

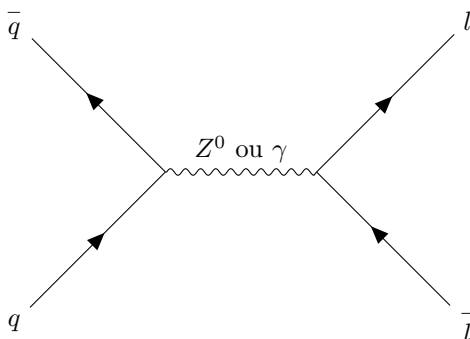
UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES
INTER-UNIVERSITY INSTITUTE FOR HIGH ENERGIES

RAPPORT DE LABORATOIRE POUR LE COURS DE PHYSIQUE DES
PARTICULES - PHYS-F416

Mesure de l'asymétrie avant-arrière A_{FB} dans le processus de Drell-Yan auprès de l'expérience CMS

Auteur :
Antoine DIERCKX

Supervisé par :
Pr. Laurent THOMAS



Année académique 2023-2024

Table des matières

1	Introduction	2
1.1	Processus Drell-Yan	2
1.2	Section efficace	2
1.3	Asymétrie avant-arrière	3
1.4	Compact Muon Solenoid	3
1.5	Système de coordonnées	4
2	Calcul théorique de l'asymétrie	4
2.1	Asymétrie théorique pour un quark quelconque	4
2.2	Asymétrie théorique pour les quarks u et d	5
3	Étude des simulations Monte Carlo	6
3.1	Étude des variables cinématiques au niveau généré	6
3.1.1	Étude individuelle des e^+ et e^-	6
3.1.2	Étude des paires des $e^+ - e^-$	7
3.1.3	Distribution angulaire des leptons	9
3.1.4	Effet de l'acceptance	9
3.2	Passage au niveau reconstruit	10
3.3	Asymétrie avant-arrière dans les différents cas	13
4	Analyse de données	15
5	Conclusion	17

1 Introduction

Dans ce rapport, nous allons étudier l'asymétrie avant-arrière dans les processus Drell-Yan à travers la distribution angulaire de ces processus, parmi les données issues de simulations ainsi que celles collectées auprès de l'expérience CMS du LHC au CERN. Les informations de ce documents proviennent en partie de [1].

Notre but est de calculer cette asymétrie en utilisant les données des simulations et du détecteur afin de pouvoir les comparer.

1.1 Processus Drell-Yan

Le processus Drell-Yan apparaît lorsque un quark et son antiquark s'annihilent en un boson (photon γ , boson Z ou encore boson scalaire H^0) qui se désintègre à son tour en une paire de lepton - antilepton. Trois diagrammes peuvent contribuer :

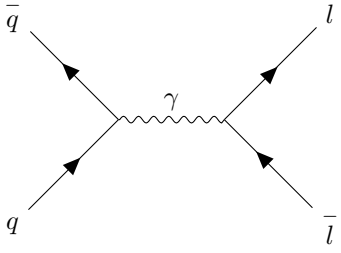


FIGURE 1 – Processus Drell-Yan via l'échange d'un photon γ

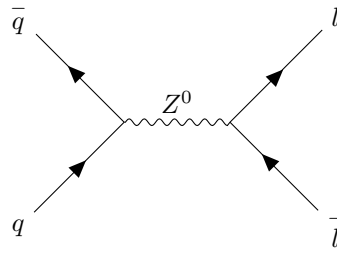


FIGURE 2 – Processus Drell-Yan via l'échange d'un boson Z^0

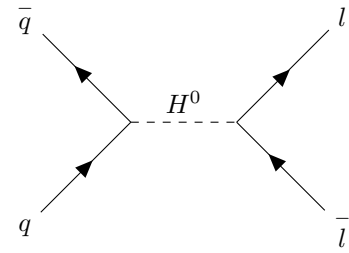


FIGURE 3 – Processus Drell-Yan via l'échange d'un boson scalaire H^0

1.2 Section efficace

Afin de calculer la section efficace d'un processus, il faut sommer la contribution de tout les diagrammes ayant le même état final et initial, jusqu'à l'ordre considéré.

Nous ne considérerons ici que l'ordre le plus bas, et nous négligerons la contribution du processus impliquant le boson scalaire H^0 . En effet, le boson scalaire couple proportionnellement à la masse des particules. Dans notre cas, le lepton le plus lourd est le tau τ avec $m_\tau \approx 1.8$ GeV, alors que la masse du boson scalaire dépasse les 100 GeV¹.

Un calcul détaillé de la section efficace peut-être trouvé dans [2].

En faisant l'approximation d'une interaction ponctuelle, nous pouvons définir un angle θ :

Définition 1.1. L'angle θ est défini comme l'angle formé entre la direction de propagation du quark initial q et celle du lepton final l .

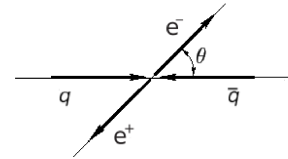


FIGURE 4 – Illustration de l'angle θ [1]

Il est possible de montrer que la section efficace différentielle lorsque l'on ne considère que l'échange d'un photon est symétrique en θ (c'est à dire $\sigma(\pi - \theta) = \sigma(\theta)$) alors que celles concernant le Z^0 et l'interférence entre γ et Z^0 sont asymétriques en θ ($\sigma(\pi - \theta) \neq \sigma(\theta)$).

