



UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

RAPPORT DE STAGE DE MASTER 2

---

# Étude sur la mesure de la constante de couplage $g_{HWW}$ dans le cadre de l'expérience ILC à 250 GeV

---

*Stagiaire :* M. Nicolas CHADEAU  
Promotion 2021

*Responsable de M2 :* M. Imad LAKTINEH

*Encadrant :* M. Imad LAKTINEH

*Membres de l'équipe :* M. Guillaume

GARILLOT

M. Géraud GRENIER

29 mars 2021 — 29 Juillet 2021



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction : La physique des particules, les collisionneurs leptoniques et les mesures de précision</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Aspects théoriques de la mesure de la constante de couplage <math>g_{HWW}</math></b>	<b>6</b>
2.1	Le Modèle Standard de la physique des particules et résultats des théories effectives . . . .	6
2.2	Le signal et son bruit de fond . . . . .	7
2.3	Polarisation des faisceaux . . . . .	9
2.4	Méthode de mesure de la constant de couplage $g_{HWW}$ . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Études préliminaires et analyse des données</b>	<b>12</b>
3.1	Présélections . . . . .	12
3.2	Sélections finales . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>18</b>



# Chapitre 1

## Introduction : La physique des particules, les collisionneurs leptoniques et les mesures de précision

Le monde qui nous entoure est constitué de 2 types de particules. Les fermions, qui ont un moment cinétique intrinsèque, nommé spin, demi entier et les bosons, qui ont un spin entier. La physique des particules a pour objectif de décrire et catégoriser ces particules ainsi que de comprendre leurs interactions. Certaines de ces particules constituent la matière, tel que les électrons et les quarks up et down, formant les protons et les neutrons des noyaux atomiques. D'autres particules, plus massives peuvent être observées lorsqu'il y a suffisamment d'énergie en jeu. Pour créer ces particules on collisionne des protons ou des électrons.

Il existe 2 familles de collisionneurs :

- Les collisionneurs hadroniques :

Ils font partie des meilleurs outils afin de découvrir et faire des premières mesures de nouvelles particules. Ils ont cependant un défaut majeur. En effet, les hadrons, dans notre cas les protons et les anti-protons, ne sont pas des particules élémentaires mais des particules composées de quarks et de gluons, ce qui implique que lors d'une collision entre 2 hadrons seul quelques composés interagissent avec des énergies moindres. De plus les quarks interagissant sont inconnus avant la reconstruction des événements.

- Les collisionneurs leptoniques :

Ils font partie des outils de mesure de précision. L'avantage en comparaison des collisionneurs hadroniques, c'est que les leptons, ici les électrons et les positrons, sont des particules élémentaires. Ce qui implique que l'énergie de collision est très bien contrôlée. De plus les interactions entre les leptons dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules sont très bien connues, ce qui donne des prédictions très précises. Ceci permet de détecter et quantifier toute déviation par rapport à la théorie.

En 2012 le LHC (Large Hadron Collider), un collisionneur hadronique, a mis en évidence l'existence d'une particule prédite dans les années 60. Cette particule, nommée boson de Higgs a été la preuve d'un mécanisme permettant d'unifier 2 des 4 interactions fondamentales, à savoir l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Ce mécanisme et donc cette nouvelle particule ont permis d'expliquer la masse des particules, mais également certaines observations qui ne concordaient pas avec les prédictions des théories de l'époque.

Malgré cela il reste de nombreuses zones d'ombres. En effet, le Modèle Standard n'explique pas la masse des neutrinos. Il ne donne pas non plus de candidat pour la matière noire. Du fait de la limite inférieure de 1 TeV imposée par le LHC sur la masse d'une nouvelle particule et de l'incapacité actuelle de construire un collisionneur hadronique atteignant des énergies aussi importantes, il est plus que préconisé d'étudier avec précision les paramètres actuels du Modèle Standard.

L'étude de la constante de couplage du boson de Higgs au boson W,  $g_{HWW}$ , dans le cadre de l'expérience ILC (International Linear Collider) est donc un sujet d'étude pertinent. De plus le fait qu'il existe différents projets de futurs collisionneur leptoniques autres que l'ILC, comme CEPC ou FCC-ee, rend ce genre d'étude d'autant plus crucial afin de déterminer quel projet est le plus amène de permettre une découverte.

# Chapitre 2

## Aspects théoriques de la mesure de la constante de couplage $g_{HWW}$

### 2.1 Le Modèle Standard de la physique des particules et résultats des théories effectives

Le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie actuelle la plus aboutie permettant de décrire le monde qui nous entoure. Cette théorie se base sur des symétries observées lors d'expériences. Elle permet d'expliquer de manière élégante 3 des 4 interactions fondamentales :

- L'interaction électromagnétique : régissant le comportement des particules chargées avec comme boson vecteur associé le photon.
- L'interaction faible : régissant entre autre les désintégrations radioactives avec comme bosons vecteurs, les 2 bosons W qui sont chargés et le boson Z qui est neutre.
- L'interaction forte : régissant la cohésion des quarks dans les hadrons avec comme bosons vecteurs les 8 gluons.

Le mécanisme permettant d'unifier l'interaction électromagnétique et l'interaction faible, appelé mécanisme de Brout-Englert-Higgs est, est un mécanisme basé sur la brisure spontanée de la symétrie électrofaible  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  (symétrie  $SU(2)$  gauche et  $U(1)$  hypercharge) pour donner la symétrie résiduelle électromagnétique  $U_{EM}(1)$ . Cette brisure spontanée de symétrie nécessite l'introduction d'un champ  $\Phi$  dont une légère perturbation induit cette brisure. Le boson de Goldstone induit par cette brisure spontanée est absorbée dans la définition des bosons de jauge (bosons vecteurs) impliqués.

On peut synthétiser cette idée dans le Lagrangien électrofaible :

$$\mathcal{L}_{EW} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

On exprime les différents termes comme :

- La dérivée covariante :  $D^\mu = \partial^\mu + ig' \frac{Y}{2} B^\mu + ig \frac{\sigma^I}{2} W^{I\mu}$
- Le potentiel de brisure de symétrie :  $V(\Phi^\dagger \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$
- Le champ de Higgs,  $h$ , apparaît après brisure :  $\Phi^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}}(0v + h)$ , avec  $v$  l'énergie moyenne du vide.

Après brisure spontanée de symétrie, développement du Lagrangien et recombinaison des bosons présents avant brisure on trouve qu'il y a 2 bosons chargés de même masse, un boson neutre massif et 1 boson neutre sans masse. Ce qui donne 2 bosons W, un boson Z et un photon. On en déduit en plus des couplages de ces bosons avec le boson de Higgs,  $h$ .

