



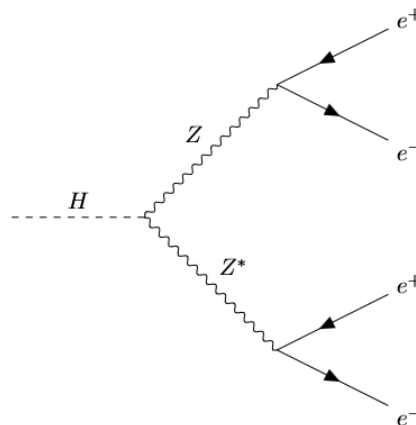
UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES
INTER-UNIVERSITY INSTITUTE FOR HIGH ENERGIES

RAPPORT DE STAGE À L'IIHE

Étude de la production de boson BEH dans des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV auprès de l'expérience CMS

Auteur :
Antoine DIERCKX

Supervisé par :
Andrea MALARA
Pr. Laurent THOMAS
Pr. Pascal VANLAER



Année académique 2022-2023

Table des matières

1	Introduction	2
2	Production de deux paires e^+e^- au LHC	3
2.1	Valeurs théoriques	3
2.2	Bruit de fond	3
2.2.1	$q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	3
2.2.2	$q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-\gamma^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	4
2.2.3	$c\bar{c} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	4
3	Détecteur CMS	5
3.1	Système de coordonnées	5
3.2	Restriction sur la pseudorapidité η et symétries	6
3.3	Restriction sur $p_{T,e}$	6
4	Première analyse	7
4.1	Distribution en nombre de leptons	7
4.2	Distribution de masse invariante	7
4.2.1	Calcul de la masse invariante	7
4.2.2	Graphique	8
5	Coupures de sélection	9
5.1	Pré-sélection de l'état final	9
5.2	Correspondance des paires e^+e^-	9
5.3	Coupures sur la production de J/Ψ	10
5.4	Coupure sur la masse du bosons Z	10
5.5	Corrélation	10
5.6	Coupure sur la distribution angulaire des paires e^+e^-	12
5.7	Coupure issue des simulations Monté-Carlo	12
5.8	Coupure sur l'identification des électrons	12
5.9	Récapitulatif	13
6	Analyse du bruit de fond	15
6.1	Efficacité	15
6.2	Nombre d'évènements	15
6.3	Valeur p	16
6.4	Section efficace	17
6.5	Incertitudes	17
7	Conclusion	18
8	Bibliographie	19

1 Introduction

Nous allons analyser un échantillon d'évènements issu des données récoltées par le détecteur CMS (*Compact Muon Solenoid*) du LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN.

Nous nous intéresserons en particulier au canal de désintégration du boson scalaire BEH (*Brout-Englert-Higgs*) en deux bosons Z, eux-mêmes se désintégrant en deux paires de leptons :

$$H \longrightarrow ZZ \longrightarrow 4l$$

Nous réduirons notre analyse au cas où ces 4 leptons sont deux paires électrons - positrons (*voir Figure 2*). Ce canal de désintégration possède un rapport de branchement Br relativement faible (*voir Figure 1*), mais offre un bruit de fond très limité (il est surnommé le Golden Channel [3]).

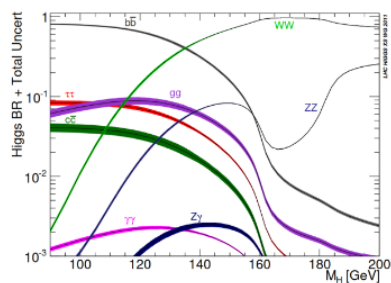


FIGURE 1 – Taux de branchement du boson BEH en fonction de sa masse [6].

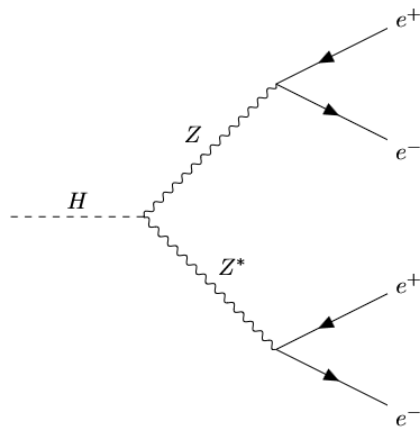


FIGURE 2 – Diagramme de Feynman de la désintégration du boson BEH en 4 électrons.

Le but de notre analyse sera de mettre en évidence la présence du boson scalaire dans ces événements et de déterminer la section efficace σ de celui-ci.

2 Production de deux paires e^+e^- au LHC

Les données que nous analyserons sont issues du run 2 du LHC, avec une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} de 13 TeV. Lors de ces événements, plusieurs canaux de désintégrations peuvent produire 4 électrons dans l'état final.

2.1 Valeurs théoriques

Notre canal de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e^\pm$ possède la section efficace théorique suivante :

$$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow 4e} = \sigma_{pp \rightarrow H} \cdot Br_{H \rightarrow ZZ} \cdot (Br_{Z \rightarrow e^+e^-})^2 \quad (1)$$

où Br désigne le rapport de branchement.

En prenant $\sigma_{pp \rightarrow H} = 56 \pm 4 \text{ pb}$ ¹ [8], $Br_{H \rightarrow ZZ} = 2,62 \%$ [7] et $Br_{Z \rightarrow e^+e^-} = 3,36 \%$ [1], on obtient $\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow 4e} = (1,66 \pm 0,12) \text{ fb}$.

Le nombre d'événements attendu N peut être estimé de la manière suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2)$$

$$N = \sigma \cdot \int \mathcal{L} dt \quad (3)$$

où \mathcal{L} est la luminosité instantanée [$b^{-1} \cdot s^{-1}$].

En prenant $\int \mathcal{L} dt = 140 \text{ fb}^{-1}$ [4], on obtient :

$$N = 56 \text{ pb} \cdot 140 \text{ fb}^{-1} \quad (4)$$

$$\approx 232 \quad (5)$$

2.2 Bruit de fond

D'autres canaux de désintégrations pouvant produire deux paires e^+e^- , ceux-ci constitueront un bruit de fond. Si ces autres canaux possèdent une faible section efficace et / ou un faible rapport de branchement, nous pourrions les négliger. Dans le cas contraire, il faudra effectuer des coupures, par exemple sur des critères de masses invariantes \mathcal{M} ou cinétiques. Observons trois de ces canaux.