1. Pour voir un raisonnement plus rigoureux, voir [2]

1.3 Asymétrie avant-arrière

Afin de définir l'asymétrie avant-arrière, il nous faut préciser la manière dont on définit l'avant et l'arrière.

Définition 1.2. Les évènements comptés dans la **section efficace avant** (respectivement **arrière**) sont ceux dont le lepton final est émis dans la même direction (respectivement la direction opposée) que le quark initial.

$$\sigma_F \hat{=} \sigma_{\theta < \pi/2} \quad (1.1)$$

$$\sigma_B \hat{=} \sigma_{\theta > \pi/2} \quad (1.2)$$

Définition 1.3. L'asymétrie avant-arrière A_{FB} (en anglais *forward-backward asymmetry*) est définie selon :

$$A_{FB} \hat{=} \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (1.3)$$

1.4 Compact Muon Solenoid

L'expérience 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 (ou *tonneau*) est bouché de part et d'autre par des « bouchons ». Cette géométrie particulière impose de travailler avec un système de coordonnées adapté.

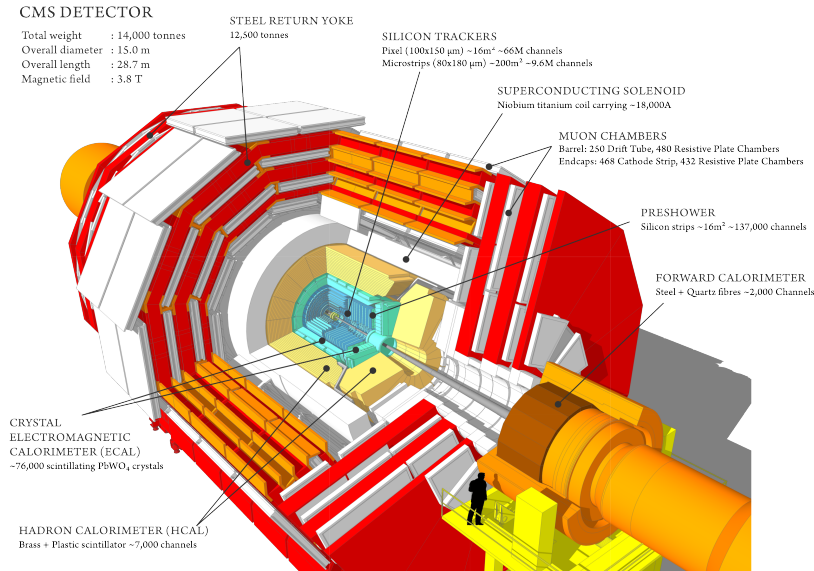


FIGURE 5 – Vue en coupe du détecteur CMS [3].

1.5 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 ².
- L'angle ϕ défini comme l'angle azimutal, compris dans le plan transverse.

On définit également les deux grandeurs suivantes :

Définition 1.4. La **rapidité** y et la **pseudorapidité** η , fonction de θ , sont définies comme suit :

$$y \hat{=} \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right] \quad (1.4)$$

$$\eta \hat{=} - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.5)$$

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 :

$$p_x = p_T \cos \phi \quad (1.6)$$

$$p_y = p_T \sin \phi \quad (1.7)$$

$$p_z = p_T \sinh \eta \quad (1.8)$$

2 Calcul théorique de l'asymétrie

2.1 Asymétrie théorique pour un quark quelconque

En prenant la limite ultra-relativiste, et en se limitant au premier ordre, on peut montrer que³ :

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \frac{c_2}{c_1} \quad (2.1)$$

où

$$c_1 = 1 + 2 \operatorname{Re}\{R\} g_{Vl} g_{Vq} + \|R\|^2 (g_{Vl}^2 + g_{Vq}^2) (g_{Vq}^2 + g_{Aq}^2) \quad (2.2)$$

$$c_2 = 4 \operatorname{Re}\{R\} g_{Al} g_{Aq} + 8 \|R\|^2 g_{Vl} g_{Al} g_{Vq} g_{Aq} \quad (2.3)$$

$$R = \frac{1}{Q_l Q_q \sin^2(2\theta_W)} \cdot \frac{s'}{s' - m_{Z^0}^2 + i s' \frac{\Gamma_{Z^0}}{m_{Z^0}}} \quad (2.4)$$

$$g_{Al,q} = -I_{Wl,q}^3 \quad (2.5)$$

$$g_{Vl,q} = -g_{Al,q} - 2Q_{l,q} \sin^2 \theta_W \quad (2.6)$$

$$\sqrt{s'} = \text{l'énergie dans le centre de masse } q - \bar{q} \quad (2.7)$$

On s'aperçoit que l'asymétrie est une fonction de l'énergie dans le centre de masse $q - \bar{q}$: $A_{FB} = A_{FB}(s')$. Or, cette valeur n'est pas connue pour chaque collision puisque les quarks n'emportent qu'une fraction de l'énergie du centre de masse du système $p - p$. Il va donc falloir faire une étude statistique de la distribution angulaire pour étudier A_{FB} .