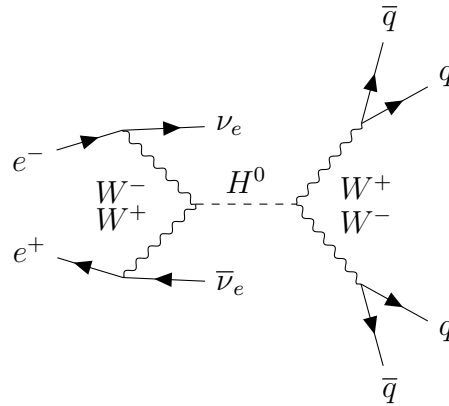
Dans notre cas, on s'intéresse à la constante de couplage présente devant le terme  $hW^{+\mu}W_\mu^-$ . Ici cette constante vaut :  $g_{HWW} = \frac{g^2 v}{2} = \frac{2m_W^2}{v} = g_W m_W$

Comme il a été dit dans l'introduction, bien que le Modèle Standard explique beaucoup de choses il reste cependant des zones d'incompréhension. Les théories effectives des champs nous permettraient de mesurer des déviations par rapport aux prédictions faites dans le cadre du Modèle Standard. En effet si on

considère une nouvelle particule de masse  $M$ , les constantes de couplage seront affectées par un facteur de déviation :  $F = a \frac{m_H}{M}$ , avec  $a$  une constante d'ordre 1 et  $m_H$  la masse du boson de Higgs. Si on considère une nouvelle particule scalaire on peut montrer que :  $g_{HWW} = \frac{2m_W}{v} (1 - \frac{1}{2} \frac{m_H}{M})$ . Si on suppose que cette nouvelle particule a en plus une masse de l'ordre de 1 TeV alors on peut s'attendre à une déviation de l'ordre de 1%. Ceci impose donc d'avoir une mesure de précision.

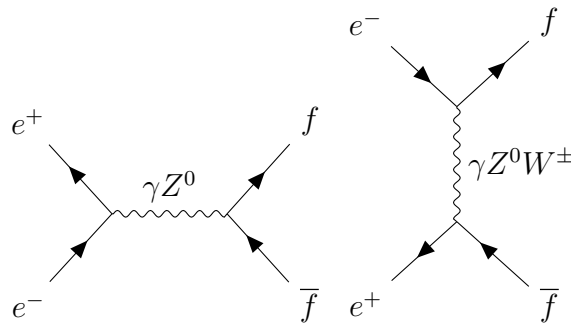
## 2.2 Le signal et son bruit de fond

Le canal qui vient en tête lorsque l'on souhaite étudier la constante de couplage  $g_{HWW}$  est le suivant :



La section efficace de ce processus est proportionnelle à  $g_{HWW}^4$ , ce qui en fait le canal de prédilection pour étudier cette constante de couplage. Cependant, puisque l'on effectue une étude basée sur des observables physiques, tel que l'énergie, l'impulsion transverse ou la masse invariante, il y a une grande importance du bruit de fond. Celui-ci se compose majoritairement d'un bruit de fond à 2 fermions et d'un bruit de fond à 4 fermions.

Le bruit de fond à 2 fermions est facilement caractérisable, il se compose de 2 processus, l'un en voie t et l'autre en voie s :



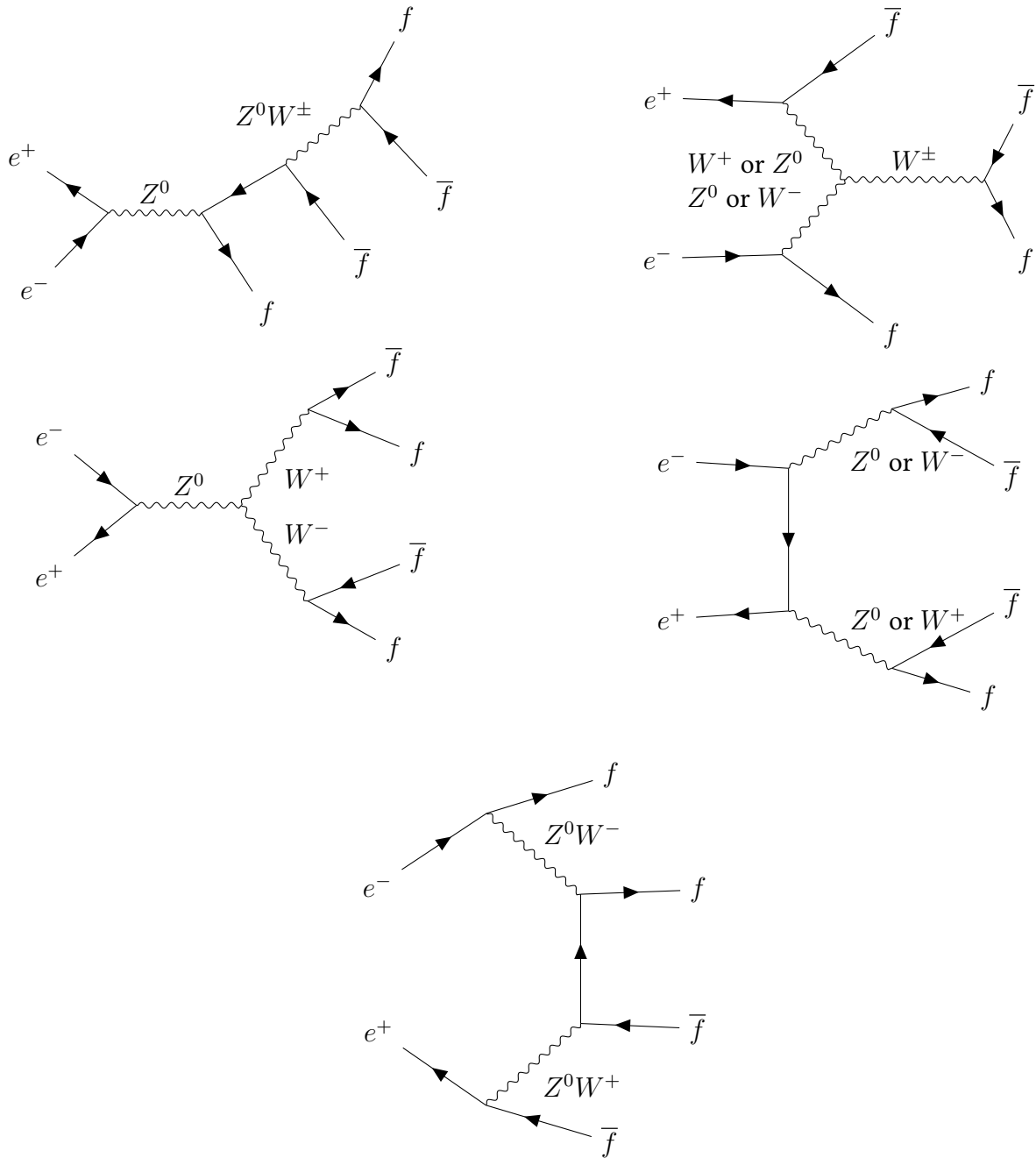
On pourrait également inclure le bruit de fond où le boson médiateur est le boson de Higgs, cependant comme le couplage de celui-ci est proportionnel à la masse de la particule auquel il se couple, on peut exclure ces diagrammes du bruit de fond vu que l'électron a une masse ridiculement petite.

