pseudo-rapidité des jets est proche de 0. La différence marquée (même malgré l'échelle logarithmique) indique que cette variable à un bon pouvoir

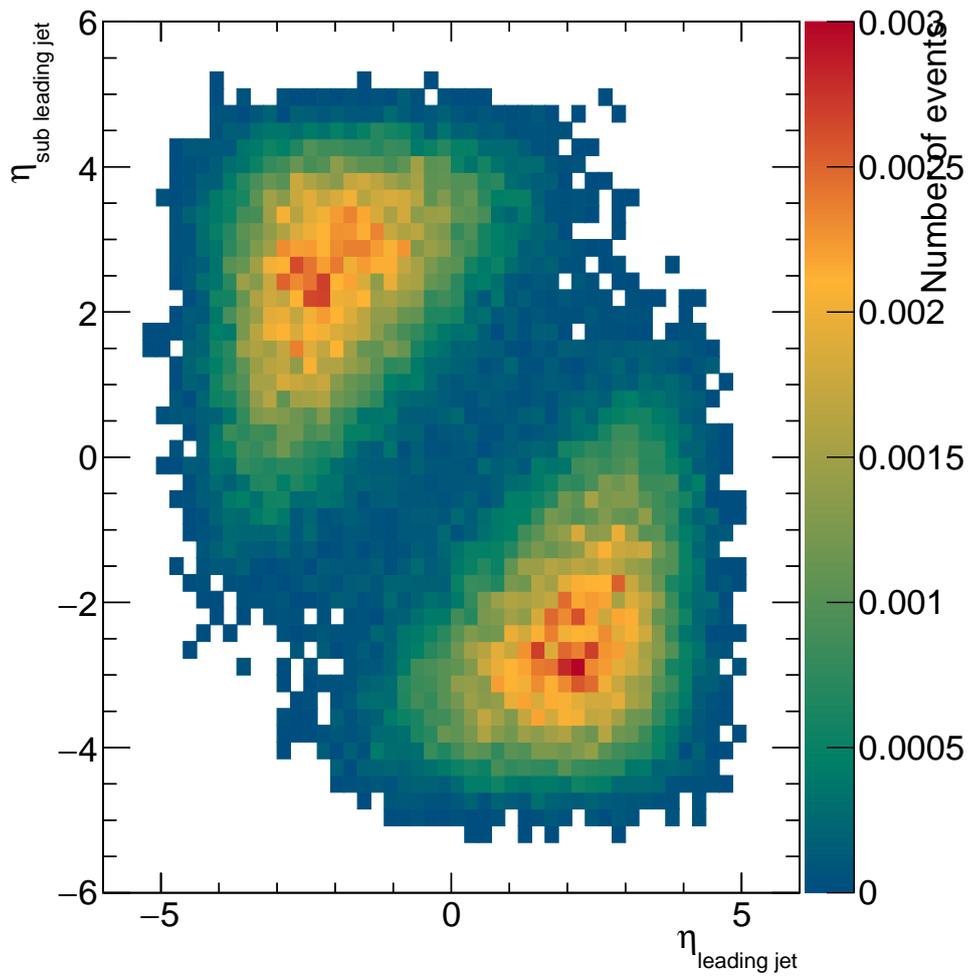


FIGURE 6.6 – Distribution en deux dimensions de la pseudo-rapidité du jet dominant et du jet sous-dominant pour le processus de fusion de bosons vecteurs.

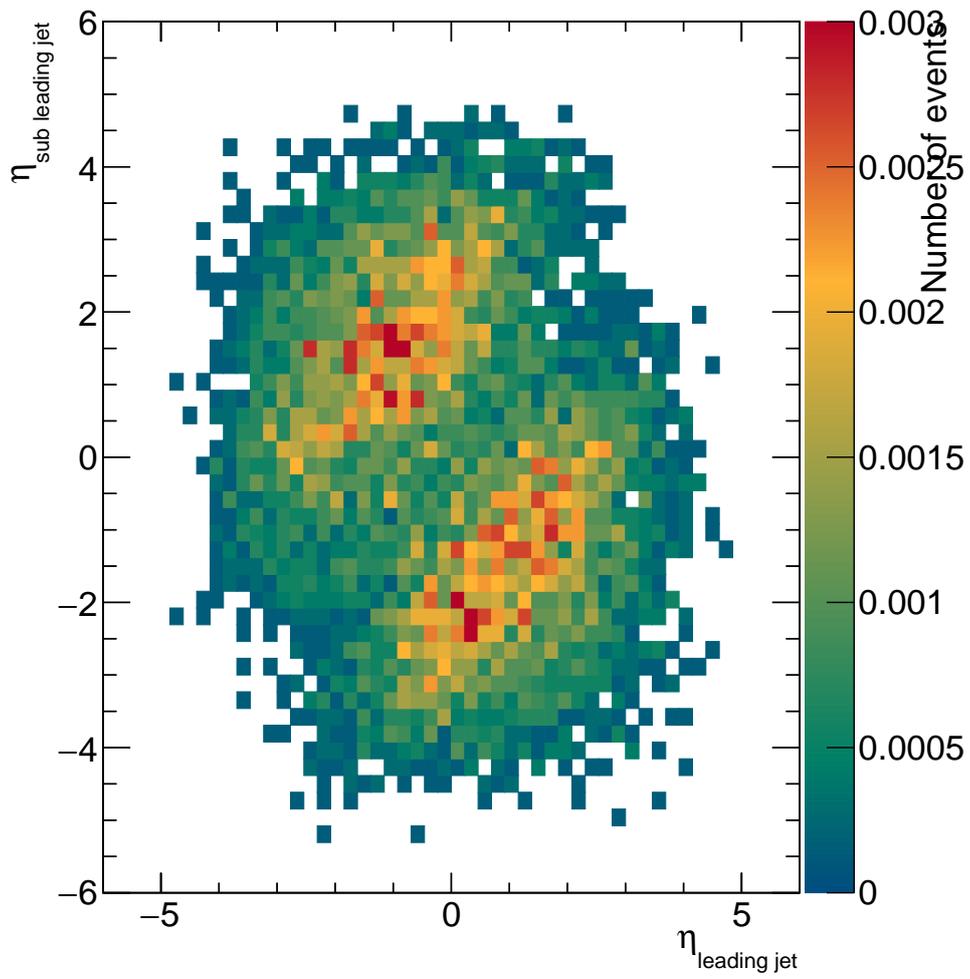


FIGURE 6.7 – Distribution en deux dimensions de la pseudo-rapidité du jet dominant et du jet sous-dominant pour le processus de fusion de gluons.

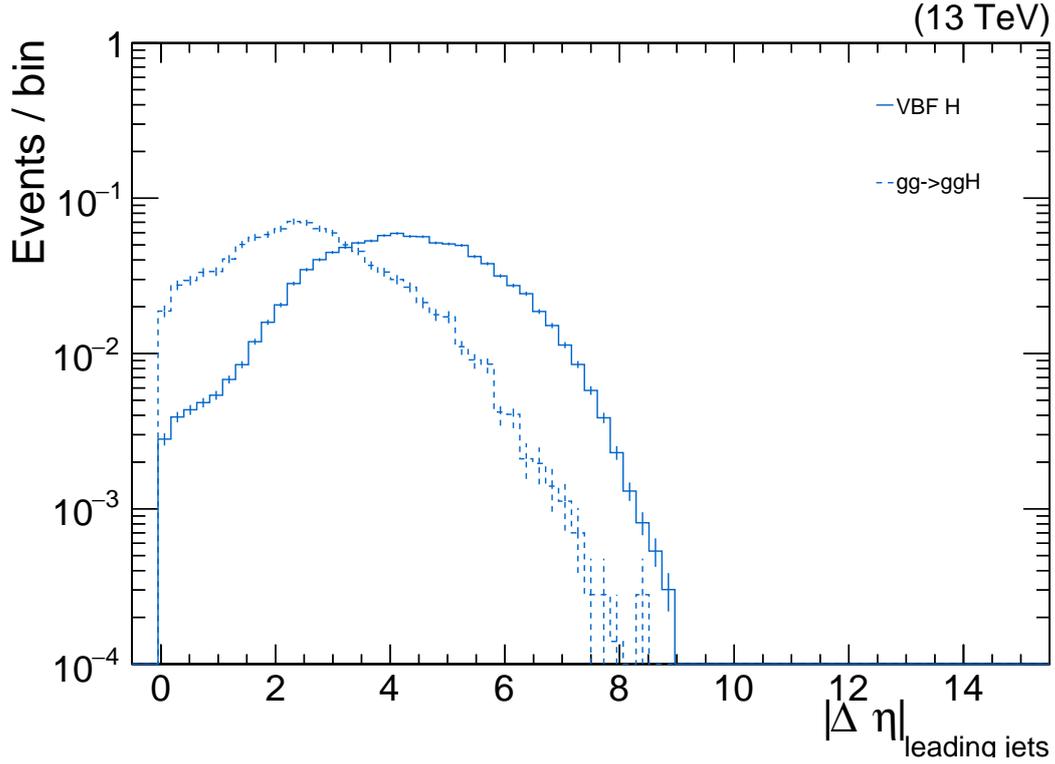


FIGURE 6.8 – Distribution de la valeur absolue de la différence de la pseudo-rapidité des deux jets dominant.

de discriminations.

Différence de pseudo-rapidité des deux jets dominants

Nous avons vu dans la section 4.1 qu’une caractéristique importante du processus de fusion de bosons vecteurs est que les deux jets VBF produits sont bien séparés en pseudo-rapidité. De plus, comme les intervalles en pseudo-rapidité sont invariants par rapport aux boosts dans la direction du faisceau du système des quarks de l’état initial, on s’attend à ce que la suppression de l’activité hadronique dans le processus VBF soit plus marquée en regardant les intervalles de pseudo-rapidité entre les jets plutôt que leur pseudo-rapidité proprement dite.

L’intervalle en pseudo-rapidité des jets dominants en p_T est visible à la figure 6.8. Celle-ci est obtenue par la même sélection que celle décrite pour l’obtention de la distribution de la pseudo-rapidité des jets de la figure 6.5. Comme mentionné précédemment, grâce à un tri décroissant de la quantité de mouvement transverse, les deux jets dominants de chaque événement sont isolés facilement. La variable $|\Delta\eta|$ est alors obtenue par

$$|\Delta\eta|(\text{jet dominant, jet sous-dominant}) = |\eta_{\text{jet dominant}} - \eta_{\text{jet sous-dominant}}| \quad (6.2)$$

Nous constatons que les distributions du processus VBF et du processus ggH sont similaires mais comme attendu, la moyenne de la distribution du processus de fusion de bosons vecteurs est translatée vers les plus grandes valeurs de $|\Delta\eta|$. Cette différence entre les deux distributions donne à la variable $|\Delta\eta|$ un bon pouvoir de discrimination.

Masse invariante du système des deux jets dominants

La dernière variable abordée dans la section 4.1 est la masse invariante du système formé par les deux jets dominants. Puisque dans les processus de fusion de bosons vecteurs, la quantité de mouvement transverse des deux jets dominants est élevée et ils sont bien séparés en pseudo-rapidité, il vient que la masse invariante des deux jets doit être grande.