2. A ne pas confondre avec l'angle sous tendu par la trajectoire du lepton et du quark.

3. Le calcul détaillé est disponible ici [2]

2.2 Asymétrie théorique pour les quarks u et d

A l'aide des données des simulations, nous pouvons tracer $A_{FB,q}$ en fonction de l'énergie du système $q - \bar{q}$, $\sqrt{s'}$ pour les quarks up u et down d . Nous obtenons les graphiques suivants :

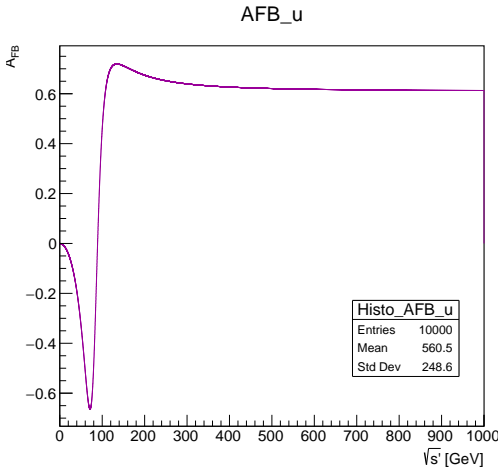


FIGURE 6 – $A_{FB,u}$ en fonction de $\sqrt{s'_{u\bar{u}}}$

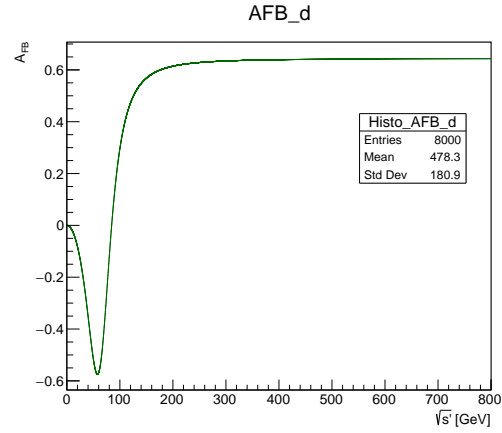


FIGURE 7 – $A_{FB,d}$ en fonction de $\sqrt{s'_{d\bar{d}}}$

Nous pouvons faire plusieurs observations ;

- L'asymétrie tend vers 0 lorsque $\sqrt{s'}$ tend vers 0.
En effet, $\sqrt{s'}$ correspond à la masse du boson d'échange. Lorsque celle-ci tend vers 0, le boson le plus probable est le photon. Or, nous avons montré dans la section 1.2 que la section efficace pour l'échange d'un photon est symétrique en $\theta \mapsto \pi - \theta$.
- L'asymétrie se stabilise autour de 0.6 pour de grandes $\sqrt{s'}$.
- L'asymétrie est légèrement différente pour les quarks u et d .

Remarque. Les mêmes graphiques pour des neutrinos montrent une asymétrie non-nulle indépendante de la masse. En effet, ceux-ci ne couplent ni au photon ni au boson scalaire. Ainsi, à l'ordre le plus bas, il n'y a qu'un seul diagramme qui contribue : l'échange d'un Z^0 . La dépendance de l'asymétrie en la masse est seulement due à l'interférence entre les différents diagrammes (ceci explique pourquoi l'asymétrie semble évoluer indépendamment de la masse loin du « pic du Z^0 »).

On pourrait dès lors penser qu'il serait plus judicieux d'étudier la canal $q\bar{q} \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Cependant, les neutrinos ne sont pas détectables directement par CMS en raison de leur faible interaction avec la matière.

On se concentrera ainsi sur les leptons, ceux-ci étant bien identifiés par les différentes couches de détecteurs de CMS.

Remarque. On s'attend à une asymétrie similaire pour le canal $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ puisque les quarks couplent à l'interaction faible. Cependant, un diagramme supplémentaire viendrait contribuer : $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow q\bar{q}$.

3 Étude des simulations Monte Carlo

Nous allons classer les données issues des simulations dans deux types de « niveaux » :

Définition 3.1.

- On désigne par « **niveau généré** » le niveau d'analyse avant l'interaction des particules avec le détecteur.
- On désigne par « **niveau reconstruit** » le niveau d'analyse après la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur et le processus de reconstruction.

3.1 Étude des variables cinématiques au niveau généré

Rappelons la définition suivante :

Définition 3.2. On définit la masse invariante d'un système physique selon :

$$\mathcal{M} \hat{=} p^\mu p_\mu = \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2} \quad (3.1)$$

où p^μ est la somme vectorielle des quadri-impulsions des constituants du système.

3.1.1 Étude individuelle des e^+ et e^-

Nous allons étudier l'impulsion transverse p_T , la pseudorapidité η ainsi que l'angle azimutal ϕ des électrons et positrons.

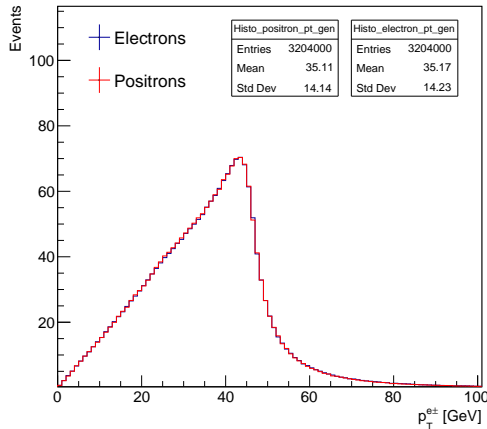


FIGURE 8 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse p_T des électrons et positrons

- La distribution est asymétrique :

Cela est dû aux *Initial State Radiation*, à savoir l'émission d'une particule (par exemple d'un gluon) avant la collision. Dans ce cas, la paire $q\bar{q}$ n'est plus seulement selon l'axe z , ce qui rend possible une p_T plus grande. La signature de ce type d'événement est un jet dû à l'hadronisation du gluon.