En ce qui concerne le bruit de fond à 4 fermions, l'énumération est moins aisée. On peut cependant classer les processus d'interactions en 6 familles :

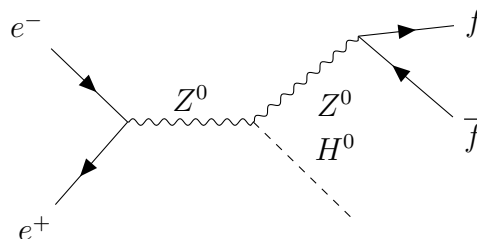
- single Z
- single W
- single Z or single W (si on ne peut pas distinguer les 2 processus avec leur état final)
- WW
- ZZ
- WW or ZZ (si on ne peut pas distinguer les 2 processus avec leur état final)

Les diagrammes associés sont les suivants :





Le dernier bruit de fond important est le Higgsstrahlung du boson Z :



En effet, lorsque le boson Z se désintègre en 2 neutrinos, ce qui arrive dans 20% des cas (le cas des neutrinos électroniques se produit donc dans 6,66% des cas), on obtient le même état final que notre processus avant la désintégration du boson de Higgs en 2 bosons W. Ce qui induit des interférences et un bruit de fond important dû à une section efficace plus grande.

## 2.3 Polarisation des faisceaux

La polarisation des faisceaux joue un rôle important dans la section efficace de production, dû au fait que certains processus ne sont possibles que pour des polarisation particulières. Dans notre cas cela est décisif, car un boson  $W$  ne peut se coupler qu'à un électron gauche ( $e_L$ ) ou un positron droit ( $e_R$ ). Il est donc crucial de bien connaître la polarisation des faisceaux pour pouvoir déterminer le nombre possible et surtout le type des interactions.

Dans le cadre de l'expérience ILC il existe 2 types de polarisation des faisceaux :

- (-80%, +30%), ce qui signifie que 80% des électrons ont une polarisation gauche de manière certaine et 30% des positrons ont une polarisation droite de manière certaine.
- (+80%, -30%), ce qui signifie que 80% des électrons ont une polarisation droite de manière certaine et 30% des positrons ont une polarisation gauche de manière certaine.

Les pourcentages restant se partagent les polarisations de manière égale.

Dans le premier cas cela implique que 90% des électrons ont une polarisation gauche, contre 10% avec une polarisation droite. Et 65% des positrons ont une polarisation droite, contre 35% avec une polarisation gauche. On en déduit donc que l'on peut décomposer la section efficace totale de la manière suivante :

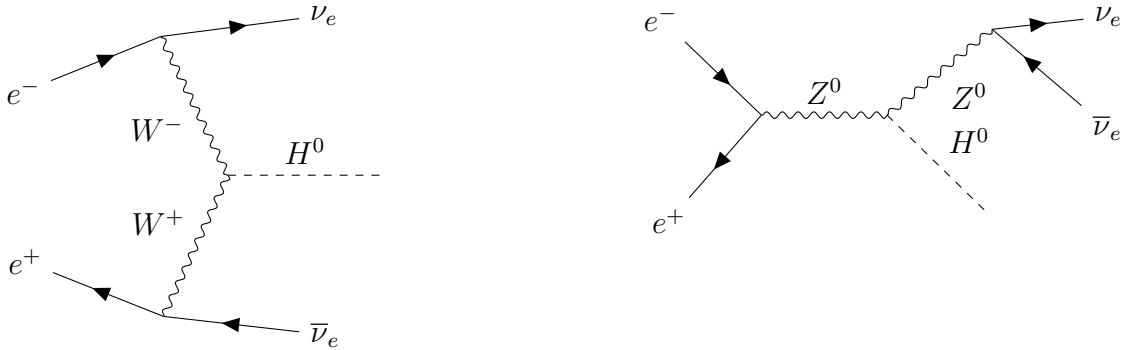
$$\sigma(-80\%, +30\%) = 0.315 * \sigma_{LL} + 0.585 * \sigma_{LR} + 0.035 * \sigma_{RL} + 0.065 * \sigma_{RR}$$

Dans le second cas il suffit d'invertir L et R, ce qui donne :

$$\sigma(+80\%, -30\%) = 0.315 * \sigma_{RR} + 0.585 * \sigma_{RL} + 0.035 * \sigma_{LR} + 0.065 * \sigma_{LL}$$

## 2.4 Méthode de mesure de la constant de couplage $g_{HWW}$

Comme on l'a vu plus haut, il existe un bruit de fond non négligeable produisant des interférences. Il faut donc dans ce cas prendre en compte sa contribution lorsque l'on cherche à remonter à la valeur de  $g_{HWW}$  et à son incertitude.



Dans cette configuration, l'élément de matrice du premier processus est proportionnelle à  $g_{HWW}$  et l'élément de matrice du second processus est proportionnel à  $g_{HZZ}$ . De plus le premier processus n'a lieu que lorsque l'électron a une polarisation gauche et le positron a une polarisation droite, alors que le second processus a lieu dans tous les cas lorsque les polarisations sont opposées. On en déduit donc les 2 équations suivantes :

- $e_L p_R : \sigma_{LR} = a_1 g_{HWW}^2 + a_2 g_{HZZ}^2 + a_3 g_{HWW} g_{HZZ}$
- $e_R p_L : \sigma_{RL} = a_4 g_{HZZ}^2$

Suite à ça le boson de Higgs se désintègre en 2 bosons  $W$  avec un rapport de branchement de la forme :  $Br = A g_{HWW}^2$ .