2.2.1 $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Ce canal de désintégration peut être caractérisé par une masse invariante des 4 électrons élevée, lié au fait que les deux bosons Z sont réels, et donc sont sur leur couche de masse.

Une coupure en masse invariante pourrait permettre d'exclure ce canal.

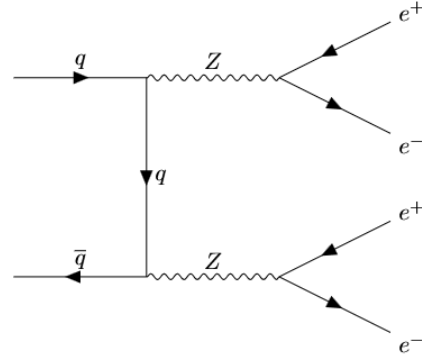


FIGURE 3 – Diagramme de Feynman du canal suivant : $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

1. La valeur d'un barn est $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$

2.2.2 $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-\gamma^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Ce canal de désintégration peut être caractérisé par une masse invariante des 4 électrons faible, lié au fait que les 4 électrons sont issus d'un unique boson Z .

Une coupure en masse invariante pourrait permettre d'exclure ce canal.

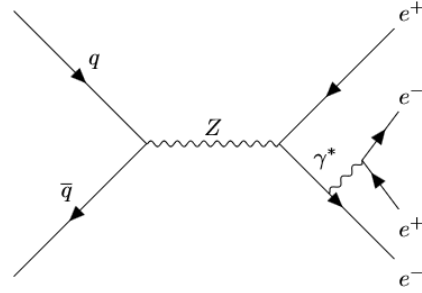


FIGURE 4 – Diagramme de Feynman du canal suivant : $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-\gamma^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

2.2.3 $c\bar{c} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$

Ce canal de désintégration peut être caractérisé par une masse invariante d'une des paires e^+e^- proche de la masse du J/Ψ ($M_{J/\Psi} \approx 3$ GeV). La deuxième paire e^+e^- peut alors provenir de différentes sources (par exemple une désintégration hadronique ou encore un jet de particules mal reconstruit et identifié comme une paire e^+e^-).

Une coupure en masse invariante pourrait permettre d'exclure ce canal.

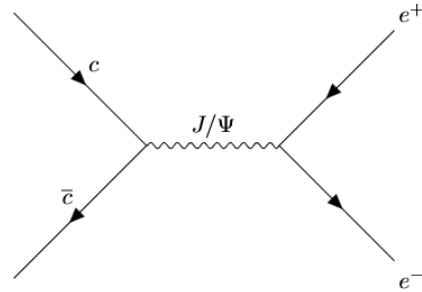


FIGURE 5 – Diagramme de Feynman du canal suivant : $c\bar{c} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$.

3 Détecteur CMS

Le détecteur CMS a pour objectif de reconstituer le type de particules, la position, l'énergie, et la quantité de mouvement des particules issues des collisions du LHC. CMS possède une géométrie cylindrique, en couches autour du point de collision. Ce cylindre est bouché de part et d'autre par des "bouchons". Cette géométrie particulière impose de travailler avec un système de coordonnées adapté.

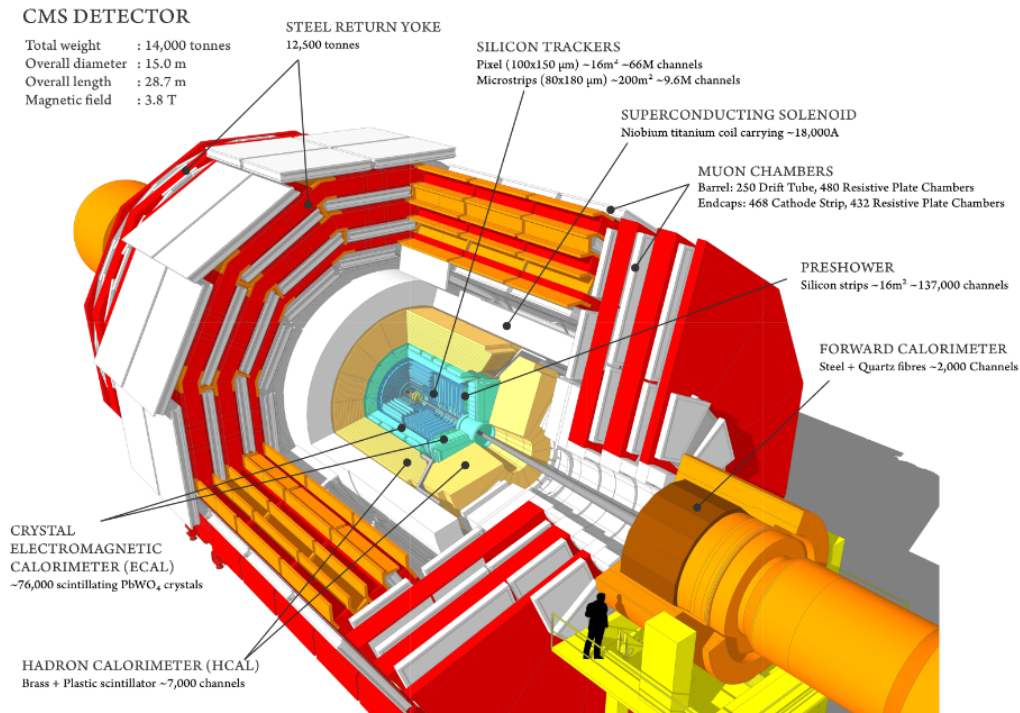


FIGURE 6 – Vue en coupe du détecteur CMS [5].

3.1 Système de coordonnées

On utilise le système de coordonnées suivant :

- la position le long de l'axe z , qui est l'axe du faisceau. On définit alors par la même occasion le plan perpendiculaire à cet axe, le plan transverse. Par la suite, on considérera certaines quantités restreintes à ce plan, par exemple la quantité de mouvement transverse p_T qui est mesurée par CMS.
- L'angle θ défini comme l'angle polaire par rapport à l'axe z .
- L'angle ϕ défini comme l'angle azimutal, compris dans le plan transverse.