Pour obtenir la masse invariante des deux jets dominants à partir des variables générées, nous créons le quadrivecteur énergie-impulsion de ces jets en utilisant la classe *TLorentzVector* de *Root*, le système d'analyse de données utilisé en physique des hautes énergies. Les quadrivecteurs des deux jets sont implémentés de la façon suivante

$$p = (p_x, p_y, p_z, E)$$

où $p_{x,y,z}$ représentent les composantes de la quantité de mouvement du jet dans un référentiel cartésien et E correspond à l'énergie du jet. Le quadrivecteur du système formé par les deux jets dominants est donné par la somme des quadrivecteurs des deux jets

$$\begin{aligned} p_{jj} &= (p_{x,jj}, p_{y,jj}, p_{z,jj}, E_{jj}) \\ &= (p_{x,j_1} + p_{x,j_2}, p_{y,j_1} + p_{y,j_2}, p_{z,j_1} + p_{z,j_2}, E_{j_1} + E_{j_2}) \end{aligned}$$

Le produit scalaire de ce quadrivecteur avec lui-même permet de trouver la masse invariante du système des deux jets

$$p_{\mu,jj} \cdot p_{jj}^{\mu} = -\vec{p}_{jj}^2 + E_{jj}^2 = M_{jj}^2$$

Donc, la racine carrée du produit scalaire du quadrivecteur énergie-impulsion du système formé par les deux jets dominants permet d'accéder à la masse invariante du système.

Les distributions de la masse invariante du système formé par les deux jets dominants pour le processus de fusion de bosons vecteurs ainsi que pour le processus de fusion de gluons sont illustrées à la figures 6.9. Les critères de sélection qui permettent ces distributions sont les critères détaillés dans la section 6.1.1 ainsi qu'une partie des critères cité dans la section 6.1.3 :

- Nous sélectionnons uniquement les événements dans lesquels le boson scalaire se désintègre en deux bosons Z de sorte a obtenir un état final qui ne contient pas de leptons τ .
- Nous sélectionnons uniquement les événements comportant au moins deux jets.

Par contre, puisque nous cherchons a obtenir une distribution de la masse invariante, il est inutile d'appliquer le seuil à 200 GeV sur cette variable.

Avec ces critères de sélections, la distribution de la masse invariante est très différente pour les deux processus. Ceci indique que la masse invariante du système des deux jets dominants est une bonne variable discriminante.

6.2.2 Observables des particules

Comme pour la section précédente, cette section présentera l'analyse des variables cinématiques des particules simulées au niveau généré.

Puisque l'on souhaite déterminer le pouvoir de discrimination des variables cinématiques liée aux événements sous-jacents, les distributions présentées dans cette section seront nettoyées de toutes les particules qui interviennent dans le processus dur. C'est à dire que toutes les particules qui sont contenues dans les deux jets qui portent la plus grande quantité de mouvement transverse seront rejetées. La condition que les particules doivent satisfaire pour passer la sélection est $\Delta R(jets, leptons) > 0.4$. De plus, les produits de désintégration du boson scalaire sont rejetés.

Dans les distributions suivantes, le processus de fusion de bosons vecteurs sera représenté par un trait plein alors que la fusion de gluons sera représentée par un trait pointillé.

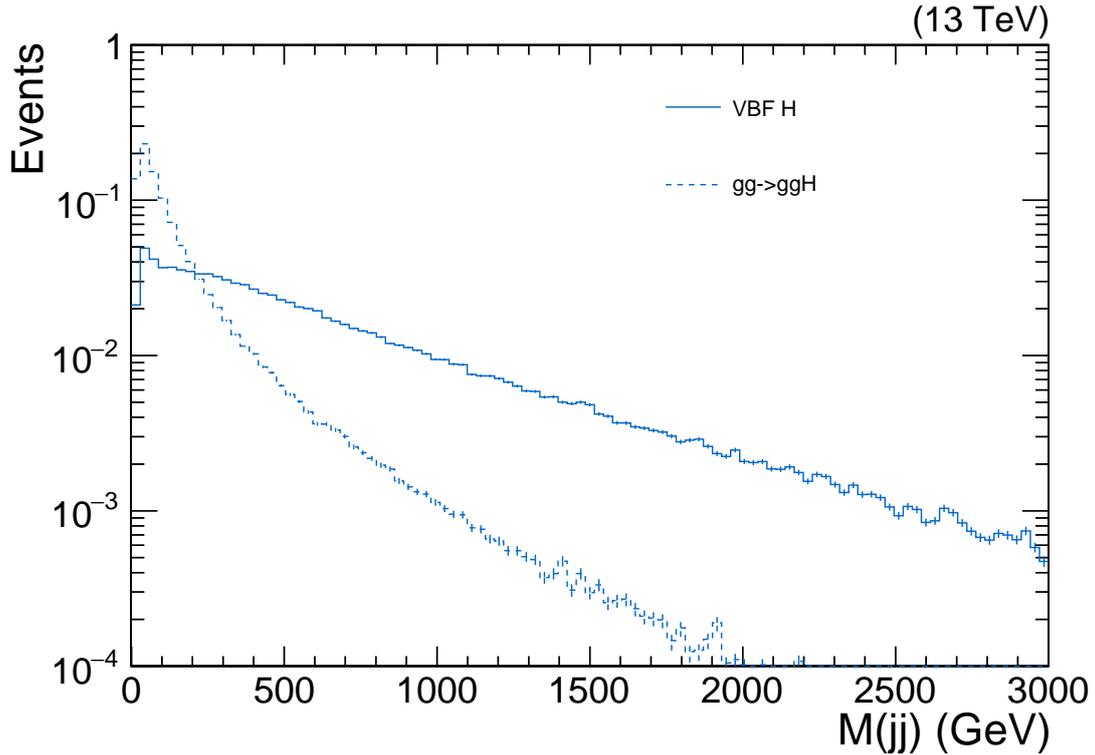


FIGURE 6.9 – Distribution de la masse invariante des deux jets dominants.

Quantité de mouvement transverse des particules

Au niveau de la quantité de mouvement transverse, la différence entre le processus de fusion de bosons vecteurs et de fusion de gluons réside dans les processus durs, où nous attendons deux jets avec une grande impulsion transverse du côté de la VBF. Dès lors nous ne nous attendons pas à ce que cette variable offre un grand pouvoir discriminant lorsque nous ne prenons en compte que les événements sous-jacents. En effet, les particules de l'événement sous-jacent viennent des partons qui n'ont pas interagité dans le processus dur. Il n'y a a priori aucune raison de s'attendre à des distributions différentes pour le processus de VBF et le processus ggH. Néanmoins, cette distribution devrait permettre de s'assurer que les particules liées au processus dur ont bien été rejetées.

La figure 6.10 illustre les distributions de la quantité de mouvement transverse pour les particules. En plus des critères cités au début de cette section, les critères de sélection utilisés pour obtenir cette distribution sont

- le rejet de tous les événements pour lesquels des leptons τ se trouvent dans les produits de désintégration du boson scalaire.
- le rejet de tous les événements qui ne comportent pas au moins deux jets.
- le rejet des particules ayant une quantité de mouvement transverse inférieure à 200 MeV.
- le rejet des particules ayant une pseudo-rapacité dont la valeur absolue est supérieure à 5.2.

Comme attendu, les deux distributions sont très similaires pour les impulsions transverses basses. Elles se différencient légèrement lorsque la quantité de mouvement transverse augmente mais le pouvoir de discrimination de cette variable reste faible.

Par contre, ces distributions permettent de constater que les critères de sélection sont efficaces. En effet, les particules liées au processus dur (les particules qui forment les deux jets dominants ainsi que les produits de désintégration du boson scalaire) ont bien été rejetées puisqu'il n'y a pas de particules avec une quantité de mouvement transverse supérieure à 20 GeV.

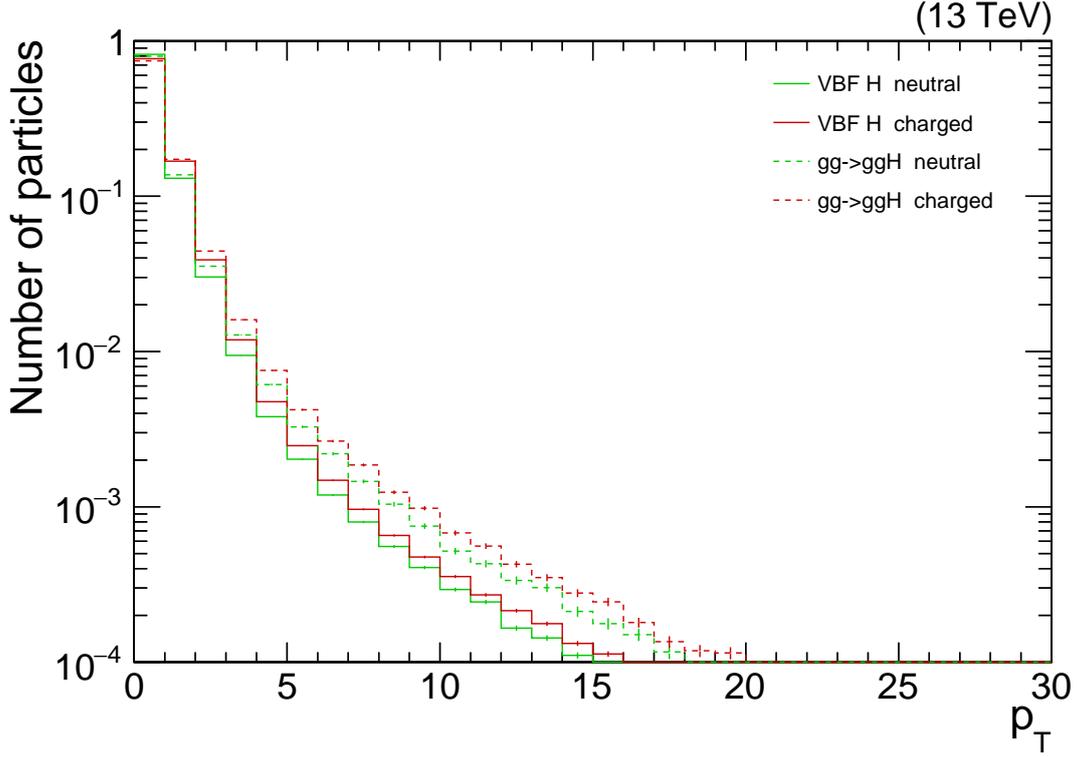


FIGURE 6.10 – Distribution de la quantité de mouvement transverse des particules.

Pseudo-rapidité des particules

Nous avons vu que pour le processus de fusion de bosons vecteurs, l'activité hadronique est réduite dans la région proche de $\eta = 0$. La majorité des particules liées à l'événement sous-jacent dans l'état final sont des hadrons. Dès lors, nous nous attendons à retrouver un creux dans la région proche de zéro dans la distribution de la pseudo-rapidité des particules.

La sélection appliquée pour obtenir cette distribution sont strictement les mêmes que ceux utilisés pour l'histogramme 6.10.

Les particules chargées et les particules neutres ont été séparées. Pour les séparer, nous utilisons le fait qu'elles sont générées avec un nombre entier qui correspond à leur charge. Dès lors, il suffit d'imposer que ce nombre soit nul pour les particules neutres et d'imposer que ce nombre soit différent de zéro pour les particules chargées.

En plus de cela, une deuxième séparation des particules est définie. Les particules dont la pseudo-rapidité est à l'intérieur de l'intervalle formé par la pseudo-rapidité des deux jets dominants sont séparées des particules dont la pseudo-rapidité à une valeur qui est hors de cet intervalle.