On peut alors envisager 2 cas de figure. Le premier consiste à considérer que les 2 constantes de couplage sont inconnues, le second consiste à considérer  $g_{HZZ}$  comme étant connu. On peut synthétiser cela de la manière suivante :

- Les 2 constantes sont inconnues :

$$\Lambda = \frac{\sigma_{RL} Br}{Aa_4} = (g_{HZZ}g_{WW})^2 \text{ et } g_{HWW}^4 + \left(\frac{a_3\sqrt{Aa_4\Lambda}}{a_1}\right)g_{HWW}^2 = \frac{\sigma_{LR}Br}{Aa_1} - \frac{Aa_4a_2\Lambda}{a_1}$$

- La constante  $g_{HZZ}$  est connue :

$$g_{HWW}^4 + \left(\frac{a_3g_{HZZ}}{a_1}\right)g_{HWW}^3 + \left(\frac{a_2g_{HZZ}^2}{a_1}\right)g_{HWW}^2 = \frac{\sigma_{LR}Br}{Aa_1} \text{ et } g_{HWW}^2 = \frac{\sigma_{RL}Br}{Aa_4g_{HZZ}^2}$$

Du fait des nombreuses études faites sur la mesure de la constante de couplage  $g_{HZZ}$  avec une incertitude relativement faible. Il a été décidé qu'il serait préférable de considérer la seconde méthode. Cette information couplée à l'étude des faisceaux vue plus haut, permet de déduire 2 équations d'ordre 4, une pour chaque type de polarisation, de la forme :

- Cas de la polarisation (-80%, +30%) :

$$g_{HWW}^4 + \left(\frac{a_3g_{HZZ}}{a_1}\right)g_{HWW}^3 + \left(\frac{a_2}{a_1} - \frac{0.035 * a_4}{0.585 * a_1}\right)g_{HZZ}^2g_{HWW}^2 = \frac{\sigma(-80\%, +30\%)}{0.585 * Aa_1}$$

- Cas de la polarisation (+80%, -30%) :

$$g_{HWW}^4 + \left(\frac{a_3g_{HZZ}}{a_1}\right)g_{HWW}^3 + \left(\frac{a_2}{a_1} - \frac{0.585 * a_4}{0.035 * a_1}\right)g_{HZZ}^2g_{HWW}^2 = \frac{\sigma(+80\%, -30\%)}{0.035 * Aa_1}$$



# Chapitre 3

## Études préliminaires et analyse des données

L'extraction et l'étude de la constante de couplage  $g_{HWW}$  se sont passées en 2 temps. Dans un premier temps on a défini des paramètres observables et mesurables grâce aux simulations de dépôts d'énergie dans les calorimètres. Ces dépôts permettent de reconstruire des clusters de particules qui sont ensuite utilisés pour remonter aux observables voulues. Dans un second temps une fois que les coupures permettant de sélectionner le signal sont déterminées, on les applique pour extraire un maximum de signal tout en rejetant autant de bruit de fond que possible.

### 3.1 Présélections

Il a donc fallu commencer par définir des observables que l'on peut retrouver à partir des dépôts dans les calorimètres. Partant du principe que chaque quark venant de la désintégration des bosons W produit un jet, il a été décidé d'étudier des variables provenant de 4 jets reconstruits. Une liste de 19 sélecteurs a pu être élaborée. Elle se compose ainsi :

- L'énergie, l'impulsion transverse et la masse invariante des 4 jets reconstruits : reco\_E4jets, reco\_Pt4jets et reco\_M4jets.
- L'énergie, l'impulsion transverse et la masse invariante des 2 bosons W :
  - Pour le boson W sur couche de masse : reco\_WBigMass\_Energy, reco\_WBigMass\_Pt et reco\_WBigMass\_Mass
  - Pour le boson W hors couche de masse : reco\_WSmallMass\_Energy, reco\_WSmallMass\_Pt et reco\_WSmallMass\_Mass
- Le cosinus des angles suivants :
  - L'angle entre les 2 bosons W : reco\_Cos
  - L'angle entre les 2 jets de chaque boson W : reco\_BigMassW\_CosJets et reco\_SmallMassW\_CosJets
- Les 6 paramètres de jets  $Y_{ij} = \frac{E_i E_j}{s} (1 - \cos(\theta_{ij}))$ , avec  $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$  l'énergie théorique de la collision,  $E_{i,j}$  l'énergie des jets et  $\theta_{ij}$  l'angle entre les jets : reco\_Y12, reco\_Y13, reco\_Y14, reco\_Y23, reco\_Y24 et reco\_Y34
- le nombre de jets, en utilisant un algorithme de reconstruction (ici ee\_kt\_algorithm), avec un paramètre de coupure,  $y_{cut} = 0.002$ , au lieu d'un nombre fixe de jets : reco\_njets

Ce qui suit, ce sont les graphiques des différents sélecteurs. Pour un gain de place, il n'est représenté que les graphiques dans le cadre de la polarisation (-80%,+30%). Dans le cadre de la polarisation (+80%,-30%) les graphiques sont sensiblement les mêmes. De plus, il est représenté sur les mêmes graphiques les bruits de fond exposés plus haut. En rouge, le bruit de fond à 4 fermions, en bleu, le bruit de fond à 2 fermions, en vert, le bruit de fond causé par les bosons de Higgs se désintégrant autrement qu'en 2 bosons W et enfin notre signal au centre en rose. Les graphiques concernant les 4 jets sont issues de la somme des 4-vecteurs de ceux-ci. On calcul l'impulsion transverse et la masse invariante comme suit :

- Impulsion transverse :  $P_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ , avec  $p_x$  et  $p_y$  les composantes suivant les axes Ox et l'axe Oy de l'impulsion.
- Masse invariante :  $M = \sqrt{E^2 - (P_t^2 + p_z^2)}$  avec  $E$  l'énergie et  $p_z$  le composante suivant l'axe Oz de l'impulsion.