On définit également la pseudorapidité η , fonction de θ , de la manière suivante :

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (6)$$

Les différences de pseudorapidités sont des invariants de Lorentz pour des boosts le long de l'axe z . Par ailleurs, les collisions sont symétriques en ϕ . Ainsi, nous utiliserons principalement deux coordonnées : θ et η . Celles-ci permettent de reconstruire les trois composantes de l'impulsion (p_x, p_y, p_z) à partir de l'impulsion transverse p_T :

$$p_x = p_T \cos \phi \quad (7)$$

$$p_y = p_T \sin \phi \quad (8)$$

$$p_z = p_T \sinh \eta \quad (9)$$

3.2 Restriction sur la pseudorapidité η et symétries

Compte tenu de la géométrie de CMS, la pseudorapidité η n'est plus mesurée au delà de $\eta = 2,5$. De plus, un pic négatif dans la distribution de η est observée à $\eta = \pm 1,6$ (voir figure 7). Ceci est expliqué par la géométrie en *cylindre + bouchon* évoquée au point 3.

Observons par ailleurs que la distribution en évènements en fonction de η est symétrique en η comme attendu, et que celle en fonction des ϕ est uniformément distribuée entre $-\pi$ et π (voir figure 8).

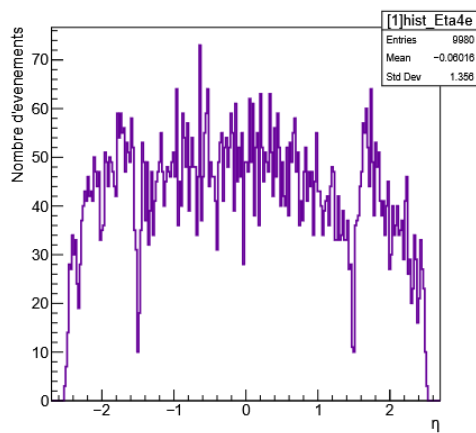


FIGURE 7 – Nombre d'évènements en fonction de la valeur de η .

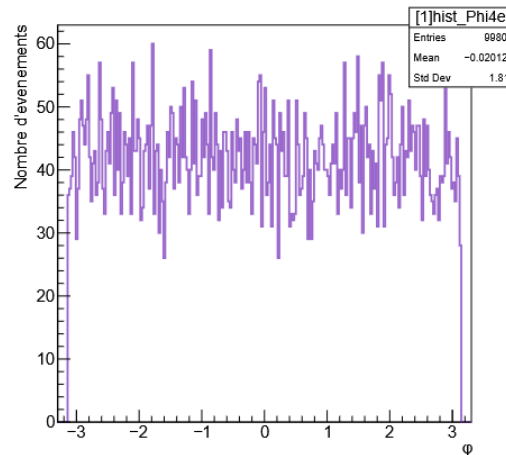


FIGURE 8 – Nombre d'évènements en fonction de la valeur de ϕ [rad].

3.3 Restriction sur $p_{T,e}$

Malgré le fait que le solénoïde soit placé après les calorimètres électromagnétique et hadronique, il faut une quantité de mouvement transverse p_T minimum pour identifier une particule et en reconstituer sa trace et son énergie. Les électrons étant plus légers que les muons, il est plus difficile de les identifier, et par conséquent il faut s'attendre à obtenir moins d'évènements dans le cas $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$ que dans le cas $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$.

4 Première analyse

Maintenant que nous avons introduit les différentes notions nécessaires à la compréhension des données, nous pouvons commencer leur analyse.

L'échantillon de données comporte 104 317 événements contenant à minima 4 leptons chacun.

Pour chaque événement, plusieurs informations sont disponibles pour chaque lepton : son identification, l'impulsion transverse p_T , ses coordonnées η et θ , etc.

Dans une première partie, nous vérifierons la distribution en nombre de leptons par événements, et dans un deuxième temps nous calculerons la distribution de masse invariante \mathcal{M} .

4.1 Distribution en nombre de leptons

Nous nous intéressons aux événements contenant exactement 4 leptons (4 électrons dans notre cas). Il faut ainsi vérifier qu'il n'y en ait pas plus.

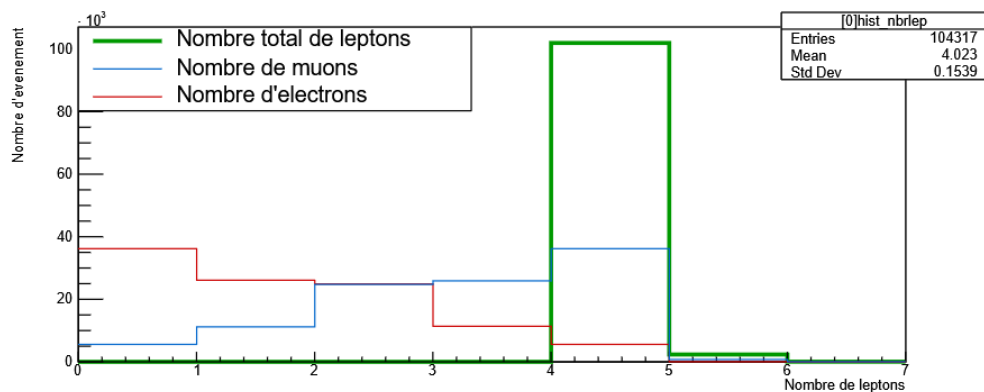


FIGURE 9 – Nombre d'événements en fonction du nombre de leptons (e^\pm ou μ^\pm).

On constate que le rapport du nombre d'événements contenant strictement plus de 4 leptons par le nombre d'événements contenant exactement 4 leptons est très faible. En effet, ce rapport est, pour les différents leptons :

$$\frac{\#event_{>4l}}{\#event_{=4l}} \approx 2,3\% \quad \frac{\#event_{>4e}}{\#event_{=4e}} \approx 0,9\% \quad \frac{\#event_{>4\mu}}{\#event_{=4\mu}} \approx 2,1\%$$

Par la suite, on négligera les événements contenant strictement plus de 4 leptons et on considérera seulement les 4 premiers, dans le cas où l'événement en contient plus de 4.

4.2 Distribution de masse invariante

Afin de déterminer le nombre d'événements issus de la désintégration du boson BEH, nous allons tenter de mettre en évidence un pic dans la distribution de la masse invariante des 4 leptons \mathcal{M}_{4l} .