Pour être plus rigoureux, puisqu'une coupure est appliquée à la pseudo-rapidité des particules nous savons que

$$\eta_{\text{particule}} \in [-5.2, 5.2]$$

Donnons un label aux deux jets dominants de sorte que le jet j_1 ait une pseudo-rapidité plus grande que le jet j_2 . Alors, une pseudo-rapidité "à l'intérieur" des jets dominants est définie par l'appartenance à l'intervalle

$$\eta_{\text{intérieur}} \in [\eta_{j_2}, \eta_{j_1}]$$

Alors, pour une particule dont la pseudo-rapidité est "à l'extérieur" de celle des deux jets dominant, ceci implique que

$$\eta_{\text{extérieur}} \in [-5.2, 5.2] \setminus [\eta_{j_2}, \eta_{j_1}] = [-5.2 - \eta_{j_2}, 5.2 - \eta_{j_1}]$$

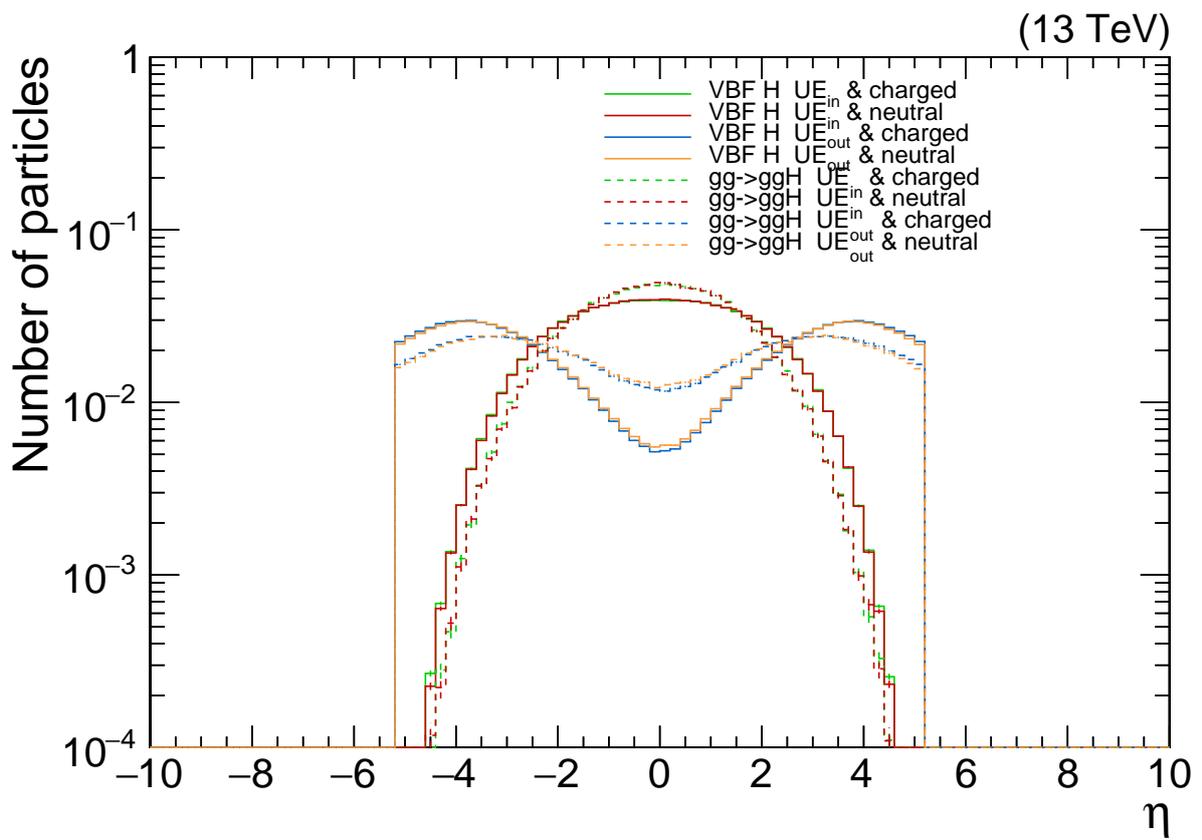


FIGURE 6.11 – Distribution de la pseudo-rapidity des particules.

La figure 6.11, qui illustre les distributions du nombre de particules par unité de pseudo-rapacité, permet de constater que la charge des particules n'a aucune influence sur la distribution en pseudo-rapacité des particules aussi bien "à l'intérieur" qu'à "l'extérieur" des jets dominants et pour les deux processus que nous considérons. Ceci était attendu puisque le processus de production des hadrons les plus fréquents, les pions chargés et neutres, mène à la même cinématique pour ces particules quand elle est regardée inclusivement.

Les distributions de la pseudo-rapacité des particules "à l'intérieur" des jets dominants (distributions vertes et rouges) sont similaires. Leurs différences sont masquées par l'échelle logarithmique, elles ont en réalité un pouvoir de discrimination. Les distributions à "l'extérieur" des jets dominants (distributions bleues et jaunes) indiquent un meilleur pouvoir de discrimination. La différence entre les distributions VBF et ggH à "l'extérieur" sont plus accentuées. Comme les particules incluses dans cette distribution sont sensées avoir une pseudo-rapacité à "l'extérieur" des deux jets dominants, il est curieux de voir autant de particules dont la pseudo-rapacité est proche de 0 pour le processus de fusion de bosons vecteurs. Ceci peut-être dû au fait qu'au moins un des deux jets dominants n'est pas un jet VBF.

Contenu en particules

Les particules simulées sont attachées à un nombre entier qui permet d'identifier leur nature. Les particules se voient attribuer un nombre selon le schéma de numérotation des particules Monte Carlo qui est explicité dans la référence [19]. Les particules ont un nombre positif alors que leur anti-particule, lorsqu'elles en ont une est associée au même nombre entier mais multiplié par un facteur -1. Ce nombre entier est souvent appelé "PdgId". La figure 6.12, montre la distribution de la valeur absolue du PdgId.

De la même façon que pour l'impulsion transverse, il n'y a aucune raison pour que le contenu en particule des événements soit différents dans la fusion de bosons vecteurs et dans la fusion de gluons. Ceci est d'autant plus vrai pour les particules de l'événement sous-jacent puisque dans les deux cas, ce sont les mêmes partons qui donnent lieu aux événements sous-jacents.

Comme attendu, cette distribution ne présente pas de pouvoir discriminatoire mais elle reste néanmoins intéressante car elle permet de préciser le contenu en particules des événements ainsi que de s'assurer du bon fonctionnement de la sélection. De ce fait on voit qu'il n'y a pas de lepton τ dans les événements et que les autres leptons chargés sont présents en moins grande quantité puisque ceux qui faisaient partie du produit de désintégration du boson scalaire ont été exclus. Les particules stables les plus communes sont les pions chargés. Les pions neutres se désintègrent très rapidement en photons, d'où leur nombre conséquent. Les particules classées dans la catégorie "autre" sont en majorité des hadrons.

Nombre de particules

La distribution du nombre de particules qui sont liées à l'événement sous-jacent dans chaque événement n'a aucune raison d'être différente pour les processus VBF et ggH puisque l'état final de l'événement sous-jacent provient des partons qui n'ont pas participé au processus dur. Nous ne nous attendons pas à un grand pouvoir de discrimination pour cette variable.

La figure 6.13 est obtenue en appliquant les critères de sélection donnés dans les sections 6.1.2 ainsi que 6.1.3. Les particules sont également séparées en fonction de leur charge.

La figure 6.13 montre une différence entre les distributions du nombre des particules neutres et des particules chargées. Intuitivement, avec la supposition qu'en moyenne autant de particules de charge négative, positive ou de particules neutres sont créés lors d'une collision, il vient que nous devrions voir deux fois plus de particules chargée que de particules neutre. Quant aux différences entre les distributions des processus VBF et ggH, elles sont minimales aussi bien pour les particules neutres que chargées. Donc cette variable n'a qu'un faible pouvoir de discrimination.

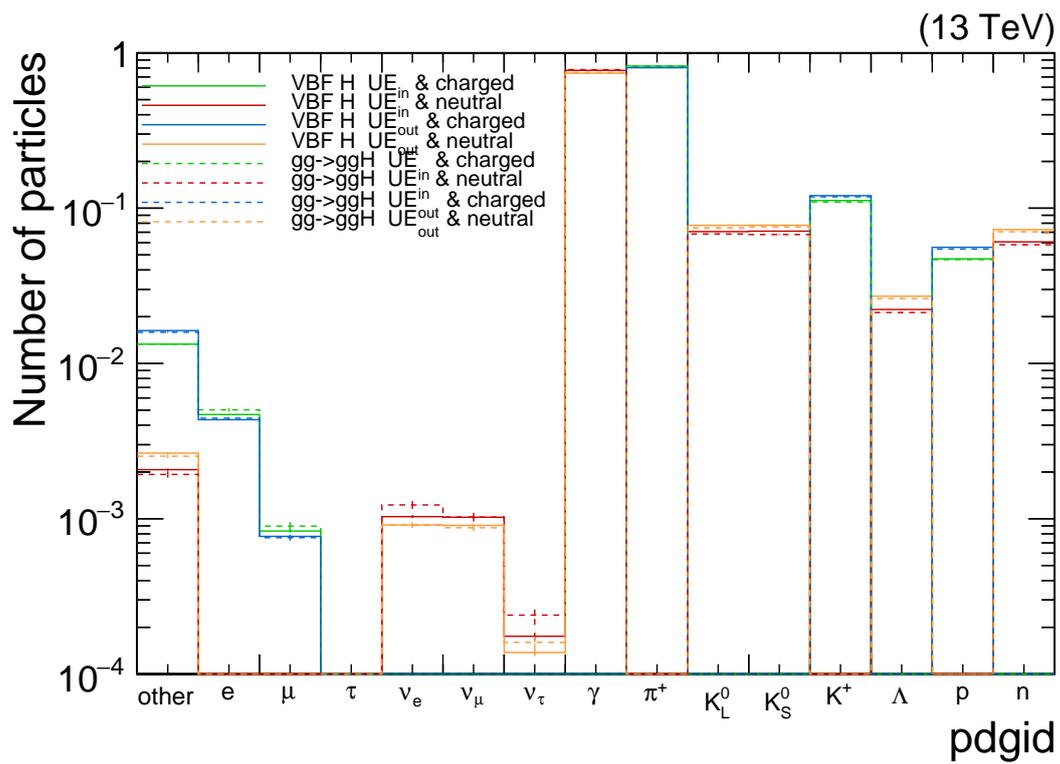


FIGURE 6.12 – Distribution du types de particules présent dans les événements simulés (PdgId). La valeur absolue du PdgId est présentée dans cet histogramme. Pour les particules qui possèdent une anti-particule la valeur affichée dans l’histogramme correspond donc à leur nombre additionné au nombre de leur anti-particule.