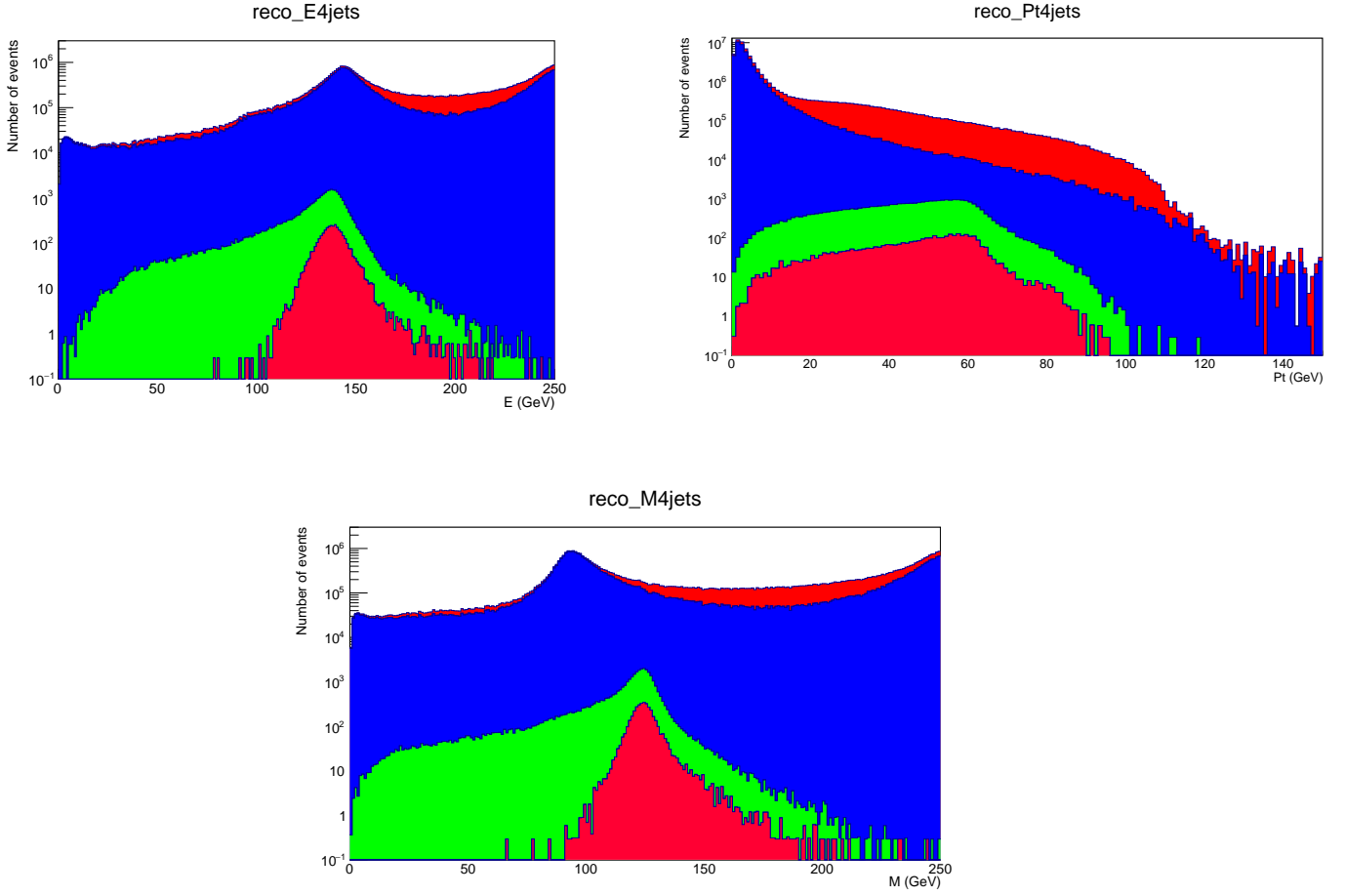


FIGURE 3.1 – Energie, impulsion transverse et masse invariante des 4 jets

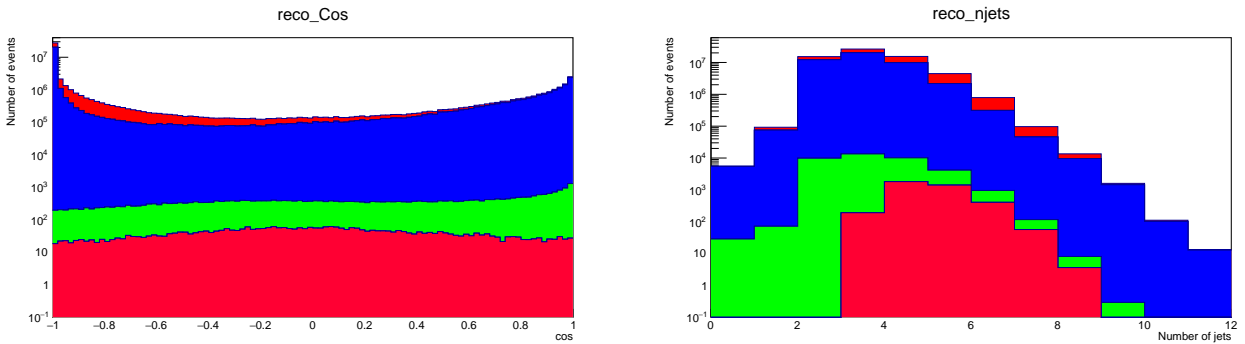


FIGURE 3.2 – Cosinus de l'angle entre les 2 bosons W et nombre de jets avec  $y_{cut} = 0.002$

La recombinaison des jets 2 à 2 permet de reconstruire des couples de 4-vecteurs représentant les possibles bosons W. À partir des distributions de masse des particules Monte Carlo, on sélectionne les masses les plus probables des 2 bosons W (les maximums des distributions), ici il s'agit de 80.379 GeV pour le boson W sur couche de masse et 37.654 GeV pour le boson W hors couche de masse. On compare les masses invariantes des couples avec les masses Monte Carlo et on sélectionne le couple avec l'écart le plus petit. Ici pour calculer cet écart on utilise la formule :  $\delta = \min(|m_1 - 80.379| + |m_2 - 37.654|, |m_2 - 80.379| +$

$|m_1 - 37.654|$ ), ne sachant pas au départ laquelle des recombinaisons de jets donne la masse la plus élevée.