4.2.1 Calcul de la masse invariante

Rappelons ici la formule pour la masse invariante :

$$\mathcal{M} = \sqrt{\left(\sum E\right)^2 - \left(\|\sum \vec{p}\|\right)^2} [2] \quad (10)$$

On peut transformer cette relation pour obtenir :

$$\mathcal{M} \approx \sqrt{\left(\sum p^2\right) - \left(\sum p_x\right)^2 - \left(\sum p_y\right)^2 - \left(\sum p_z\right)^2} \quad (11)$$

Où $p \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ et où p_x , p_y et p_z sont définis dans les équations 7,8 et 9. Dans la formule 11, nous avons utilisé la relation de dispersion relativiste $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ puis négligé la masse des leptons devant leur impulsion, puisque ceux-ci sont *hyper-relativistes*.

4.2.2 Graphique

Voici la distribution obtenue :

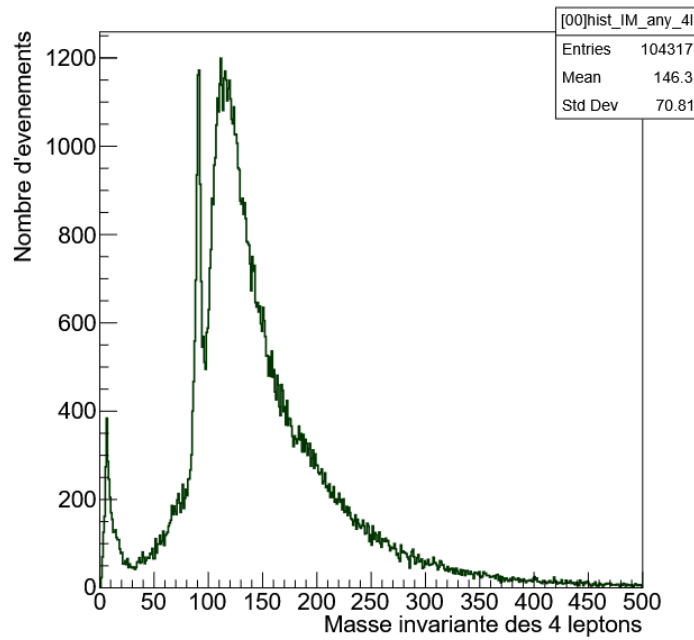


FIGURE 10 – Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante des 4 leptons \mathcal{M}_{4l} [GeV/c²].

On constate que le nombre d'évènements est bien trop important par rapport à celui obtenu en 5, et qu'il va falloir appliquer des coupures afin de sélectionner le canal de désintégration qui nous intéresse.

5 Coupures de sélection

Comme évoqué au point précédent, le signal attendu étant de l'ordre de la centaine d'événements, il faut appliquer des coupures dans nos données. Nous allons en appliquer 6, jusqu'à voir apparaître un pic, si possible statistiquement significatif, qui indiquerait la présence de la désintégration d'un boson BEH.

5.1 Pré-sélection de l'état final

La pré-sélection sur les données exige 4 leptons détectés et identifiés dans l'état final. Puisque nous étudions le canal de désintégration suivant : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$, nous exigeons 2 électrons et 2 positrons dans l'état final (voir la section ci-après).

5.2 Correspondance des paires e^+e^-

Après avoir imposé la présence de deux paires e^+e^- dans l'état final, il faut les "coupler". Pour cela, nous calculons la masse invariante pour chaque paire dans les deux régimes possibles (*régime A et B*). Ceci nous donne deux possibilités : $(\mathcal{M}_{A1}, \mathcal{M}_{A2})$ ou $(\mathcal{M}_{B1}, \mathcal{M}_{B2})$.

Pour déterminer quel régime privilégier, nous choisissons celui dont une des masses invariantes est la plus proche de la masse du Z :

on définit $\epsilon_{ij} = |\mathcal{M}_{ij} - \mathcal{M}_Z|$, où $i \in \{A, B\}$ et $j \in \{1, 2\}$.

Le régime sera celui tel que ϵ_{ij} est minimal.

De plus, si la masse invariante de la paire e^+e^- pour laquelle ϵ_{ij} est minimale n'est pas la plus élevée, nous coupons cet événement. D'une certaine manière, ceci anticipe la coupure 5.7.

Cette coupure réduit le nombre d'événements de 97%.

	e_1^+	e_2^+
e_1^-	\mathcal{M}_{A1}	\mathcal{M}_{B2}
e_2^-	\mathcal{M}_{B1}	\mathcal{M}_{A2}

TABLE 1 – Calcul des masses invariantes de chaque paire pour les deux combinaisons possibles.

Afin de faciliter les coupures suivantes, nous créons un tableau ayant la structure suivante :

$$[\mathcal{M}_{4e}, \mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2, p_{T1}^-, p_{T2}^-, p_{T1}^+, p_{T2}^+, \phi_1^-, \phi_2^-, \phi_1^+, \phi_2^+, \eta_1^-, \eta_2^-, \eta_1^+, \eta_2^+, real_1^-, real_2^-, real_1^+, real_2^+] \quad (12)$$

où :

- \mathcal{M}_{4e} est la masse invariante des 2 paires e^+e^-
- \mathcal{M}_1 est la masse invariante de la paire d'électrons étant la plus proche de $\mathcal{M}_Z \approx 91,2$ GeV
- \mathcal{M}_2 est la masse invariante de la paire d'électrons étant la plus éloignée de \mathcal{M}_Z
- p_{Ti}^\pm est l'impulsion transverse p_T d'un des électrons de la paire i de signe \pm
- ϕ_i^\pm est l'angle ϕ d'un des électrons de la paire i de signe \pm
- η_i^\pm est la pseudorapidité η d'un des électrons de la paire i de signe \pm
- $real_i^\pm$ est la valeur du paramètre *PassTightID* (valeur booléenne) qui sera expliqué au point 5.8

5.3 Coupures sur la production de J/Ψ

Afin de ne pas considérer les évènements venant de la désintégration d'un J/Ψ , on rejette le cas où :

$$\mathcal{M}_2 < 7 \text{ GeV} \quad (13)$$

Ceci revient à imposer que $|\mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_{J/\Psi}| < 4 \text{ GeV}$.
Cette coupure réduit le nombre d'évènements de 20%.

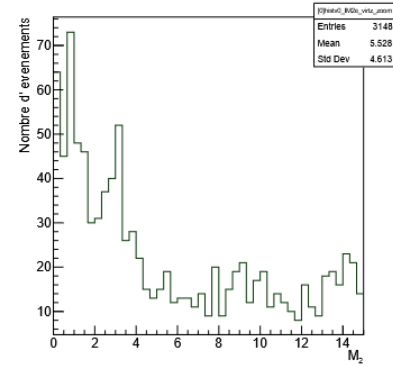


FIGURE 11 – Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante \mathcal{M}_2 [GeV/c^2].