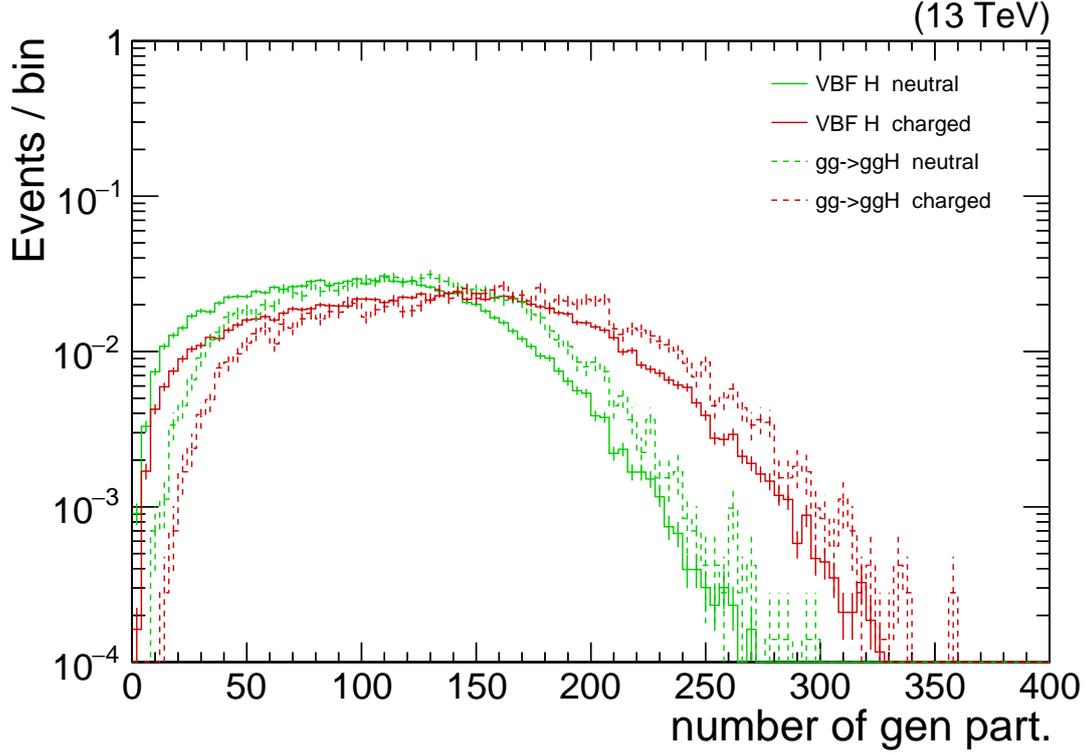


FIGURE 6.13 – Distribution du nombre de particules présente dans chaque événement.

Densité de particules par unité de pseudo-rapidité

Les figures 6.13 et 6.5 ont montré que le nombre de particules par événement n'avait pas un grand pouvoir pour permettre d'identifier la fusion de bosons vecteurs de la fusion de gluons mais que la pseudo-rapidité des particules montre un pouvoir discriminant. Puisque le nombre de particules émis dans un intervalle de pseudo-rapidité dépend de l'intervalle choisi, il est intéressant de regarder la distribution de la densité de nombre de particules par unité de pseudo-rapidité.

Pour produire la figure 6.14 qui illustre la densité de particules par unité de pseudo-rapidité, la sélection est la même que pour les distributions présentées dans les figures 6.13 et 6.11 et les particules sont séparées de la même façon selon leur charge et leur pseudo-rapidité à "l'intérieur" ou à "l'extérieur" des deux jets dominants.

La densité de nombre de particules par unité de pseudo-rapidité est obtenue en comptant le nombre de particules dont la pseudo-rapidité se trouve dans un intervalle donné puis en divisant ce nombre par la taille de l'intervalle. Par exemple, pour un intervalle de pseudo-rapidité correspondant à tout ce qui est permis par les coupures, la densité de nombre de particule sera donnée par

$$d = \frac{\text{nombre de particules de l'événement}}{5.2 - (-5.2)}$$

Puisque la coupure sur la pseudo-rapidité est constante sur tous les événements, cette distribution ne serait pas intéressante puisqu'elle serait la même que la distribution du nombre de particules présente dans les événements divisée par un facteur 10.4. Les distributions de densité de nombre de particules par unité de pseudo-rapidité prises sur les intervalles intérieurs et extérieurs aux jets dominants sont plus intéressantes puisque ces dernières varient à chaque événement. Elles sont obtenues de la façon suivante,

$$d_{\text{intérieur}} = \frac{\text{nombre de particules telles que } \eta_{\text{particule}} \in [\eta_{j_2}, \eta_{j_1}]}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|}$$

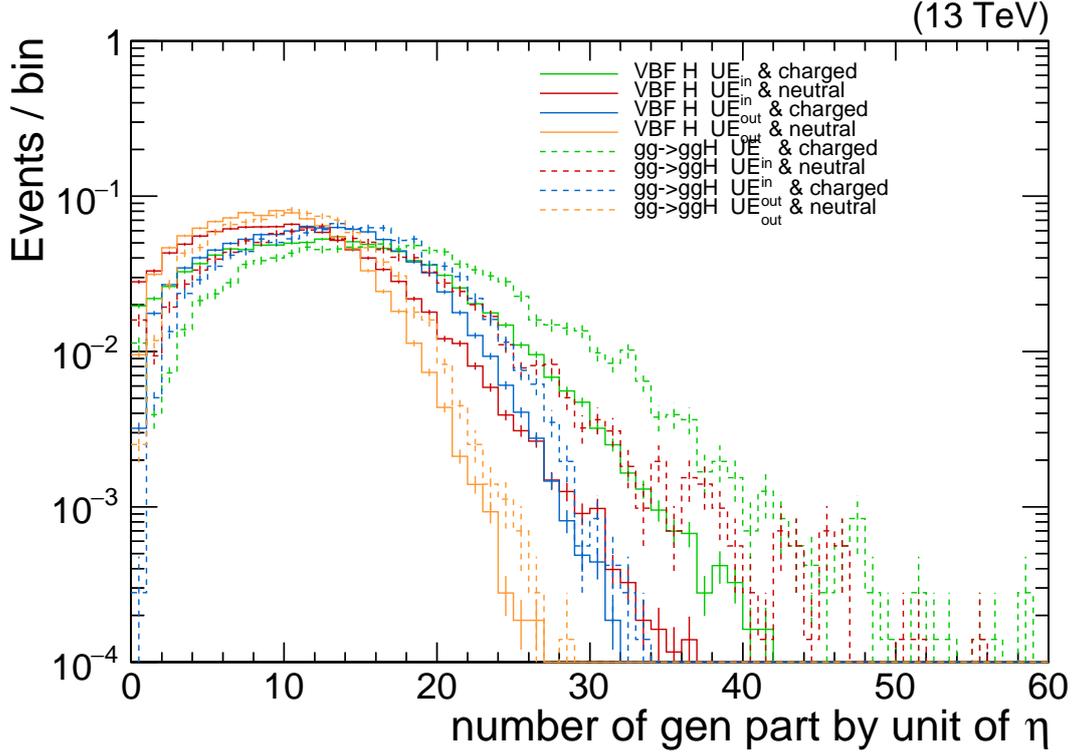


FIGURE 6.14 – Distribution de la pseudo-rapidité des particules

dans le cas des particules dont la pseudo-rapidité est comprise dans l'intervalle $[\eta_{j_2}, \eta_{j_1}]$ et

$$d_{\text{extérieur}} = \frac{\text{nombre de particules telles que } \eta_{\text{particule}} \in [-5.2 - \eta_{j_2}, 5.2 - \eta_{j_1}]}{10.4 - |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|}$$

dans le cas des particules dont la pseudo-rapidité n'est pas comprise dans l'intervalle $[\eta_{j_2}, \eta_{j_1}]$.

Les distributions jaunes et bleues correspondant respectivement aux densités de nombre de particule à l'extérieur des deux jets dominants sont similaires pour la fusion de bosons vecteurs et pour la fusion de gluons. Ceci indique un faible pouvoir de discrimination. Les distributions rouges et vertes qui correspondent aux densités de nombre de particules à l'intérieur des jets dominants sont différentes selon le processus de production du boson scalaire. Cela indique que cette variable a un bon pouvoir de discrimination dans le cas où les particules ont une pseudo-rapidité à "l'intérieur" de celle des jets dominants.

Variation de Zeppenfeld

Habituellement, les variables de Zeppenfeld sont calculées pour les jets et donnent des indications quant au fait qu'un jet est émis avec une pseudo-rapidité centrale par rapport aux deux jets dominants. Nous allons adapter ces variables aux particules. Les définitions que nous utiliserons sont données dans l'article [23].

$$z_1 = \left| \eta_{\text{particule}} - \frac{(\eta_{j_1} + \eta_{j_2})}{2} \right| \quad (6.3)$$

$$z_2 = \frac{\left| \eta_{\text{particule}} - \frac{\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2} \right|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} \quad (6.4)$$

Les petites valeurs de z_1 correspondent alors à des particules émises avec une pseudo-rapidité centrale par rapport à celle des deux jets dominants. Au contraire, les particules dont la pseudo-rapidité est éloignée de la pseudo-rapidité moyenne des deux jets dominants aura une grande valeur de z_1 . Quant à la variable z_2 , son interprétation physique est la même que pour z_1 . La normalisation par la différence de pseudo-rapidité des deux jets dominants permet d'expliquer la chute brutale des distributions de la variable z_2 en $z_2 = \frac{1}{2}$ pour les particules dont la pseudo-rapidité est à "l'intérieur" de celle des deux jets dominants. En effet, si

$$\eta_{j_1} < \eta_{\text{particule}} < \eta_{j_2} \quad (6.5)$$

Alors, nous avons que

$$z_2 = \frac{\left| \eta_{\text{particule}} - \frac{\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2} \right|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} < \frac{\left| \eta_{j_2} - \frac{\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2} \right|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} \quad (6.6)$$

Donc,

$$z_2 < \frac{\left| \frac{-\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2} \right|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} \quad (6.7)$$

$$< \frac{1}{2} \frac{|\eta_{j_2} - \eta_{j_1}|}{|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|} \quad (6.8)$$

$$< \frac{1}{2} \quad (6.9)$$

Nous pouvons remarquer que la supposition 6.5 n'entraîne pas de perte de généralité puisque l'on peut permuter les jets 1 et 2 sans changer le résultat.

La figure 6.15 montre les distributions des variables z_1 et z_2 . Les critères de sélection utilisés afin d'obtenir ces distributions sont les mêmes que ceux utilisés dans toute cette section. Ils sont détaillés dans les sections 6.1.2 et 6.1.3. Les définitions de pseudo-rapidité intérieure et extérieure au système des deux jets dominants est également la même.

La figure 6.15a montre un bon pouvoir de discrimination des processus VBF et ggH pour les petites valeurs de z_1 mais les distributions deviennent similaires lorsque z_1 augmente. En ne tenant compte que des particules dont la pseudo-rapidité se trouve à l'intérieur de celle des deux jets dominants, cette variable a un bon pouvoir de discrimination.

La figure 6.15b quant à elle ne montre pas un pouvoir de discrimination élevé pour les particules dont la pseudo-rapidité se trouve à l'intérieur de celle des deux jets dominants. Cette distribution est curieuse, le processus VBF est sensé mener à une activité hadronique de l'événement dur plus faible partout, entre autres entre les jets. Les distributions très similaires pour les processus VBF et ggH peuvent indiquer que nous aurions réussi à isoler complètement l'activité de l'événement sous-jacent. Nous ne voyons pas de particules d'un éventuel troisième jet, qui est pourtant fréquent dans le processus ggH.

Quant aux distributions de la variables z_2 pour les particules dont la pseudo-rapidité se trouve à l'extérieur de celle des deux jets dominants, elles sont très différentes pour les deux processus. Ceci indique un bon pouvoir de discrimination. Lorsque les particules incluses dans ces distributions ne sont pas séparées selon le fait que leur pseudo-rapidité est à l'intérieur ou non de celle des deux jets dominants, les distributions des variables de Zeppenfeld pour la fusion de bosons vecteurs et la fusion de gluons sont très similaires. Ces variables n'acquiescent un pouvoir de discrimination que lorsque la distinction de pseudo-rapidité par rapport à l'intervalle de pseudo-rapidité des jets dominant est faite.