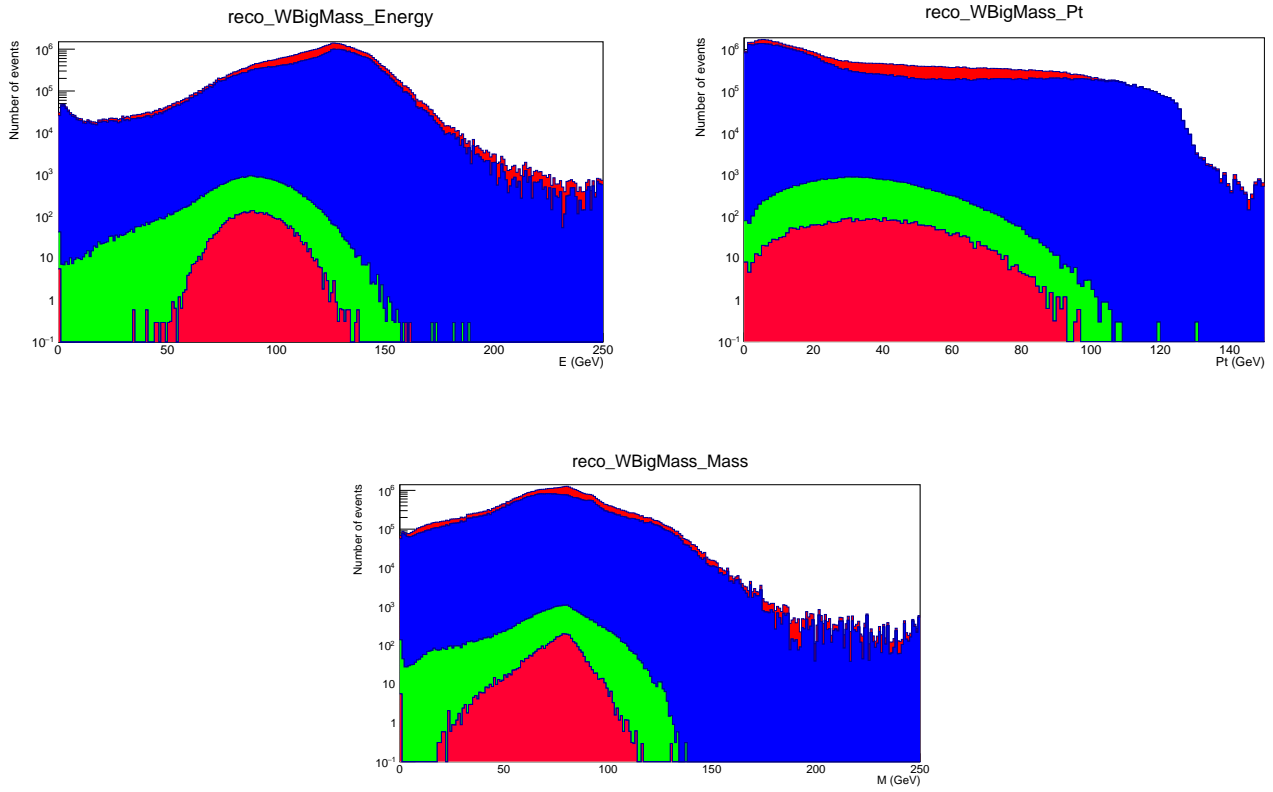


FIGURE 3.3 – Energie, impulsion transverse et masse invariante du boson W sur couche de masse

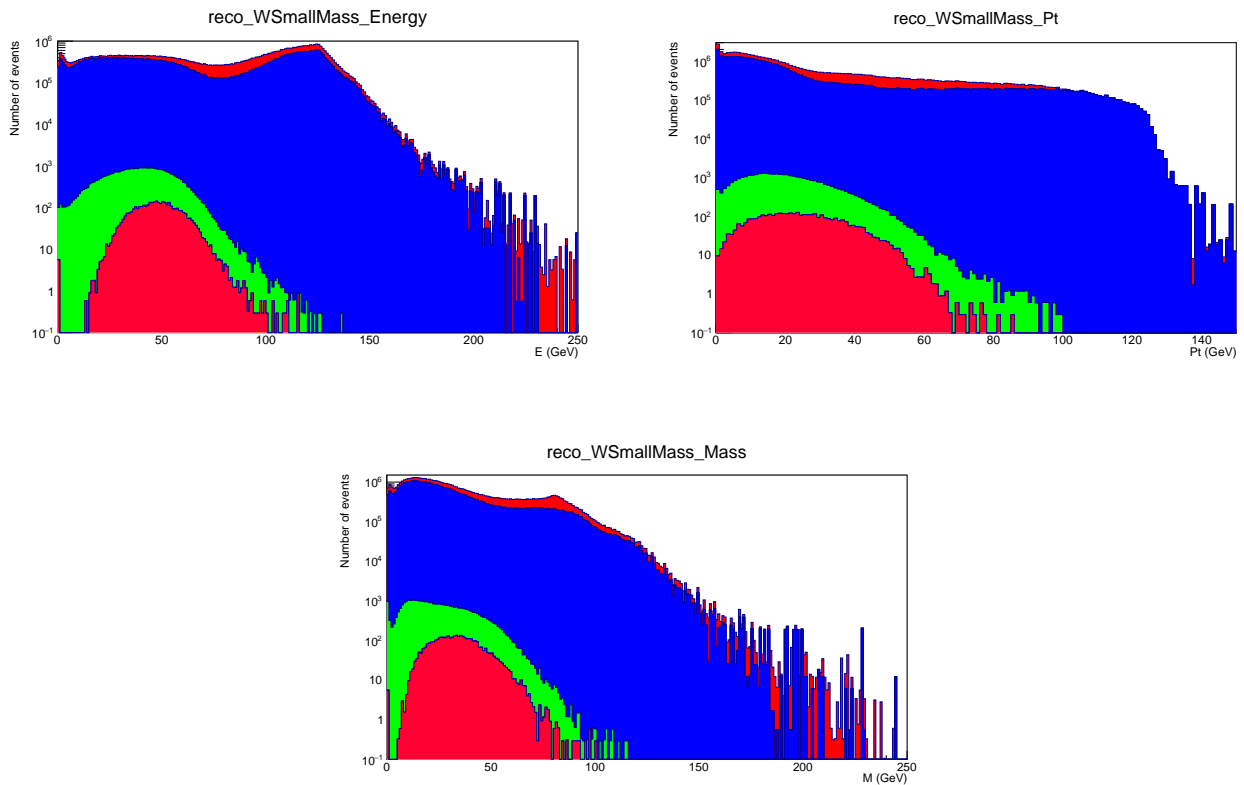


FIGURE 3.4 – Energie, impulsion transverse et masse invariante du boson W hors couche de masse