- On remarque qu'il n'y a pas de différence entre l'impulsion transverse des électrons et des positrons. Cela s'explique par le fait qu'on puisse approximer l'impulsion transverse initiale comme étant nulle. Puisqu'il n'y a que deux particules dans l'état final, leur impulsion doit être de norme égale.
- On observe un pic d'événements vers 40 GeV, et une descente rapide jusqu'à 45 GeV. En effet, la plupart des interactions sont médiées par un boson Z^0 « on-shell », donc ayant une masse autour de $m_{Z^0} \approx 91$ GeV. Une fois désintégrés, les électrons ne peuvent donc pas dépasser 45 GeV d'impulsion transverse. Toutefois, si le boson Z^0 est hors de sa couche de masse (dans de rares cas), l'impulsion transverse des leptons peut alors dépasser 45 GeV.

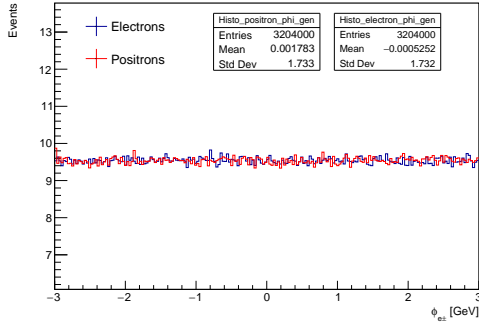


FIGURE 9 – Histogramme du nombre d'évènements en fonction de l'angle azimutal ϕ des électrons et positrons

Nous observons que l'angle ϕ est invariant de la masse. C'est ce à quoi on s'attend.

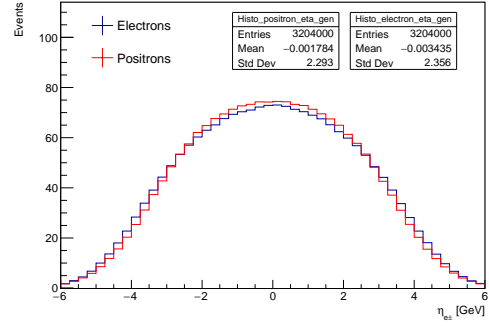


FIGURE 10 – Histogramme du nombre d'évènements en fonction de la pseudorapidité η des électrons et positrons

On observe une légère différence entre les électrons et les positrons : la distribution en η des e^- semble plus étalée que celle des e^+ . Nous reviendrons sur ce phénomène ultérieurement.

3.1.2 Étude des paires des $e^+ - e^-$

Nous opérons une analyse similaire mais cette fois sur la paire $e^+ - e^-$

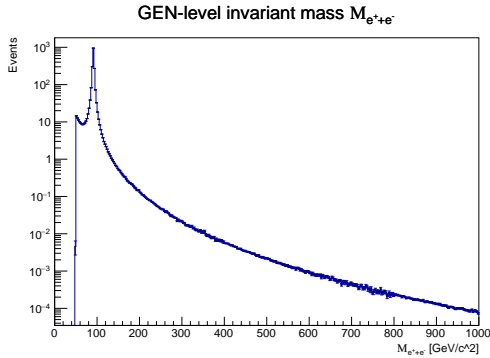


FIGURE 11 – Histogramme du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante du système ($e^+ - e^-$) $\mathcal{M}_{e^+e^-}$

- On observe une absence d'évènements en dessous de 50 GeV, simplement car ceux-ci sont générés à partir de 50 GeV.
- On observe un pic autour de 91 GeV, ce qui correspond à la masse du boson Z^0 .

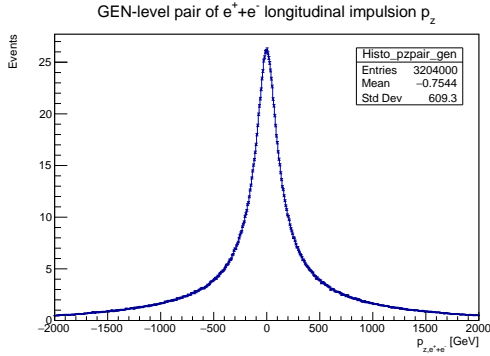


FIGURE 12 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de l'impulsion longitudinale du système $(e^+ - e^-) p_z$

Un histogramme de la rapidité y de la paire $e^+ - e^-$ montre également une distribution symétrique centrée en 0.

Étude de la pseudo-rapidité à haute masse invariante

Lorsqu'on ne considère que les événements ayant une masse invariante supérieure à 200 GeV, la distribution des électrons et positrons en η devient clairement distincte.