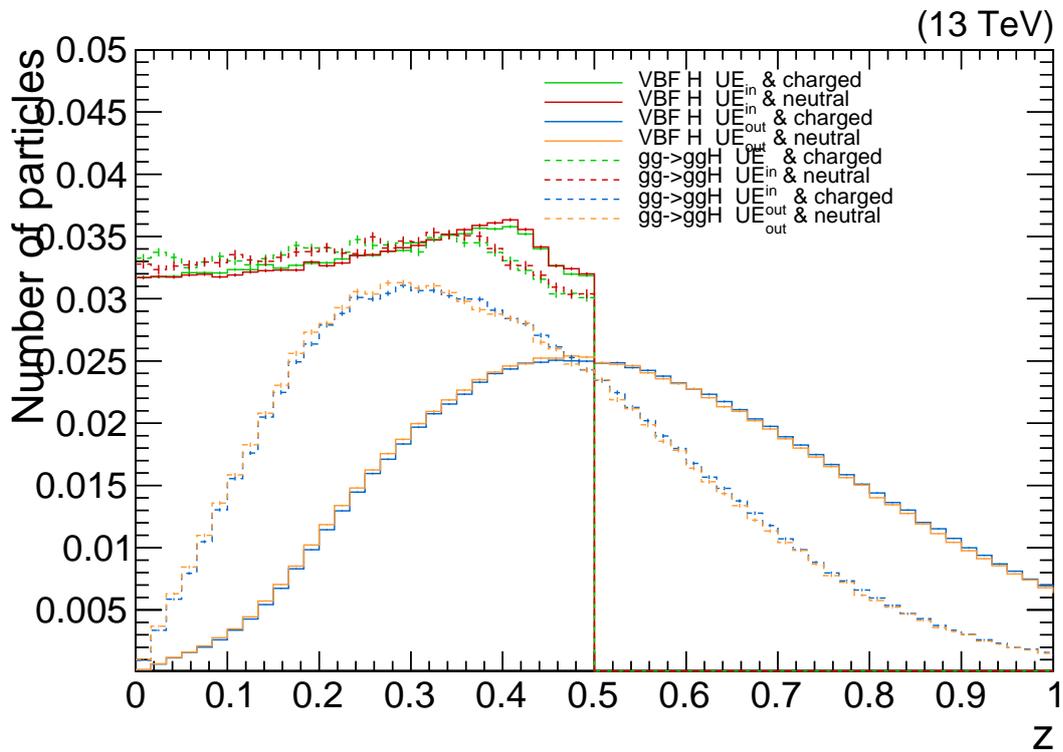
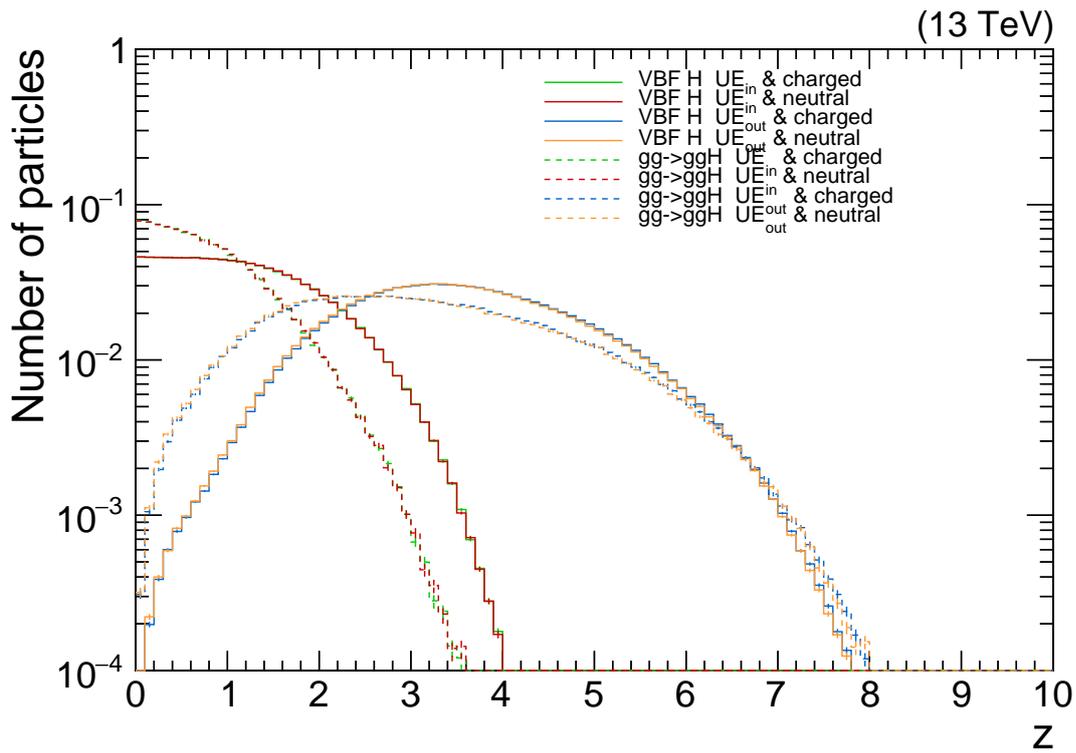


FIGURE 6.15 – Distribution des deux variables de Zeppenfeld.

Chapitre 7

Identification des processus à l'aide d'un réseau de neurones

Un réseau de neurones est un système d'apprentissage informatique qui utilise un réseau de fonctions pour comprendre et traduire une entrée de données en une sortie souhaitée. Le concept de réseau neuronal artificiel s'inspire de la biologie et de la façon dont les neurones du cerveau humain fonctionnent.

7.1 Fonctionnement basique d'un réseau de neurones

Je décrirai dans cette section les réseaux de neurones entièrement connectés, qui sont ceux que nous utiliserons dans notre analyse. Ceux-ci sont constitués de plusieurs couches de nœuds, une couche d'entrée, une ou de multiples couches intermédiaires, également appelées couches cachées et une couche de sortie. Les réseaux de neurones qui sont constitués de plus de trois couches sont appelés des réseaux neuronaux profonds (DNN). Chaque nœud, ou de façon équivalente chaque neurone artificiel se connecte à un ou plusieurs autres.

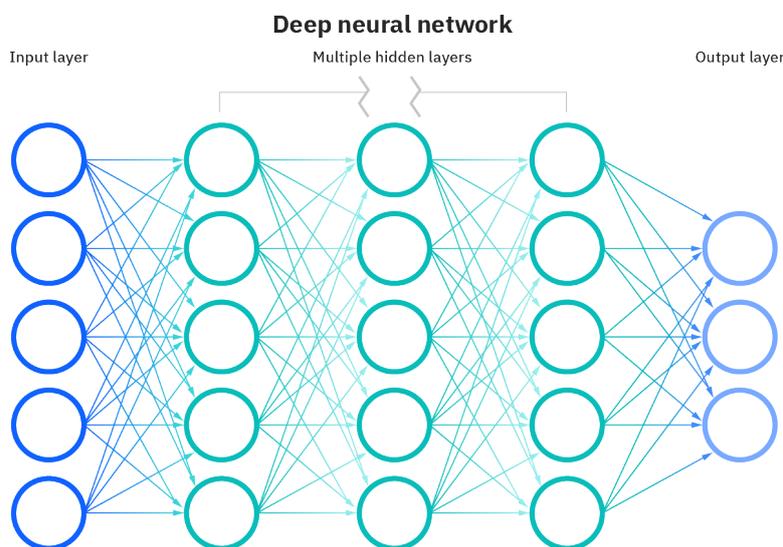


FIGURE 7.1 – Schéma d'un réseau de neurones.[18]

Les neurones artificiels de la couche d'entrée prennent une valeur qui dépend des données qu'ils

reçoivent. La propagation à la couche suivante est faite d'après l'équation

$$n_i = \sum_j w_{ij}x_j + b_j \quad (7.1)$$

la valeur du i ème neurone artificiel d'une couche donnée est obtenue par la combinaison linéaire des neurones de la couche précédente. La matrice w_{ij} contient les poids qui sont assignés à chaque "lien" entre deux neurones artificiels. Les poids permettent d'accorder plus d'importance à certains neurones artificiels. En effet, les noeuds ayant un poids plus élevés contribueront d'avantage dans le calcul de la valeur du noeud suivant. Dans cette formule, x_j représente la valeur du j ème noeud de la couche précédente. Un biais b est également introduit dans la combinaison linéaire.

Une fois que la valeur d'un neurone artificiel de la couche n a été calculée, on lui applique une fonction d'activation. Cette fonction agit essentiellement comme un seuil que la valeur du neurone artificiel doit atteindre pour pouvoir transmettre son information à la couche suivante. Le biais permet donc de faire varier le seuil d'activation des neurones artificiels en ajoutant une constante à leur valeur. La valeur du neurone est donc calculée de la façon suivante :

$$n_i = f\left(\sum_j w_{ij}x_j + b_j\right) \quad (7.2)$$

où la fonction f est la fonction d'activation choisie.

Lors de l'entraînement, il faudra définir une quantité qui permettra de déterminer l'exactitude de la classification faite par le réseau de neurones. Cette quantité sera appelée la fonction de perte (loss function). La fonction de perte détermine l'erreur du réseau de neurones en comparant les sorties de celui-ci par rapport aux sorties désirées. Ceci implique que les données reçues par le réseau de neurones doivent porter un label, c'est ce que l'on appelle l'entraînement supervisé. Afin de diminuer les erreurs du réseau de neurones, nous cherchons à minimiser la fonction de perte au cours de l'entraînement. Généralement, cette minimisation se fait par la méthode de la descente du gradient (ou une méthode basée sur celle-ci). Cela va permettre d'ajuster les poids des neurones de la couche de sortie. Les erreurs des neurones artificiels de la dernière couche intermédiaire sont ensuite calculées et minimisées suivant la même méthode, ceci permettant d'ajuster leur poids. Cette méthode est répétée couche par couche jusqu'à la couche d'entrée. C'est ce que l'on appelle la rétropropagation. Ce processus est itératif, il faut que le réseau de neurone classe les mêmes données plusieurs fois afin d'optimiser son exactitude. L'entraînement peut-être considéré comme terminé lorsque le taux d'erreur ne diminue plus.

7.2 Sélection des événements et prétraitement des données.

Dans un souci de cohérence, les critères de sélection des événements et des particules sont les mêmes que ceux utilisés dans le chapitre précédent à l'exception près que les événements pour lesquels des leptons τ se trouvent parmi les produits de désintégration du boson scalaire seront inclus dans l'analyse. La sélection est détaillée dans la section 6.1 mais nous en faisons un bref rappel. Les événements comportant moins de deux jets sont également rejetés. Quant aux critères s'appliquant aux particules, ils sont les suivants :

- Les particules qui sont contenues dans les jets dominants sont rejetées avec la condition

$$\Delta R(jet, particule) > 0.4$$

- Les produits de la désintégration du boson scalaire sont rejetés.
- Les particules sélectionnées doivent avoir une quantité de mouvement transverse supérieure à 200 MeV.
- La pseudo-rapacité des particules sélectionnées doit être comprise entre -5.2 et 5.2.

Cette sélection permettra au réseau neuronal de s'ajuster en fonction des particules des événements sous-jacent.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les variables cinématique basiques telles que l'impulsion transverse ou la pseudo-rapacité des particules provenant des événements sous-jacents n'ont pas un grand pouvoir discriminant lorsque leurs distributions sont regardées individuellement. Dans ce chapitre, nous allons voir si la combinaison de ces variables dans un réseau de neurones permet d'extraire un pouvoir de discrimination plus important. Nous avons choisi d'ajouter les variables ϕ et $m_{particules}$ car elles permettent de compléter le quadrivecteur énergie-impulsion des particules.