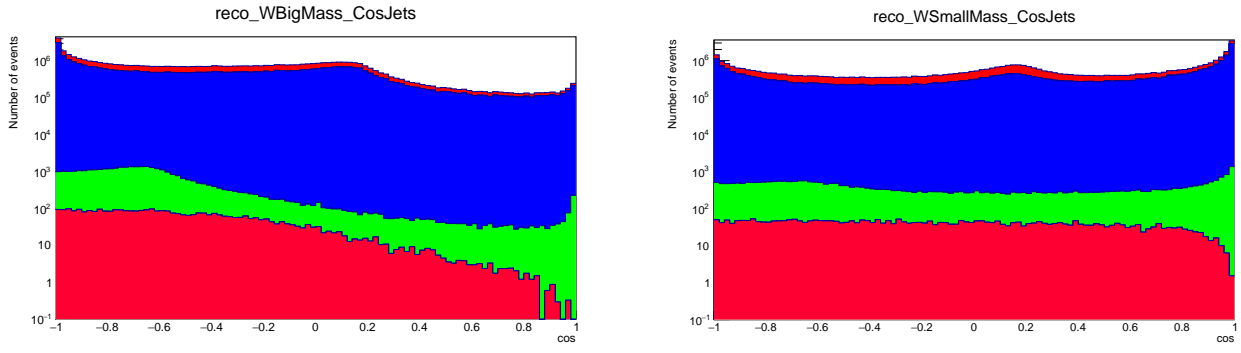


FIGURE 3.5 – Cosinus de l'angle entre les 2 jets issues de chaque boson W

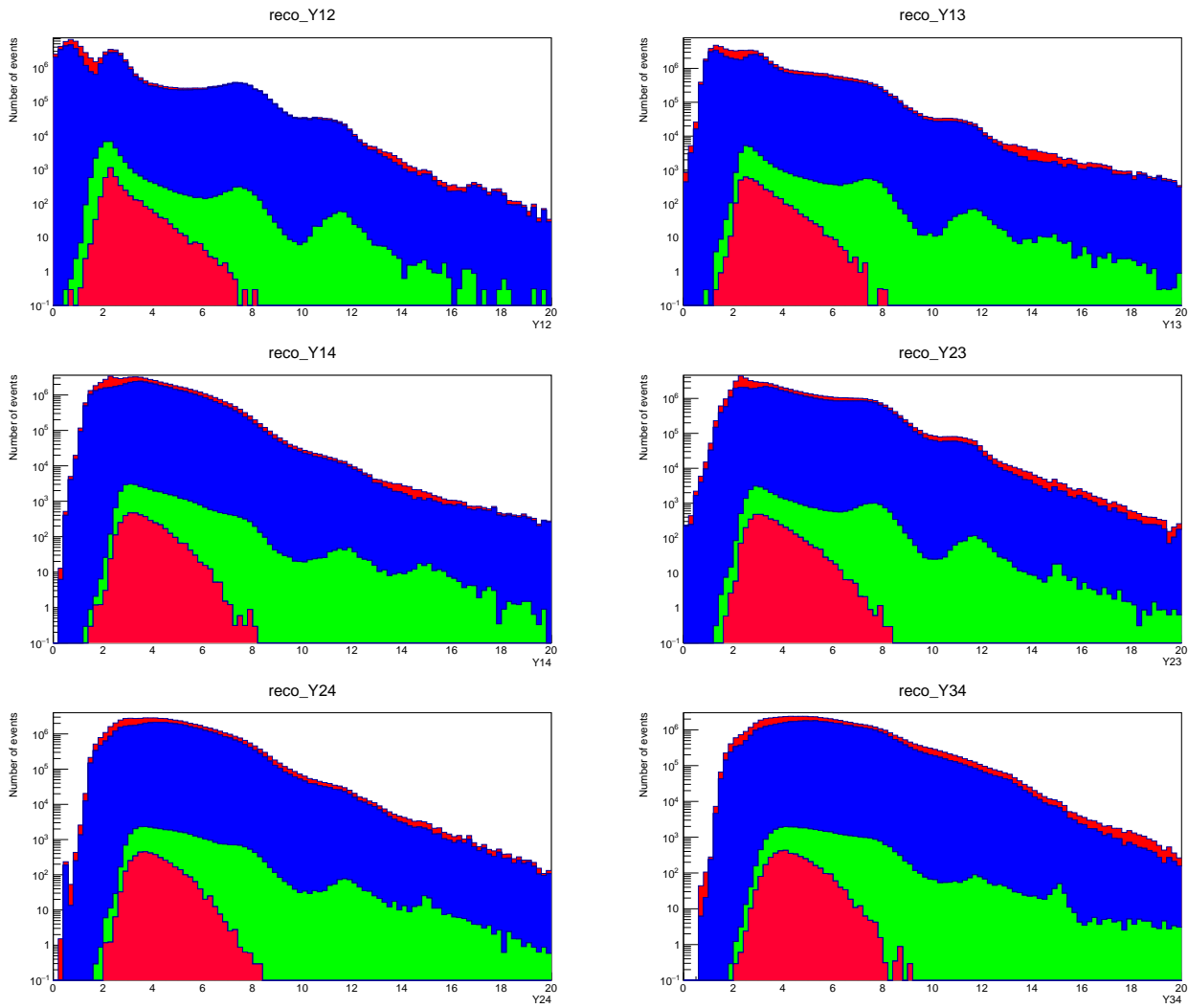


FIGURE 3.6 – Paramètres de jets

Avec ces graphiques il a été possible de déterminer des intervalles dans lesquels un maximum de signal était conservé. Ce qui suit est un ensemble de tableaux récapitulant les différentes coupures faites pour chaque sélecteur.



reco_E4jets	reco_Pt4jets	reco_M4jets	reco_njets
[120.23; 158.73]	[3.86; 81.83]	[110.35; 139.22]	[4; 6]

reco_WBigMass_Energy	reco_WBigMass_Pt	reco_WBigMass_Mass
[63.27; 120.21]	[0; 79.78]	[49.65; 99.27]

reco_WSmallMass_Energy	reco_WSmallMass_Pt	reco_WSmallMass_Mass
[22.00; 73.97]	[0; 53.85]	[9.52; 65.99]

reco_WBigMass_CosJets	reco_WSmallMass_Cosjets	reco_Cos
[-1; 0.52]	[-1; 0.98]	[-1; 1]

reco_Y12	reco_Y13	reco_Y14	reco_Y23	reco_Y24	reco_Y34
[1.79; 3.90]	[1.99; 5.10]	[2.29; 5.70]	[2.19; 5.80]	[2.69; 6.00]	[2.89; 6.60]

TABLE 3.1 – Tableaux récapitulatifs des différentes coupures

## 3.2 Sélections finales

Pour étudier au mieux les implications de cette sélection ainsi que son efficacité, il existe plusieurs indicateurs. Les formules suivantes permettent d'appréhender cette sélection :

- Efficacité de la sélection : Celle-ci est déterminée en calculant le rapport entre le nombre d'événements de signal qui nous intéressent, conservés lors de la sélection et le nombre total d'événements de signal qui nous intéressent. On note cette quantité  $\epsilon_e = \frac{N_{true\_keep}}{N_{true}}$ .
  - Pureté du signal conservé : Celle-ci est déterminée en calculant le rapport entre le nombre d'événements de signal conservés qui nous intéressent et le nombre total de signaux conservés. On note cette quantité  $\epsilon_p = \frac{N_{true\_keep}}{N_{keep}}$ .
  - Significane : celle-ci indique l'importance du nombre d'éléments de signal conservés qui nous intéressent en comparaison de la totalité du signal conservé. On note cette quantité  $S = \frac{N_{true\_keep}}{\sqrt{N_{keep}}}$ .
- Ce qui est intéressant c'est que la significane est liée à l'incertitude statistique relative de la section efficace :  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = S^{-1}$ .