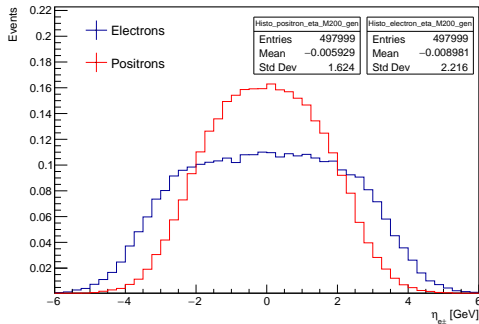


FIGURE 13 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de la pseudorapidité η des électrons et positrons ayant une masse invariante supérieure à $M_{e^+ - e^-} > 200$ GeV

- On observe une distribution symétrique centrée en 0.
- Les deux protons ayant la même impulsion lors de la collision, on pourrait s'attendre à avoir une distribution moins étalée. Cependant, rappelons-nous que ce sont les quarks qui interagissent et non les protons. Les quarks n'emportent qu'une partie de l'impulsion du proton, ce qui explique une distribution étalée.

- A haute masse invariante, les électrons sont plus dirigés vers l'avant
- Dans les référentiels du centre de masse du système $(q\bar{q})$, le quark et l'anti-quark ont exactement la même impulsion. Dans le référentiel du laboratoire (c'est-à-dire dans le système du centre de masse du système (pp)), les quarks de valence ont plus d'impulsion que les quarks de la mer. Le système est ainsi boosté dans la direction de l'anti-quark (qui vient de la mer), qui est aussi la direction de l'électron.

Il y a donc une asymétrie en impulsion *et* une asymétrie en θ . Ceci produit une distribution différente en η pour les électrons et positrons.

- Cet effet était plus faible lorsqu'on considérait les événements à faible M car la probabilité d'un processus faisant intervenir deux quarks de la mer (et non un quark de valence et un autre de la mer) est plus importante.

3.1.3 Distribution angulaire des leptons

Comme évoqué ci-dessus, le centre de masse du système de la paire ($e^+ - e^-$) est différent de celui de la paire ($q - \bar{q}$). Il faut donc effectuer un boost pour passer de l'un à l'autre et reconstruire l'angle θ fidèlement. Cependant, la connaissance de la direction de l'antiquark n'est pas accessible expérimentalement. On définit alors deux manières de reconstruire θ .

Définition 3.3. On définit θ_t (« θ true ») comme l'angle reconstruit calculé par rapport à la direction du quark :

$$\cos \theta_t \hat{=} \text{sgn}(p_z(q)) \cdot \cos \theta \quad (3.2)$$

et θ_m (« θ measured ») comme l'angle reconstruit calculé par rapport à la direction de l'impulsion longitudinale du système ($e^+ - e^-$) :

$$\cos \theta_m \hat{=} \text{sgn}(p_z(e^+ - e^-)) \cdot \cos \theta \quad (3.3)$$

Ainsi, on suppose que l'impulsion longitudinale de la paire ($e^+ - e^-$) est la même que celle du quark q . On s'attend à observer une légère dilution de l'asymétrie à cause de cette supposition, puisqu'il peut arriver (dans de rares cas) que le quark de la mer ait une impulsion p_z plus importante que celui de valence.

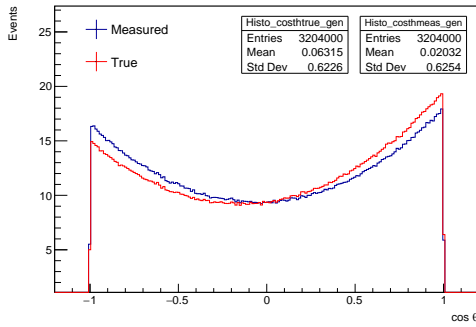


FIGURE 14 – Histogramme du nombre d'événements en fonction du cosinus de θ , $\cos \theta_t$ et $\cos \theta_m$ ayant une masse invariante quelconque.

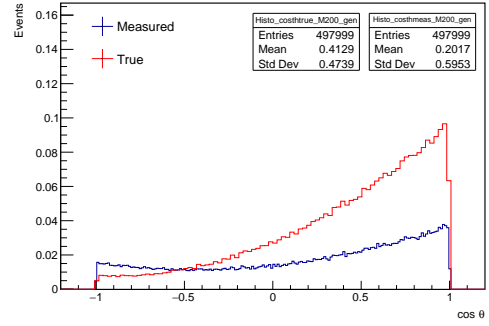


FIGURE 15 – Histogramme du nombre d'événements en fonction du cosinus de θ , $\cos \theta_t$ et $\cos \theta_m$ ayant une masse invariante supérieure à $\mathcal{M}_{e^+ - e^-} > 200$ GeV

- Comme justifié précédemment, l'asymétrie est plus marquée à haute masse invariante.
- On observe une dilution de l'asymétrie lorsqu'on considère $\cos \theta_m$ plutôt que $\cos \theta_t$, comme attendu.
- On peut y deviner un profil de distribution parabolique. En effet, il est possible de montrer, dans le cas des processus Drell-Yan avec contribution des bosons γ et Z^0 , que :

$$\frac{\sigma_{\text{int}}}{d\Omega} \propto (\cos \theta)^2$$

3.1.4 Effet de l'acceptance

Dans le LHC, le taux de collisions est très important et il n'est pas possible de considérer la totalité de celles-ci. On effectue alors une sélection « en direct » à partir des données cinématiques recueillies afin de ne garder que les événements intéressants.