Dans le chapitre précédent, les distributions de la masse des particules ainsi que de leur angle azimuthal n'ont pas été discutées. Ceci est dû au fait que l'on ne s'attend pas à un grand pouvoir discriminant pour ces variables. Pour la fusion de bosons vecteurs comme pour la fusion de gluons, la plupart des particules de l'état final sont des pions. La distribution de l'angle azimuthal est uniforme pour les deux processus mais des corrélations pourraient exister entre plusieurs particules.

Dans tous les événements sélectionnés, les particules sont classées par ordre décroissant de quantité de mouvement transverse. Seules les données des 100 premières particules de ce classement seront injectées dans le réseau neuronal.

L'ensemble des échantillons de simulation du run 2 décrits dans le tableau 5.1 sont utilisés. Cela correspond à un total de 22 098 000 événements. Cet ensemble est divisé en 3 sous-ensembles d'événements : le plus grand comportera 70% du nombre total d'événements sera dédié à l'entraînement du réseau neuronal. Les données d'entraînement sont les seules qui seront utilisées par le réseau neuronal pour modifier la valeur des poids.

Une fois que le réseau neuronal a modifié ses paramètres après avoir traité tous les événements de l'ensemble dédié à l'entraînement, on le met à l'épreuve grâce à l'ensemble de validation. Ce dernier contiendra 15% du jeu de données initial. Son rôle sera d'éviter le sur-entraînement en faisant voir au réseau neuronal un échantillon qu'il n'a pas vu lors de sa phase d'entraînement. Cet ensemble fournit donc un test non biaisé du réseau ajusté à l'ensemble de données d'entraînement. À chaque itération de l'entraînement, le réseau de neurones voit les événements des ensembles d'entraînement et de validation. Les 15% restant de la base d'échantillons initiale seront utilisés pour former un ensemble de test dont l'utilité sera de fournir une évaluation non-biaisée finale du modèle ajusté.

7.3 Architecture et paramètres de notre modèle

Il vaut mieux garder un réseau de neurones dont l'architecture est simple. De façon générale, quelques couches sont suffisantes pour obtenir des résultats. Nous n'utiliserons que trois types de couches différentes :

1. Des couches de neurones entièrement connectées. Comme leur nom l'indique, les neurones artificiels des couches entièrement connectées sont connectés à chaque neurone artificiel de la couche précédente et de la couche suivante. Ces couches sont les couches de base d'un réseau de neurone et ne permettent d'élaborer que des modèles relativement basiques.
2. Des couches de régularisation. Les couches de régularisation modifient l'algorithme du réseau de neurone de façon à permettre une meilleure adaptation à de nouvelles données. Elles sont utilisées pour éviter le sur-entraînement.
3. Des couches de normalisation. Ces couches normalisent la valeur des neurones artificiels en leur appliquant une transformation qui a pour conséquence de maintenir la moyenne des valeurs des neurones artificiels proche de 0 et leur déviation standard proche de 1. Les transformations effectuées sont différentes lors de l'entraînement et lors d'un essai sur des nouvelles données. Pendant l'entraînement, cette couche normalise ses sorties en utilisant la moyenne ainsi que la déviation standard de la valeur des neurones artificiels. Lorsque l'on donne des nouvelles données au réseau neuronal, la couche de normalisation utilise une moyenne mobile des moyennes et des déviations standard des valeurs des neurones qui ont été vues lors de la phase d'entraînement.

En empêchant le réseau de neurones de devoir traiter des grands nombres, les couches de nor-

malisation ont pour effet de stabiliser l’entraînement ainsi que de diminuer le nombre d’itération nécessaires à compléter l’entraînement.

Nous utiliserons deux fonction d’activations dans notre modèle :

1. La fonction “unité linéaire rectifiée” (ReLU) dont la définition est

$$f(x) = \max(0, x), \quad \forall x \in \mathbb{R}$$

Bien que cette fonction ne soit pas continuellement différentiable, elle est très courante dans les réseaux de neurones car elle est très simple à calculer. De plus, si l’on fait abstraction du point $x = 0$, sa dérivée se calcule également très facilement. Ceci permet de rendre la rétropropagation plus rapide. Le prix à payer pour ce gain de temps de calcul est que lorsque l’entrée est négative, la dérivée de la fonction ReLU est nulle, ceci pouvant nuire à la rétropropagation.

2. La fonction “softmax”. Cette fonction prends ses valeurs dans l’ensemble des vecteurs réels de dimension K et est à valeurs dans $[0, 1]^K$. Elle est définie par ses composantes de la façon suivante

$$\sigma(\mathbf{z})_i = \frac{e^{z_i}}{\sum_{j=1}^K e^{z_j}} \quad \text{for } i = 1, \dots, K \text{ and } \mathbf{z} = (z_1, \dots, z_K) \in \mathbb{R}^K.$$

Cette fonction transforme un vecteur de K nombre réels en un vecteur de K valeurs comprises entre 0 et 1 de sorte que

$$\sum_i^K \sigma(\mathbf{z})_i = 1$$

Les valeurs de sortie de cette fonction peuvent donc être interprétées comme des probabilités.

La méthode de régularisation que nous utiliserons est la méthode “dropout”. Celle-ci consiste en la désactivation aléatoire de certains neurones du réseau. La probabilité de désactivation des neurones artificiels est déterminée par le créateur du réseau. Dans notre réseau, cette probabilité sera fixée à 1%.

L’architecture de notre modèle est illustrée par la figure 7.2. La couche d’entrée de notre modèle est une couche entièrement connectée qui comporte 32 noeuds. La fonction d’activation de cette couche sera la fonction ReLU et les poids initiaux seront attribués par l’initialiseur “glorot_normal” parfois appelé initialiseur normal de Xavier. D’après la documentation de *Tensorflow* [12], cet initialiseur tire des nombres suivant une distribution normale tronquée centrée sur 0 avec une déviation standard

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{fan_{in} + fan_{out}}}$$

où fan_{in} est le nombre d’unités d’entrée dans le tenseur des poids et fan_{out} est le nombre d’unités de sortie dans le tenseur des poids.

Quant aux couches intermédiaires, elles sont constituées d’une couche entièrement connectée qui comporte également 32 noeuds et qui est activée par la fonction ReLU. Les sorties de cette couche sont normalisées par une couche de normalisation. Celle-ci comporte le même nombre de noeuds que la couche entièrement connectée qui la précède puisque son rôle est d’en normaliser les valeurs. Après la normalisation, une couche de dropout est appliquée afin de désactiver aléatoirement certains neurones de la couche entièrement connectée. Ce schéma est répété une seconde fois presque à l’identique, il n’y a plus 32 noeuds dans chaque couche mais 8. Dans les couches intermédiaires, le biais qui est ajouté à la valeur des noeuds lors de leur calcul est initialisée à 1.

La couche de sortie est constituée de 2 noeuds et est activée par la fonction softmax, ceci permettant que la sortie du réseau de neurone soit deux nombres, chacun correspondant à la probabilité qu’a un événement d’appartenir à la catégorie de la fusion de bosons vecteurs massifs ou à la fusion de gluons.

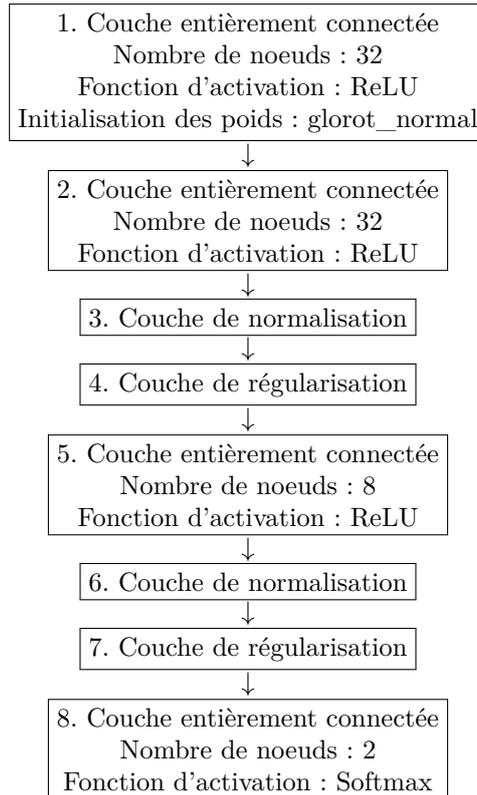


FIGURE 7.2 – Schéma de l’architecture du réseau de neurone utilisé pour l’analyse

7.4 Entraînement du réseau

Au delà du modèle, divers paramètres influent sur l’apprentissage du réseau neuronal. Ces paramètres sont les suivants.

- La fonction de perte. Celle que nous utiliserons est nommée “categorical_crossentropy”. Elle permet de quantifier les erreurs entre la sortie du réseau neuronal et la valeur attendue de la façon suivante

$$Perte = - \sum_{i=1}^{\text{nombre de catégories}} v_i \log p_i$$

où v_i représente le vrai label de la i ème classe et p_i est la probabilité obtenue par le réseau neuronal d’appartenir à la i ème classe.

- L’optimisateur utilisé pour minimiser la fonction de perte. Nous utiliserons l’optimisation “Adam”. C’est une méthode de descente de gradient stochastique qui repose sur l’estimation adaptative des moments d’ordre 1 et 2. Elle est décrite en détail dans la référence [22]
- Le taux d’apprentissage. C’est un paramètre qui contrôle la mesure dans laquelle le modèle doit être modifié par rapport à l’erreur estimée chaque fois que les poids du modèle sont modifiés. Le choix du taux d’apprentissage est un compromis, car une valeur trop petite peut entraîner un long processus d’apprentissage voir un apprentissage qui ne converge pas, tandis qu’une valeur trop grande peut entraîner l’apprentissage trop rapide d’un ensemble de poids ou un processus d’apprentissage instable.

Comme nous l’avons déjà mentionné précédemment, l’entraînement est un processus itératif. Le nombre de fois que les ensembles de données d’entraînement et de validation vont être traités par le réseau de neurone est également un paramètre déterminant pour la qualité de son ajustement. Généralement, trop peu d’itération ne permettent pas au réseau neuronal d’avoir un ajustement optimal alors que trop d’itérations causent un sur-entraînement. Ce nombre d’itération est souvent nommé “epoch”.

Après plusieurs essais, nous avons constaté que 10 epochs étaient suffisantes pour un ajustement optimal de notre réseau de neurones.

Les figures 7.3 et 7.4 illustrent respectivement l'exactitude et la valeur prise par la fonction de perte à chaque epoch. L'exactitude est déterminée en regardant la proportion d'événements classés correctement. Le calcul de la fonction de perte a été détaillé précédemment.

La figure 7.3 montre que l'exactitude du réseau neuronal atteint les 87%. De plus, au niveau de la dixième epoch, l'exactitude du réseau diminue sur l'ensemble de validation. C'est le signal indiquant que plus d'epochs sont inutiles sinon il y aurait un sur-entraînement. La figure 7.4 illustre quant à elle la diminution de la fonction de perte avec le nombre d'epochs.