5.4 Coupure sur la masse du bosons Z

Afin de s'assurer qu'au moins une des deux paires e^+e^- vienne d'un boson Z réel (donc sur sa couche de masse), on impose la coupure suivante :

$$|\mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_Z| < 10 \text{ GeV} \quad (14)$$

Cette coupure réduit le nombre d'évènements de 25%.

5.5 Corrélation

Une piste pour obtenir des coupures de sélection intéressantes peut être obtenue en regardant les corrélations entre différentes distributions (\mathcal{M}_1 , \mathcal{M}_2 , η , etc) et \mathcal{M}_{4e} . En comparant ces graphiques de corrélations avant et après coupure, on s'aperçoit que les coupures 5.2, 5.3 et 5.4 ont permis de se débarrasser des évènements qui ne correspondaient pas à notre canal de désintégration.

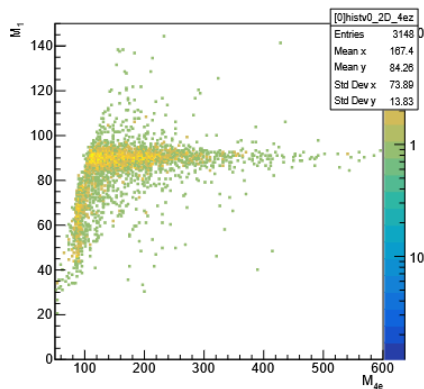


FIGURE 12 – Corrélation entre \mathcal{M}_{4e} [GeV/c²] et \mathcal{M}_1 [GeV/c²] avant les sélections 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4.

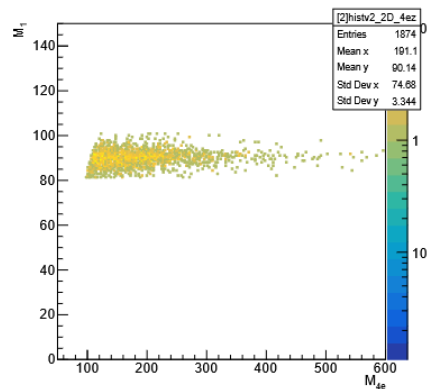


FIGURE 14 – Corrélation entre \mathcal{M}_{4e} [GeV/c²] et \mathcal{M}_1 [GeV/c²] après les sélections 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4.

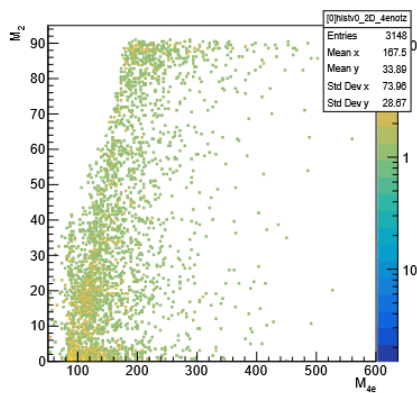


FIGURE 13 – Corrélation entre \mathcal{M}_{4e} [GeV/c²] et \mathcal{M}_2 [GeV/c²] avant les sélections 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4.

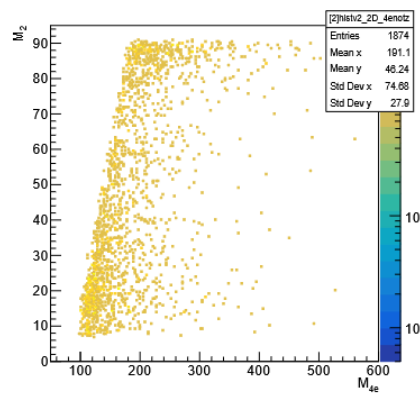


FIGURE 15 – Corrélation entre \mathcal{M}_{4e} [GeV/c²] et \mathcal{M}_2 [GeV/c²] après les sélections 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4.

5.6 Coupure sur la distribution angulaire des paires e^+e^-

Une autre propriété intéressante caractérisant les événements est la distribution angulaire des électrons. On peut ainsi définir la quantité suivante :

$$\Delta R_i = \sqrt{(\phi_i^+ - \phi_i^-)^2 + (\eta_i^+ - \eta_i^-)^2} \quad (15)$$

Cependant, cette propriété cinétique n'a pas permis de trouver une coupure pertinente, la distribution ressemblant à une courbe en cloche.

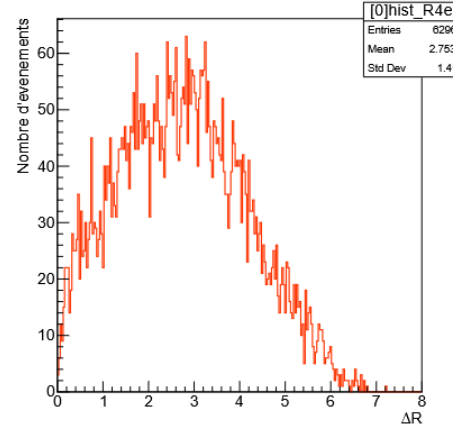


FIGURE 16 – Nombre d'événements en fonction de la valeur de ΔR .

5.7 Coupure issue des simulations Monté-Carlo

En utilisant les données de la simulation Monté-Carlo, on peut observer que la distribution de masse invariante de la paire e^+e^- issue du Z virtuel est bornée supérieurement par 60 GeV (voir Figure 17). On peut donc couper tout les événements tels que :

$$\mathcal{M}_2 > 60 \text{ GeV} \quad (16)$$

Avec les conditions 13 et 16, on obtient :

$$10 \text{ GeV} < \mathcal{M}_2 < 60 \text{ GeV} \quad (17)$$

Cette coupure réduit le nombre d'événements de 34%.

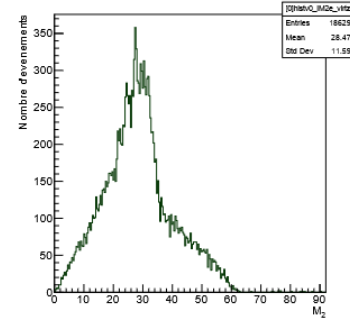


FIGURE 17 – Nombre d'événements simulés en fonction de \mathcal{M}_2 [GeV/c²], la masse invariante de la paire e^+e^- issue du Z virtuel.