De plus, les propriétés du détecteurs ne permettent pas de reconstruire des électrons à faible p_T , ou encore à trop grande η . Pour cela, nous imposons les coupures suivantes, dites d'acceptances :

$$p_T > 25 \text{ GeV et } |\eta| < 2.4 \quad (3.4)$$

On observe alors les distributions suivantes de $\cos \theta_m$:

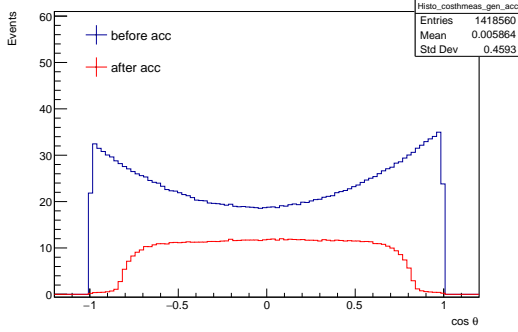


FIGURE 16 – Histogramme du nombre d'événements en fonction du cosinus de θ_t , $\cos \theta_t$ ayant une masse invariante quelconque, avant et après acceptation.

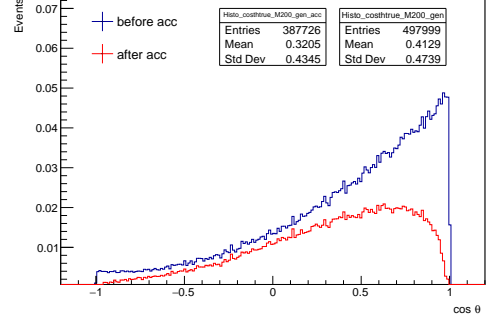


FIGURE 17 – Histogramme du nombre d'événements en fonction du cosinus de θ_t , $\cos \theta_t$ ayant une masse invariante supérieure à $\mathcal{M}_{e^+e^-} > 200 \text{ GeV}$, avant et après acceptation.

- On remarque qu'on perd les événements à grand $\cos \theta$, puisque nous avons écarté ceux dont $|\eta| < 2.4$.
- À haute masse invariante, on observe que la coupure en p_T est plus agressive sur les petites \mathcal{M} que sur les grandes.

En conclusion, on s'attend à pouvoir mesurer réellement l'asymétrie malgré les effets d'acceptance.

3.2 Passage au niveau reconstruit

Dans cette partie, nous allons analyser les données de la simulation après détection par CMS. Nous voulons déterminer à quel point nos données seront « dégradées » par les détecteurs. Pourrions-nous espérer détecter l'asymétrie avant-arrière A_{FB} avec les données issues des détecteurs ? Pour répondre à cette question, nous comparons la simulation au niveau généré après acceptation et la simulation au niveau reconstruit (après acceptation également).

Remarque. Dans cette section 3.2, l'angle θ désigne θ_m puisque c'est la seule quantité pertinente à comparer, θ_t n'étant pas accessible expérimentalement.

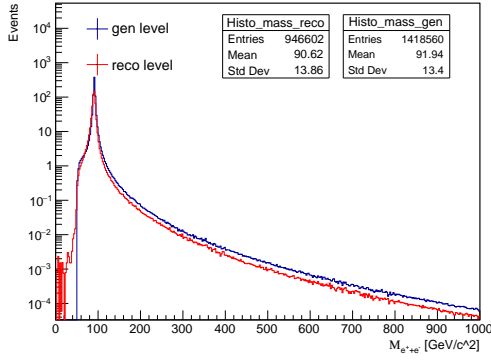


FIGURE 18 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de la masse invariante $M_{e^+e^-}$

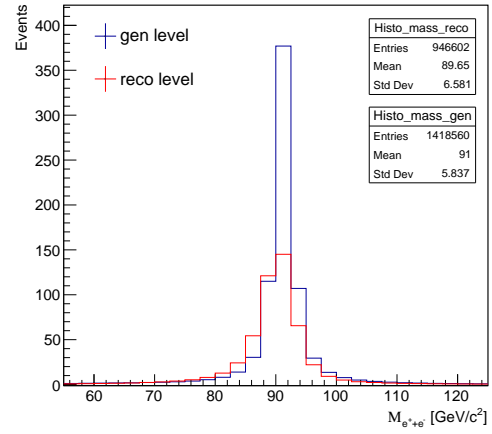


FIGURE 19 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de la masse invariante $M_{e^+e^-}$ centré au pic du Z^0

On peut formuler plusieurs observations :

- Il y a un peu moins d'événements au niveau reconstruit qu'au niveau généré : les détecteurs ne sont pas efficaces à 100 %.
- Le pic du Z^0 est un peu plus étendu. Il s'agit d'un effet de résolution des calorimètres et du tracker (qui ont une résolution de l'ordre de 1%). La distribution initiale étant une distribution de Breit-Wigner, celle obtenue est une convolution de celle-ci avec une gaussienne.