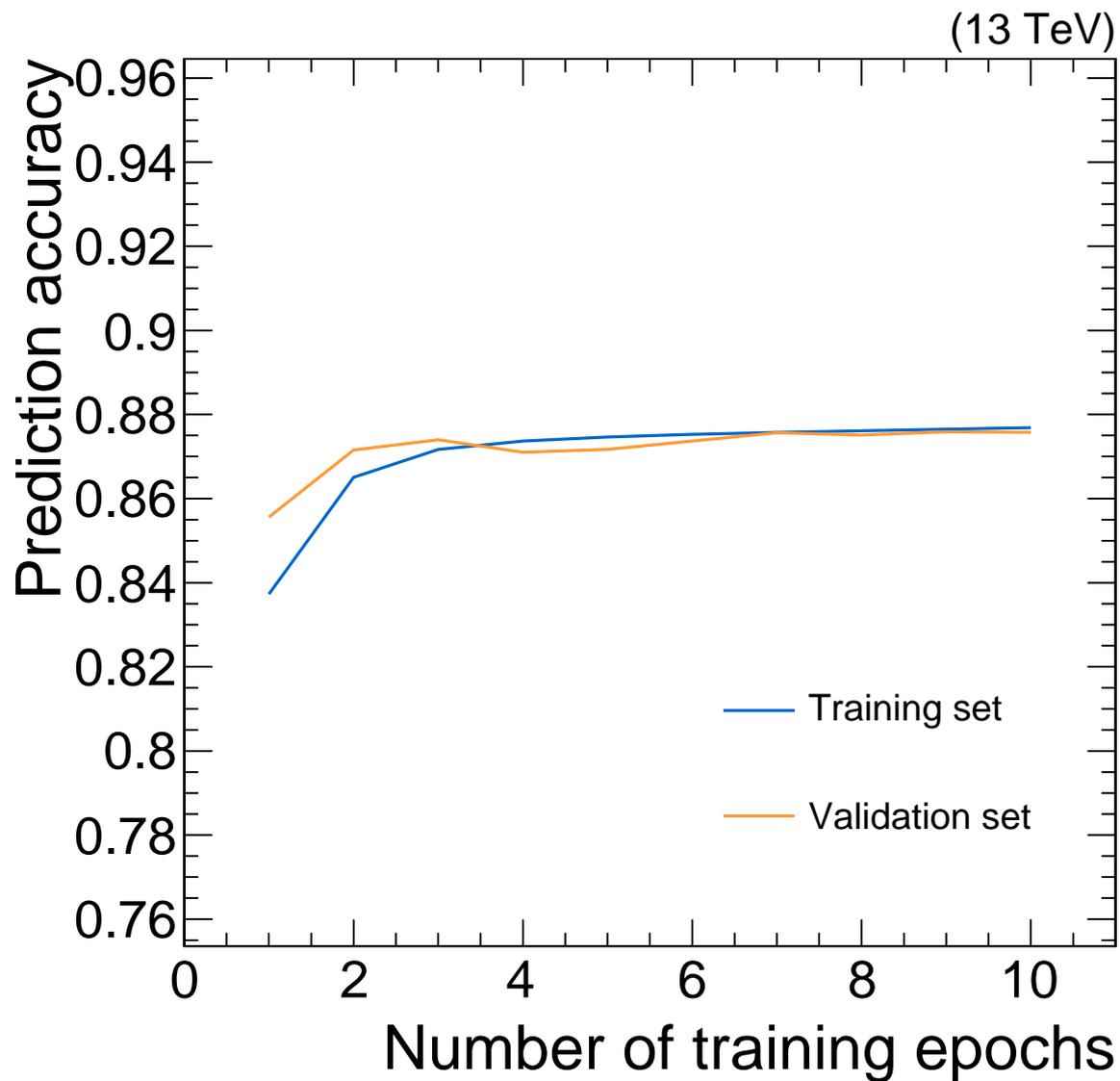


FIGURE 7.3 – Exactitude en fonction du nombre d'epochs

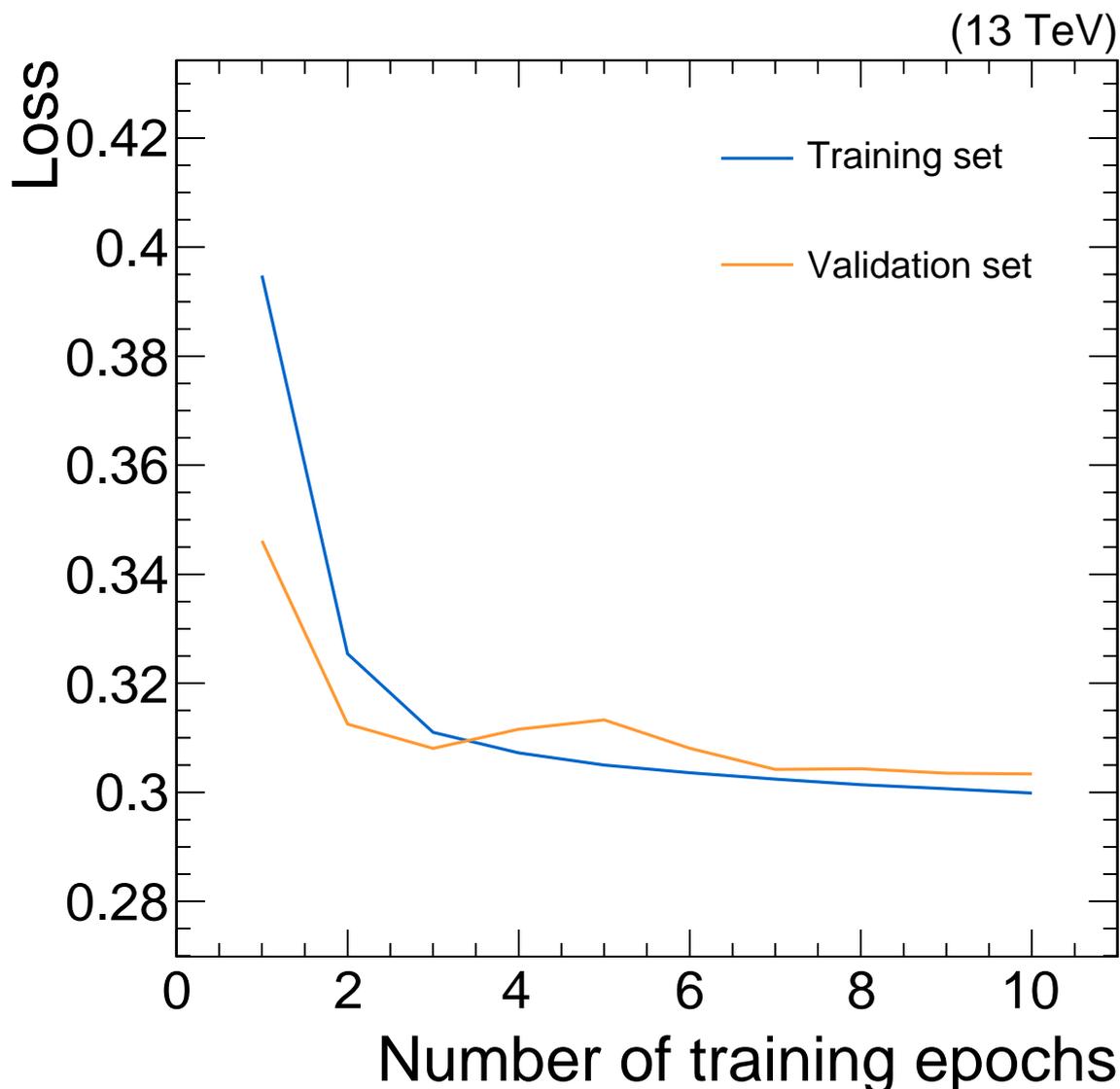


FIGURE 7.4 – Valeur de la fonction de perte en fonction du nombre d’epochs

7.5 Classement des événements par le réseau neuronal

Comme expliqué précédemment, pour chaque événement, le réseau de neurones renvoie deux valeurs. La première valeur sera nommée $score_0$ et correspondra à la probabilité qu’a un événement d’appartenir à la catégorie des événements de fusion de gluons. La seconde valeur nommée $score_1$ correspond à la probabilité d’un événement d’appartenir à la catégorie d’événement de fusion de bosons vecteurs. La figures 7.5 illustre les distributions de cette valeur. Pour chaque événement, cette valeur est liée au $score_1$ par l’équation

$$score_0 + score_1 = 1$$

Les deux distributions doivent donc être symétriques. Comme notre étude est réalisée sur base de simulations, nous pouvons différencier de façon exacte les processus de VBF et de ggH. Les distributions du $score_0$ et donc par symétrie, celles du $score_1$ sont très différentes pour les deux processus. Beaucoup de processus de VBF sont identifiés correctement par le réseau de neurones alors que très peu sont identifiées comme des processus ggH. Quant aux processus ggH, le réseau de neurones est moins performant pour les identifier. Malgré cela, cette technique présente un bon pouvoir de discrimination.

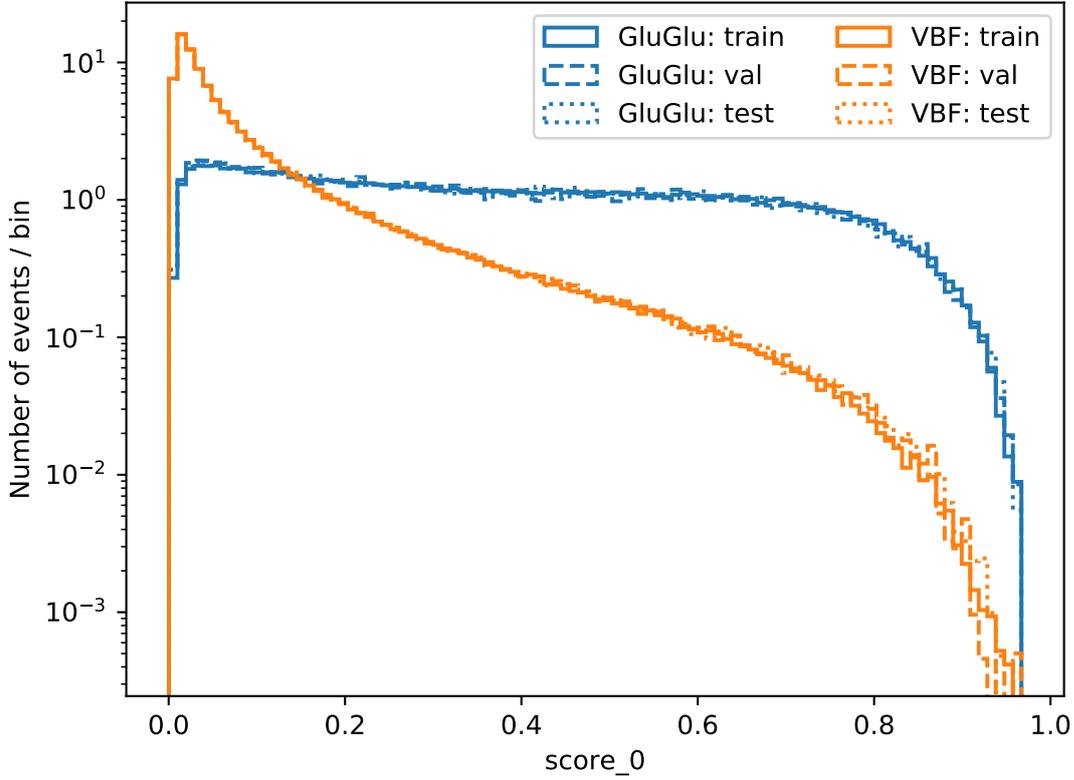


FIGURE 7.5 – Distribution de la probabilité qu’un événement soit identifié comme un processus de fusion de gluons.