5.8 Coupure sur l'identification des électrons

Cette dernière coupure permet de s'assurer avec une probabilité plus élevée de ce que les particules identifiées comme électrons ou positrons ne sont pas en réalité des jets mal reconstruits. On prend en compte pour cela un ensemble de critères, par exemple le fait que les électrons soit isolés, ou encore qu'il n'y ait pas d'énergie captée par le calorimètre hadronique lors du passage d'un électron. On utilise la variable *PassTightID* qui prend les valeurs booléennes *True* lorsque les critères sont remplis ou *False* dans le cas contraire. On impose alors que :

$$(real_1^-, real_2^-, real_1^+, real_2^+) = (True, True, True, True) \quad (18)$$

Cette coupure réduit le nombre d'évènements de 86%.

5.9 Récapitulatif

Nous sommes parti de 104 317 évènements pour arriver à 171 évènements, soit une diminution de 99,8 %. Voici les distributions successives obtenues :

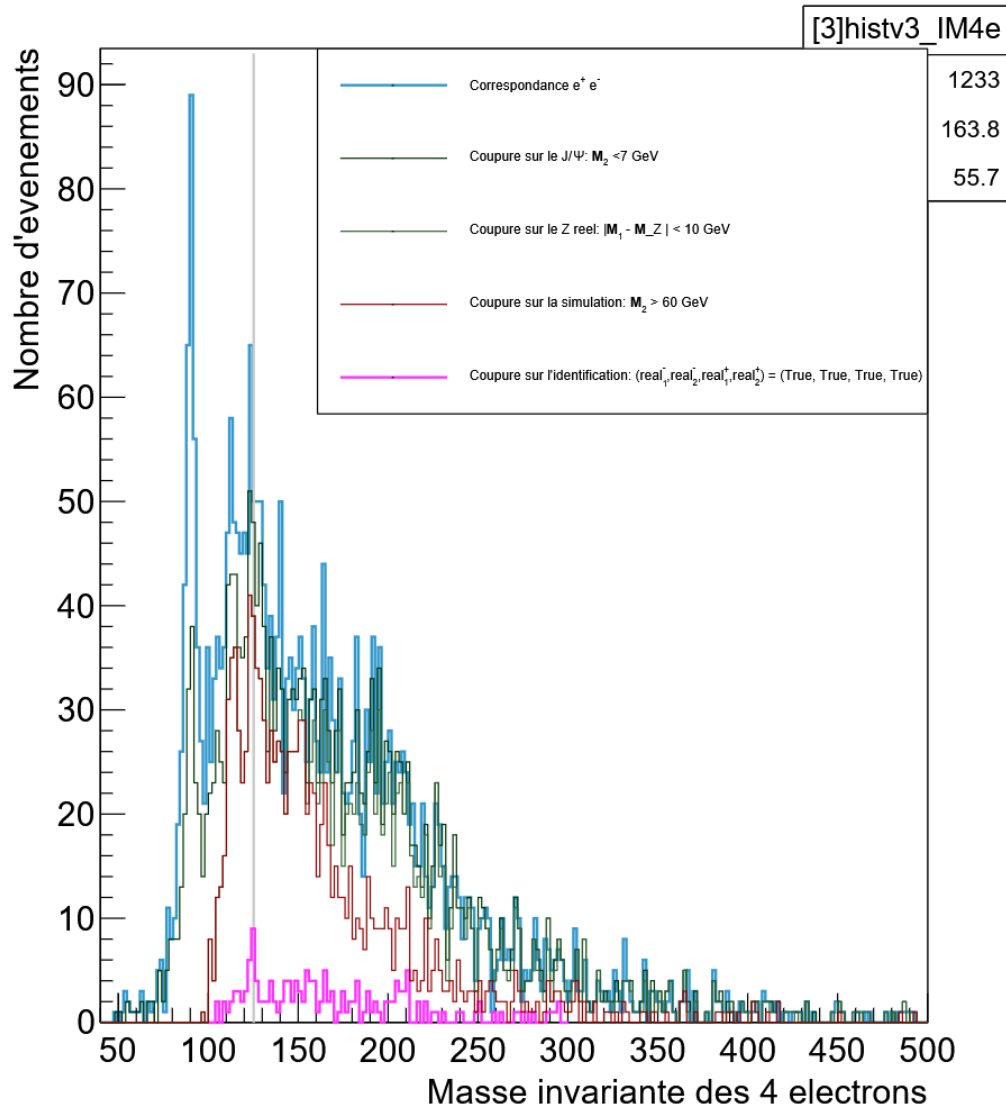


FIGURE 18 – Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante des 4 électrons \mathcal{M}_{4e} [GeV/c²].

Nous voyons à présent apparaître un pic autour de 125 GeV.
Voici la distribution finale en masse invariante agrandie autour de 125 GeV :