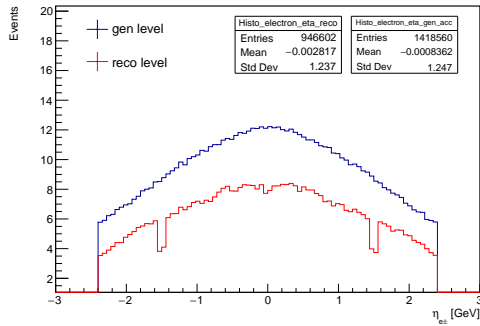
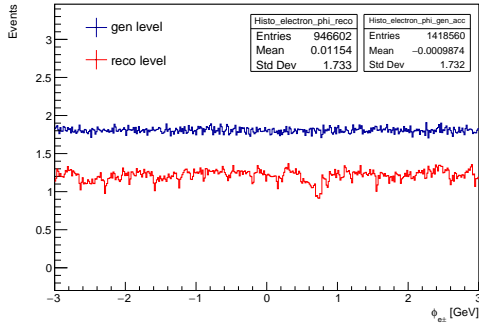
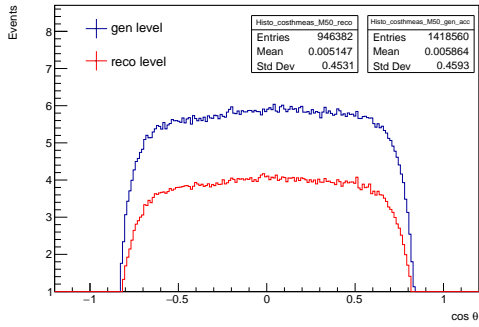
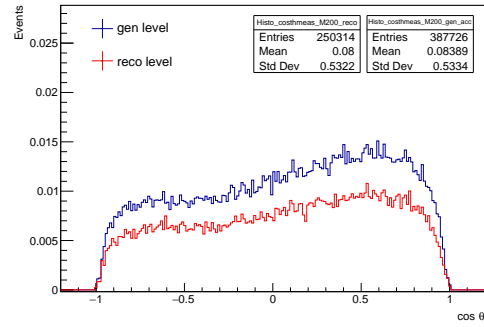
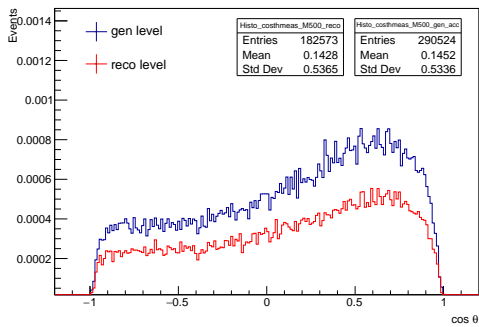


FIGURE 20 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de la pseudorapidity η

On observe un léger déficit d'événements global, et deux déficits locaux en $\eta \approx \pm 1.5$. Ceux-ci proviennent de la géométrie de CMS : il s'agit de la jonction entre le tonneau et les bouchons.

FIGURE 21 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de l'angle ϕ FIGURE 22 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de $\cos \theta$ pour une masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-} > 50$ GeVFIGURE 23 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de $\cos \theta$ pour une masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-} > 200$ GeVFIGURE 24 – Histogramme du nombre d'événements en fonction de $\cos \theta$ pour une masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-} > 500$ GeV

On observe à nouveau un léger déficit global en événements, ainsi que quelques pics négatifs. Il s'agit d'un effet du détecteur : à certains endroits, par exemple dans le trajectographe, certaines parties du détecteur ne fonctionnent plus. On observe alors une légère diminution du taux d'événements dans ces régions.

En prenant une coupure de sélection suffisamment restrictive en masse invariante, on voit l'asymétrie dans la distribution de $\cos \theta$ apparaître au niveau reconstruit malgré la diminution du taux d'événements et les divers effets détecteurs évoqués plus haut.

Nous sommes à présent en mesure de calculer A_{FB} en fonction de $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ au niveau reconstruit.

3.3 Asymétrie avant-arrière dans les différents cas

Dans cette section, nous allons mesurer l'asymétrie avant arrière au niveau reconstruit. Avant cela, comparons le nombre d'événements *avant* et *arrière*.

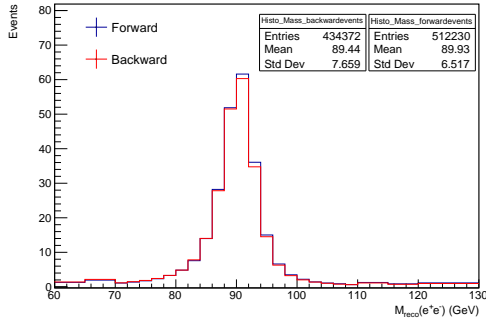


FIGURE 25 – Histogramme du nombre d'événements *avant* et *arrière* en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$

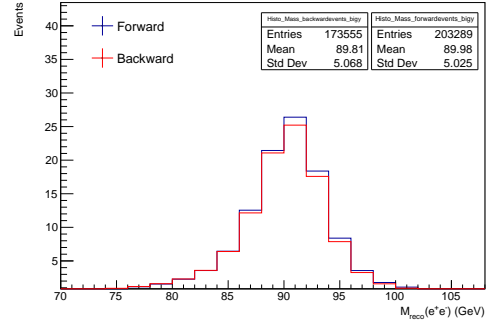


FIGURE 26 – Histogramme du nombre d'événements *avant* et *arrière* en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ pour une grande rapidité : $|y| > 1$

On peut remarquer une légère différence entre les deux distributions, qui devient plus marquée lorsque l'on effectue une coupure sur la rapidité y . Ceci s'explique par le fait que pour de grandes rapidités, il est plus probable d'attribuer correctement la direction de l'antiquark lors de la collision, donc d'obtenir un signe correct pour $\cos\theta$, et ainsi de ne pas « diluer » l'effet d'asymétrie.

Pour calculer A_{FB} , nous dressons séparément des histogrammes à *bins* variables (denses autour du pic de Z^0 , larges ailleurs) d'événements considérés comme *forward* et *backward* (selon la définition 1.2).