Même si un pouvoir discriminant peut être extrait des variables cinématiques des particules de l’événement sous-jacent, la classification n’est pas parfaite et des événements ggH contamineront encore les échantillons identifiés comme VBF. Nous pouvons évaluer l’efficacité de notre méthode de classement grâce à la “fonction d’efficacité du récepteur ” souvent appelée courbe ROC. Les points de cette courbes sont obtenus par l’intégrale suivante

$$(F(x), G(x)) = \left(\frac{\int_x^1 f(s)ds}{\int_0^1 f(s)ds}, \frac{\int_x^1 g(s)ds}{\int_0^1 g(s)ds} \right)$$

Il suffit de scanner les valeurs de $x \in [0, 1]$ pour obtenir la courbe ROC. La fonction $f(x)$ représente la densité de probabilité des événements VBF (la distribution orange de la figure 7.5) et la fonction $g(x)$ correspond à la densité de probabilité des événements ggH (la distribution bleue de la figure 7.5). La figure 7.6 illustre les courbes ROC calculées à partir du $score_0$ (courbe bleue, correspondant au processus ggH) et du $score_1$ (courbe orange, correspondant au processus VBF).

Nous voyons que pour environ 60% d’événements VBF correctement identifiés par le réseau de neurone, il n’y a qu’environ 10% d’événements ggH qui sont identifiés comme des événements VBF. L’analyse multivariée permet donc bien d’extraire un pouvoir discriminant des variables cinématiques des particules liées aux événements sous-jacent.

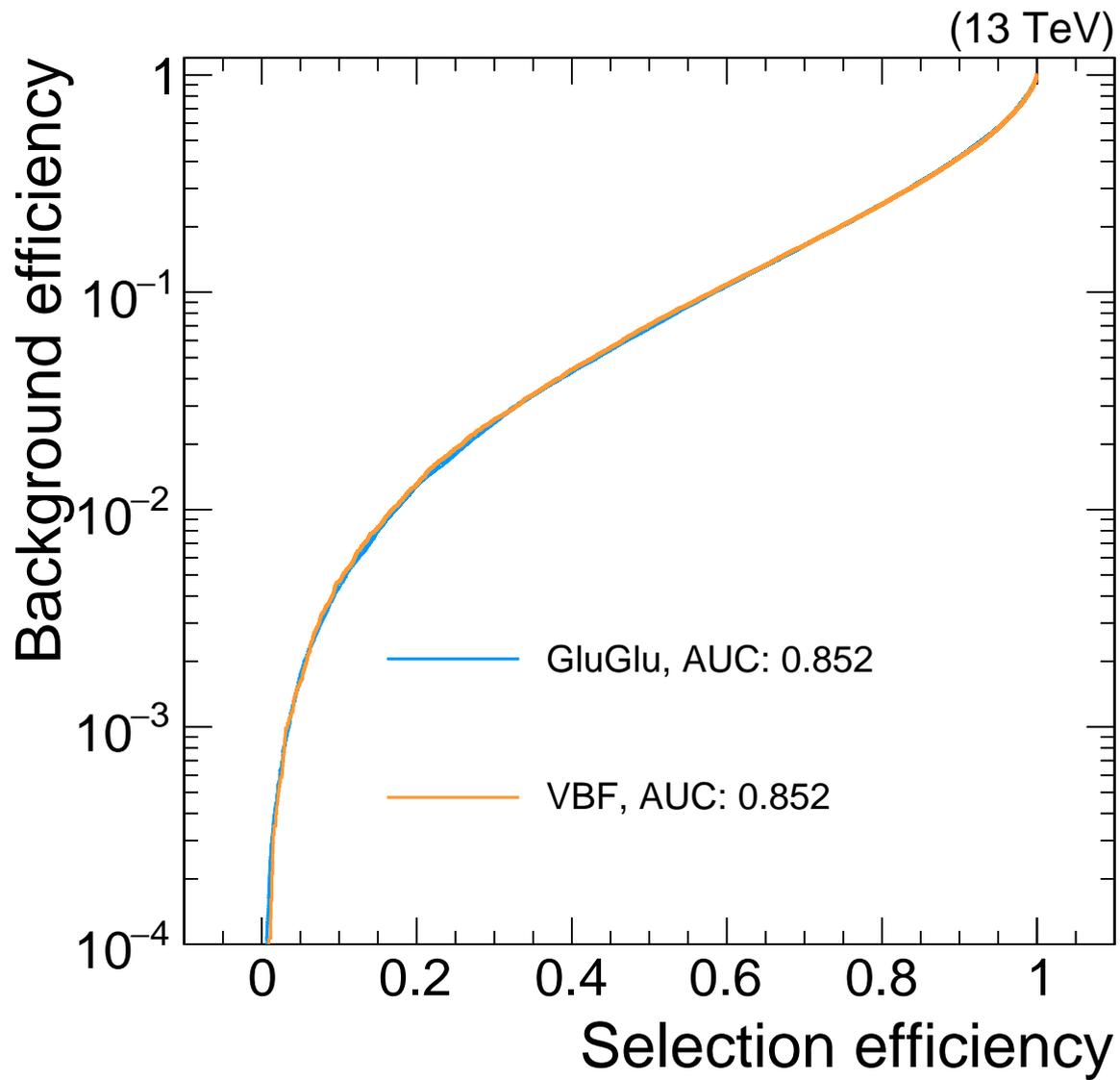


FIGURE 7.6 – Courbe ROC qui illustre l'efficacité de rejet du bruit en fonction de l'efficacité de l'identification du processus.

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

Dans la section 6.2.1, nous avons vu que comme attendu, les variables cinématiques des jets sont différentes pour les processus VBF et ggH et peuvent être utilisées pour les identifier. Cependant, dans ce mémoire, nous avons voulu étudier ce que l'événement sous-jacent apporte pour séparer ces deux processus.

La section 6.2.2 montre que lorsqu'elles sont regardées individuellement, les variables cinématiques des particules liée aux événements sous-jacents n'ont pas un grand pouvoir de discrimination. Par contre, les résultats obtenus au chapitre 7 montrent qu'une fois combinées dans un réseau de neurones, les variables cinématiques permettant de reconstruire la quadri-impulsion des particules issues de l'événement sous-jacent offrent un bon pouvoir de discrimination entre la fusion de bosons vecteurs massifs et la fusion de gluons. Sur base de la courbe ROC présentée à la figure 7.6, l'efficacité de sélection des événements VBF est de 60% tandis qu'elle n'est que de 10% pour les événements dûs au processus ggH.

Pour continuer ce travail, nous pourrions commencer par appliquer notre méthode d'identification au niveau reconstruit dans le but de prendre en compte les effets du détecteur et de l'empilement des collisions. Ensuite, nous pourrions quantifier l'amélioration de l'identification des processus VBF et ggH via l'analyse multivariée par rapport aux méthodes d'analyse basées uniquement sur des sélections de discriminants cinématiques. Une troisième étape serait d'essayer d'améliorer les performances du réseau de neurones en le complexifiant. Par exemple, nous pourrions envisager d'utiliser des réseaux de neurones convolutifs ou des réseaux de neurones récurrents.

Nous nous sommes concentrés sur les événements qui avaient deux jets dominants, pour lesquels les variables cinématiques des jets sont de bonnes variables discriminantes. Dans la littérature, on remarque que les événements à un seul jet reconstruit sont aussi utilisés pour étudier le processus VBF. Nous pourrions voir si l'événement sous-jacent apporte quelque chose pour cette catégorie d'événements.

Bibliographie

- [1] S. ALIOLI et al. « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX ». In : *JHEP* 06 (2010), p. 043. DOI : 10.1007/JHEP06(2010)043. arXiv : 1002.2581 [hep-ph].
- [2] M. CARENA et al. *Status of Higgs Boson Physics*. URL : <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-higgs-boson.pdf>.
- [3] CMS COLLABORATION. *Detector*. URL : <https://cms.cern/detector>.
- [4] The CMS COLLABORATION. « A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery ». In : *Nature* 607.60–68 (2022). DOI : <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04892-x>.
- [5] The CMS COLLABORATION. « Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *The European Physical Journal C* 79.421 (2019). DOI : <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6909-y>.
- [6] The CMS COLLABORATION. « Electroweak production of two jets in association with a Z boson in proton-proton collision at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *The European Physical Journal C* 78.589 (2018). DOI : <https://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6049-9>.
- [7] The CMS COLLABORATION. « Extraction and validation of a new set of CMS *PYTHIA8* tunes from underlying-events measurements ». In : *The European Physical Journal C* 80.4 (2020). DOI : <https://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7499-4>.
- [8] The CMS COLLABORATION. « Measurements of production cross sections of the Higgs boson in the four-lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 81.488 (2021). DOI : <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09200-x>.
- [9] The CMS COLLABORATION. « Measurements of properties of the Higgs boson in the four-lepton final state at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : (2018). DOI : <https://cds.cern.ch/record/2621419/files/HIG-18-001-pas.pdf>.
- [10] The CMS COLLABORATION. « The CMS experiment at the CERN LHC ». In : *JINST* 3.S08004 (2008). DOI : <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>.
- [11] Hugo DELANNOY. « Search for a heavy scalar boson in the $ZZ \rightarrow 2l2\nu$ channel with the CMS experiment at the LHC using 2016 data at 13 TeV ». Thèse de doct. Université Libre de Bruxelles, 2018-2019.
- [12] Tensorflow DOCUMENTATION. *tf.keras.initializers.GlorotNormal*. URL : https://www.tensorflow.org/api_docs/python/tf/keras/initializers/GlorotNormal.
- [13] L. FAVART. *PHYS-F477 : Physique des interactions fortes*. URL : <https://www.iihe.ac.be/~lfavart/cours/Notes-PHYS-F477-202021-v2.pdf>.
- [14] S. FRIXIONE, P. NASON et C. OLEARI. « Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method ». In : *JHEP* 11 (2007), p. 070. DOI : 10.1088/1126-6708/2007/11/070. arXiv : 0709.2092 [hep-ph].
- [15] Ian GOODFELLOW. *Deep Learning*. URL : <https://www.deeplearningbook.org>.
- [16] LHC Higgs Cross Section Working GROUP. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties : Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group*. URL : <https://cds.cern.ch/record/1559921#>.

- [17] LHC Higgs Working GROUP. *Latest plots*. URL : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWG#Latest_plots.
- [18] IBM. *What are neural networks ?* URL : <https://www.ibm.com/cloud/learn/neural-networks>.
- [19] F. KRAUSS et al. *Monte Carlo Particle Numbering Scheme*. URL : <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-monte-carlo-numbering.pdf>.
- [20] P. NASON. « A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms ». In : *JHEP* 11 (2004), p. 040. DOI : 10.1088/1126-6708/2004/11/040. arXiv : hep-ph/0409146.
- [21] Izaak NEUTELINGS. *CMS coordinate system*. URL : https://tikz.net/axis3d_cms/.
- [22] Diederik P. et Jimmy Ba KINGMA. « Adam : A Method for Stochastic Optimization ». In : (2015). DOI : <https://doi.org/10.48550/arXiv.1412.6980>.
- [23] F. SCHISSLER et D. ZEPPENFELD. « Parton shower effects on W and Z production via vector boson fusion at NLO QCD ». In : *Journal of High Energy Physics* 2013.57 (2013). DOI : [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2013\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)057).
- [24] T. SJÖSTRAND et al. « An introduction to PYTHIA 8.2 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), p. 159-177. DOI : 10.1016/j.cpc.2015.01.024. arXiv : 1410.3012 [hep-ph].
- [25] Aston ZHANG et al. *Dive into Deep Learning*. URL : <https://d2l.ai/index.html>.