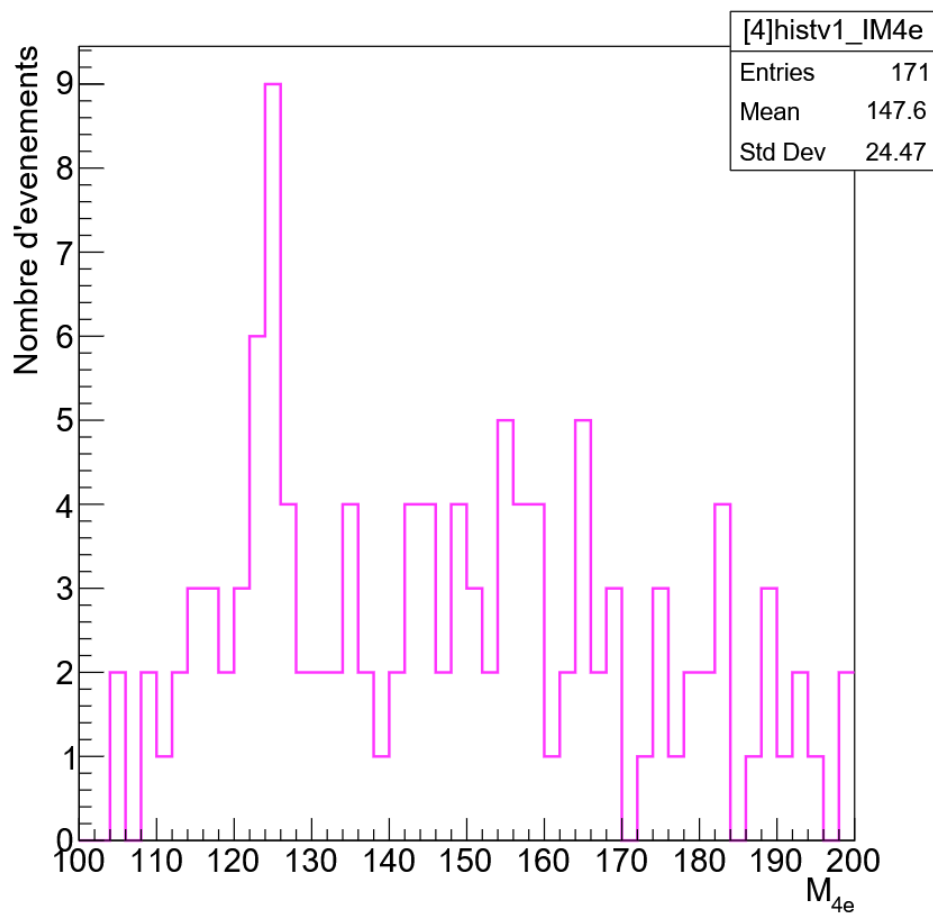


FIGURE 19 – Distribution du nombre d'événements en fonction de la masse invariante des 4 électrons \mathcal{M}_{4e} [GeV/c^2] après les coupures de sélection.

Afin de s'assurer de la signifiante statistique de ce résultat, nous devons à présent analyser le bruit de fond.

6 Analyse du bruit de fond

Afin de déterminer si le résultat obtenu est significatif, il faut analyser le bruit de fond, que nous considérons constant autour de notre signal, soit entre 100 GeV et 150 GeV environs. Nous aurons essentiellement besoin de deux informations :

- le taux d'évènements moyen de bruit de fond par bin N_{fond}
- son incertitude associée ΔN_{fond}

Dans un premier temps, voyons comment ces quantités sont reliées au calcul de la section efficace $\sigma_{pp \rightarrow H}$.

6.1 Efficacité

On peut définir le nombre d'évènements détectés comme suit :

$$N_{\text{détecté}} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{pp \rightarrow H} \cdot Br \cdot A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}} \quad (19)$$

où

- \mathcal{L} est la luminosité intégrée
- $\sigma_{pp \rightarrow H}$ la section efficace pour le canal $pp \rightarrow H$
- Br le rapport de branchement du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$
- A l'acceptance du détecteur
- $\epsilon_{\text{précut}}$ l'efficacité de la présélection
- ϵ_{cut} l'efficacité des coupures de sélections évoquées entre le point 5.2 et le point 5.8.

Afin de déterminer $A \cdot \epsilon_{\text{précut}}$, il nous faut utiliser la simulation et y appliquer les mêmes coupures qu'au point 5. On peut en effet obtenir le résultat suivant :

$$A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}} = \frac{N_{\text{détectés}}}{N_{\text{générés}}} \cdot \frac{N_{\text{précut}}}{N_{\text{détectés}}} \cdot \frac{N_{\text{cut}}}{N_{\text{précut}}} \quad (20)$$

On obtient alors :

$$A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}} \approx 6,56\%$$

En réutilisant le résultat de l'équation (5), on peut calculer :

$$\begin{aligned} N_{\text{détecté}} &= N \cdot A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}} \\ &= 232 \cdot 6,56\% \\ &\approx 15 \end{aligned}$$

On s'attend donc à détecter un nombre d'évènements de l'ordre de la dizaine.

6.2 Nombre d'évènements

On relie le nombre d'évènements au signal et au bruit de fond de la manière suivante :

$$N_{\text{détecté}} = N_{\text{signal}} - N_{\text{fond}} \quad (21)$$

Pour déterminer le nombre d'évènements détectés, il faut donc connaître N_{fond} . Pour cela, nous faisons l'approximation d'un bruit de fond constant. On considère que le signal se trouve entre 120 GeV et 130 GeV.

Afin de déterminer N_{fond} , une manière de procéder est de calculer la moyenne \bar{x} (voir l'équation 22) du bruit de fond autour de la région du signal, en faisant varier l'intervalle sur lequel cette moyenne

est calculée. L'intervalle optimal est ensuite déterminé par la méthode des moindres carrés χ^2 (voir l'équation 24). Rappelons les formules suivantes :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (22)$$

$$\Delta x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n-1}} \quad (23)$$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\bar{x} - x_i)^2}{x_i} \quad (24)$$

où Δx est l'incertitude sur la moyenne.

Compte tenu du faible nombre d'événements, cette méthode n'est pas adaptée (elle donne le résultat trivial de considérer l'intervalle minimal, à savoir un *bin* de part et d'autre du signal, afin de minimiser χ^2). Nous choisissons donc l'intervalle minimal suivant :

$$[112 \text{ GeV}; 119 \text{ GeV}] \cup [132 \text{ GeV}; 139 \text{ GeV}] \quad (25)$$

Ceci nous donne le résultat suivant :

$$\boxed{N_{\text{fond}} = 2,4 \pm 0,6 \text{ événements}} \quad (26)$$

Afin de vérifier la cohérence de ce résultat (et voir si les approximations faites précédemment sont justifiées), nous recalculons N_{fond} sur l'intervalle suivant :

$$[103 \text{ GeV}; 119 \text{ GeV}] \cup [132 \text{ GeV}; 171 \text{ GeV}]$$

Ceci nous donne le résultat suivant :

$$N_{\text{fond}} = 2,5 \pm 0,5 \text{ événements} \quad (27)$$

Les résultats 26 et 27 étant compatibles, nous conservons notre intervalle 25 et sa moyenne associée 26. Nous pouvons à présent déterminer $N_{\text{détecté}}$:

$$\begin{aligned} N_{\text{détecté}} &= N_{\text{signal}} - N_{\text{fond}} \\ &= 26 - (2,4 \cdot 6) \\ &= \boxed{11,6 \text{ événements}} \end{aligned}$$