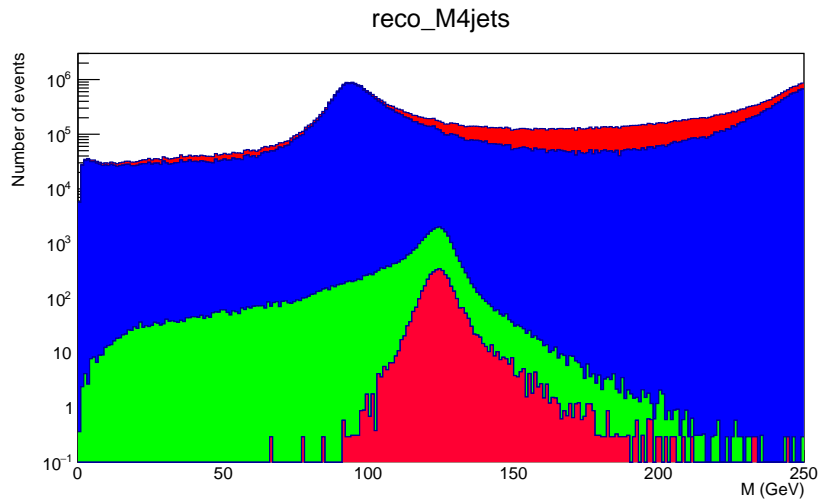


FIGURE 3.7 – Masse invariante des 4 jets avant sélection

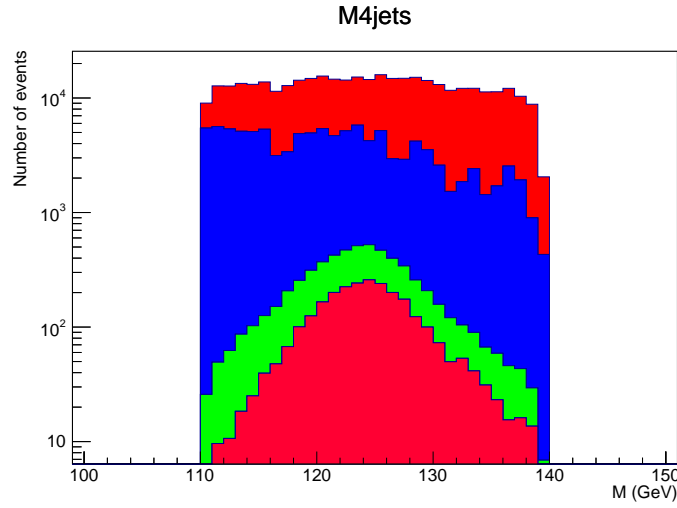


FIGURE 3.8 – Masse invariante des 4 jets après sélection

Polarisation	$\epsilon_e$	$\epsilon_p$	S	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
(-80%, +30%)	69.44%	0.71%	4.36	22.94%
(+80%, -30%)	71.27%	0.22%	5.01	19.96%

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif

Si on considère que dans la section efficace, le terme contenant  $g_{HZZ}$  est négligeable devant le partie contenant purement  $g_{HWW}$ , tout comme la partie liée à l'interférence, on en déduit que :  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 4 \frac{\Delta g_{HWW}}{g_{HWW}}$ , ce qui permet d'avoir :

$$\frac{\Delta g_{HWW}}{g_{HWW}} = \frac{1}{4} \sqrt{\left( \frac{\Delta\sigma(-80\%, +30\%)}{\sigma(-80\%, +30\%)} \right)^2 + \left( \frac{\Delta\sigma(+80\%, -30\%)}{\sigma(+80\%, -30\%)} \right)^2} = 7.60\%$$

En comparant avec les résultats obtenus par Bing Liu dans le cadre de la mesure de cette constante de couplage pour l'expérience CEPC, on constate un rapport des incertitudes relatives de l'ordre de 3.4. Cependant la méthode utilisée ici est la plus simple que l'on puisse envisager. Cela reste donc un résultat satisfaisant, bien qu'insuffisant pour mesurer une possible déviation par rapport au Modèle Standard.

# Chapitre 4

## Conclusion

L'étude dans son état actuelle ne nous permet pas de pouvoir mesurer avec une précision suffisante la constante de couplage  $g_{HWW}$ . Différentes options s'offre à nous pour améliorer les résultats actuels.

- La première option est de jouer avec les sélecteurs pour affiner notre sélection. Le seul problème qui peut freiner cette démarche c'est la baisse de l'efficacité de sélection. En effet, avec une efficacité de l'ordre de 70% actuellement il est compliqué de baisser encore, au risque de perdre du signal au deà du Modèle Standard lors de la prise de données.
- La deuxième option est de trouver des sélecteurs supplémentaire, tel que la charge des jets. En effet, puisque les jets proviennent de bosons avec des charges opposées, ils devraient également posséder une distribution de charges plus ou moins décallées dans le positif ou le négatif.
- La troisième et dernière option est la plus drastique. Elle consiste à utiliser un algorithme de machine learning. En effet, la facilité de simulation de données nous permet d'avoir une grande quantité de matière pour entraîner un algorithme de ce type. Cette méthode est de plus en plus envisagée en ce qui concerne les événement rares pour maximiser leur détection. Le seul problème est le caractère un peu hermétique de ce genre d'algorithmes. On ne sait pas réellement ce qui se passe.

Cette étude, comme beaucoup d'autres, reste à être amélioré pour espérer atteindre la précision nécessaire à la découverte de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Mais bien que les résultats ne soient pas aussi bon que d'autres études sur le même sujet dans le cadre d'autres expériences, cette étude montre que dans le cadre de cette expérience les résultats restent encourageant et motivant pour continuer dans cette voie.



# Bibliographie

- [1] Bing Liu, *Study of semi-digital hadronic calorimeter and study of physic channel  $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H (H \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q\bar{q})$  in the Circular Electron Positron Collider of  $\sqrt{s} = 240\text{GeV}$* . Thèse soutenue. (2020).
- [2] J. de Blas, M. Cepeda, J. D'Hondt, R. K. Ellis, C. Grojean, B. Heinemann, F. Maltoni, A. Nisati, E. Petit, R. Rattazzi, and W. Verkerke, *Higgs Boson studies at future particle colliders*. arXiv:1905.03764 [hep-ph]. (2019).  
<https://arxiv.org/abs/1905.03764>
- [3] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez, *FastJet 2.4.1 user manual*. arXiv:1111.6097 [hep-ph]. (2011).  
<https://arxiv.org/abs/1111.6097>
- [4] Guillaume Garillot, *Étude des gerbes hadroniques dans un calorimètre à grande granularité et étude du canal  $e^+e^- \rightarrow HZ (Z \rightarrow qq)$  dans les futurs collisionneurs leptoniques*. Thèse soutenue. (2019).
- [5] B. Grzadkowski, M. Iskrzyński, M. Misiak, and J. Rosiek, *Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian*. arXiv:1008.4884 [hep-ph]. (2017).  
<https://arxiv.org/abs/1008.4884v3>