6.3 Valeur p

Maintenant qu'on a le nombre d'événement $N_{\text{détecté}}$ et le bruit de fond N_{fond} , on peut calculer la valeur p. On la définit comme suit :

$$p \equiv \text{Pr}(T > k | \lambda) \quad (28)$$

Dans le cas d'une distribution de poisson, on peut écrire :

$$p = \sum_{t=k}^{\infty} \frac{e^{-\lambda} \cdot \lambda^t}{t!} \quad (29)$$

$$= 1 - \sum_{t=0}^k \frac{e^{-\lambda} \cdot \lambda^t}{t!} \quad (30)$$

Ici, $\lambda = 2,4 \cdot 6$ (notre moyenne par bin multipliée par le nombre de bins considérés) et $k = 26$ (le nombre total d'événements entre $\mathcal{M}_{4e} = 120 \text{ GeV}$ et $\mathcal{M}_{4e} = 130 \text{ GeV}$). On trouve la valeur suivante :

$$\boxed{p = 4 \cdot 10^{-3}}$$

Ceci correspond à une incertitude légèrement inférieure à 3σ . Ceci indique qu'il est peu probable (\approx une chance sur 268) que ce pic dans la distribution de \mathcal{M}_{4e} soit une simple fluctuation statistique du bruit de fond.

6.4 Section efficace

Par le point 6.1, on déduit la relation suivante :

$$\sigma_{pp \rightarrow H} = \frac{N_{\text{détecté}}}{\mathcal{L} \cdot Br \cdot A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}}} \quad (31)$$

En utilisant les mêmes valeurs qu'en 2.1, on obtient la valeur suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{pp \rightarrow H} &= \frac{11,6}{140 \text{ fb}^{-1} \cdot 2,62\% \cdot (3,36\%)^2 \cdot 6,56\%} \\ &\approx 42\,702 \text{ fb} \\ &\approx \boxed{43 \text{ pb}} \end{aligned}$$

6.5 Incertitudes

Afin de déterminer l'incertitude sur cette section efficace, nous procédons de la manière suivante :

$$N_{\text{détecté}} = N_{\text{signal}} - N_{\text{fond}} \quad (32)$$

$$\iff \Delta N_{\text{détecté}} = \Delta N_{\text{signal}} + \Delta N_{\text{fond}} \quad (33)$$

$$(34)$$

Ces erreurs se calculent de manières différentes :

1. N_{signal} suivant une loi de Poisson, ΔN_{signal} est simplement donné par :

$$\Delta N_{\text{signal}} = \sqrt{N_{\text{signal}}} \quad (35)$$

2. ΔN_{fond} a été calculé au point 26, il s'agit de l'incertitude sur la moyenne.

On obtient $\Delta N_{\text{détecté}} \approx 3,4 + 0,6 = 4$.

Pour les autres incertitudes, nous prendrons $\Delta \mathcal{L} / \mathcal{L} = 2,6\%$, $\Delta Br \approx 0$, et $\Delta(A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}}) \approx 0$.

En utilisant la propagation des erreurs, on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{pp \rightarrow H} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{détecté}}}{\mathcal{L} \cdot Br \cdot A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}}} \right)^2 + \left(\frac{N_{\text{détecté}} \cdot \Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}^2 \cdot Br \cdot A \cdot \epsilon_{\text{précut}} \cdot \epsilon_{\text{cut}}} \right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{4}{140 \text{ fb}^{-1} \cdot 2,62\% \cdot (3,36\%)^2 \cdot 6,56\%} \right)^2 + \left(\frac{11,6 \cdot 2,6\% \cdot 140 \text{ fb}^{-1}}{(140 \text{ fb}^{-1})^2 \cdot 2,62\% \cdot (3,36\%)^2 \cdot 6,56\%} \right)^2} \\ &\approx 14\,766 \text{ fb} \\ &\approx 15 \text{ pb} \end{aligned}$$

et donc finalement que :

$$\boxed{\sigma_{pp \rightarrow H} = (43 \pm 15) \text{ pb}}$$

7 Conclusion

Nous avons étudié la production de deux paires e^+e^- issues d'un boson BEH.

Pour cela, nous avons regardé la distribution de masse invariante des quatre électrons \mathcal{M}_{4e} et opéré plusieurs coupures de sélection afin de diminuer le bruit de fond et voir apparaître notre signal. Les coupures en question agissaient principalement sur la masse invariante d'une ou des deux paires d'électrons.

Nous avons finalement trouvé une section efficace mesurée avec une erreur relative de

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{mesurée};pp\rightarrow H}}{\sigma_{\text{mesurée};pp\rightarrow H}} = 35\%$$

Remarquons, à titre de comparaison, que

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{littérature};pp\rightarrow H}}{\sigma_{\text{littérature};pp\rightarrow H}} = 7\%[8]$$

Enfin, la section efficace mesurée est cohérente avec celle renseignée dans la littérature, puisque :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{mesurée};pp\rightarrow H} \cap \sigma_{\text{littérature};pp\rightarrow H} &= (43 \pm 15)\text{pb} \cap (56 \pm 4)\text{pb} \\ &= [52 ; 58]\text{pb} \\ &\neq \emptyset\end{aligned}$$

Il aurait été possible de réduire l'incertitude $\Delta\sigma_{\text{mesurée};pp\rightarrow H}$ de plusieurs manières, tel que :

- améliorer les coupures de sélections
- reconstruire le bruit de fond afin d'en faire une estimation plus fine (par exemple considérer le bruit de fond comme linéaire ou polynomial et non simplement constant).

8 Bibliographie

- [1] URL : <https://pdg.lbl.gov/2022/tables/rpp2022-sum-gauge-higgs-bosons.pdf>.
- [2] URL : <https://www.iihe.ac.be/~lfavart/cours.html>.
- [3] *CERN accelerating science*. URL : <https://cms.cern/news/using-golden-decay-channel-understand-production-higgs-boson>.
- [4] *CERN accelerating science*. URL : <https://cms.cern/news/first-measurement-lhc-run-2-pp-data-collected-2016-2017-and-2018>.
- [5] *CERN accelerating science*. URL : <https://cmsexperiment.web.cern.ch/news/cms-detector-design>.
- [6] LHC GROUP et al. “Standard Model Higgs-Boson Branching Ratios with Uncertainties”. In : *The European Physical Journal C* 71 (sept. 2011), p. 1-29. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1753-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1753-8).
- [7] *SM higgs branching ratios and total decay widths (update in CERN report4 2016)*. URL : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR#Higgs_2_gauge_bosons.
- [8] R. L. WORKMAN et al. “Review of Particle Physics”. In : *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01. DOI : [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).