Nous calculons ensuite A_{FB} à partir de ces deux histogrammes. Nous effectuons également une coupure de sélection afin de mettre en exergue l'asymétrie.

Remarque. La taille variables des *bins* ne pose pas de problème puisque l'on travaille toujours avec le rapport de deux histogrammes

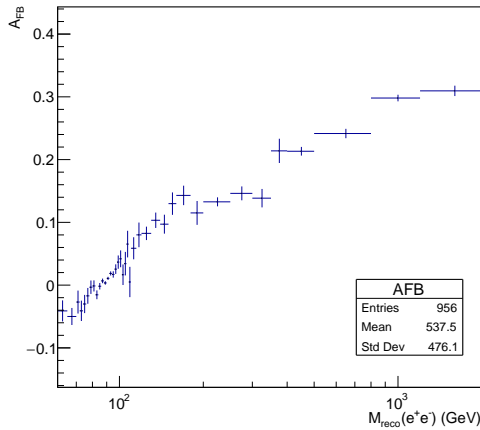


FIGURE 27 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$

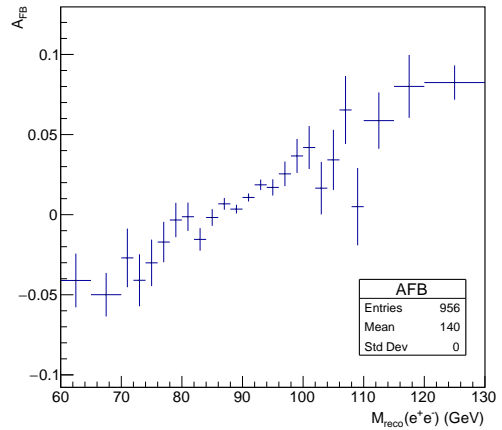


FIGURE 28 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ zoomé autour du pic du Z^0

- On observe une forte dépendance de A_{FB} en la masse invariante autour du pic du Z^0 .
- Qualitativement, c'est le comportement que l'on attendait (voir les graphiques 6 et 7).
- Quantitativement, on observe un plafond à $A_{FB} \approx 0.3$ au lieu de $A_{FB} \approx 0.6$. Cela peut s'expliquer par les erreurs d'attribution de la direction des quarks et antiquarks, ainsi que par les effets d'acceptance : on sélectionne de faibles valeurs de $\cos \theta$ (puisqu'on coupe les grandes valeurs de η), c'est-à-dire les événements pour lesquels l'asymétrie est moins marquée.

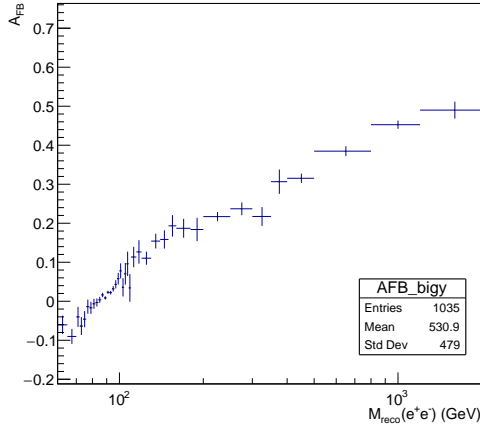


FIGURE 29 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ pour une grande rapidité : $|y| > 1$

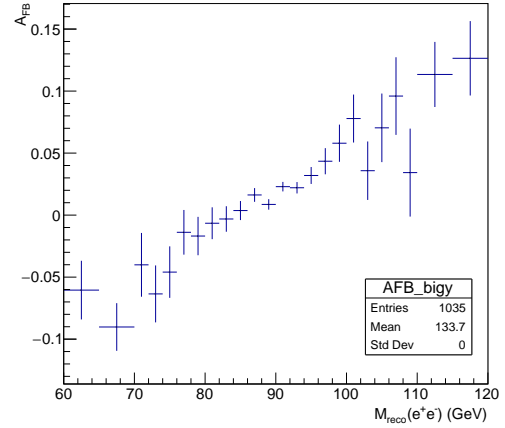


FIGURE 30 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ pour une grande rapidité : $|y| > 1$ zoomé autour du pic du Z^0

- Lorsque l'on effectue une coupure sur la rapidité y , on observe un plafond plus élevé : $A_{FB} \approx 0.5$. Comme évoqué précédemment, une grande rapidité signifie un grand boost longitudinal de la paire ($e^+ - e^-$) et donc moins de probabilité de se tromper dans l'attribution du signe de $\cos \theta$.

4 Analyse de données

Dans cette section, nous appliquons le même traitement que pour la simulation Monte-Carlo au niveau reconstruit. Après avoir extrait l'asymétrie avant-arrière en fonction de la masse invariante, nous pouvons superposer les histogrammes.

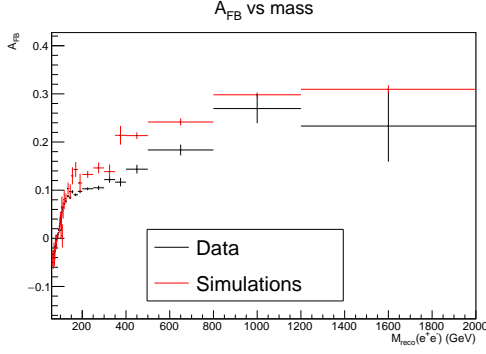


FIGURE 31 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$

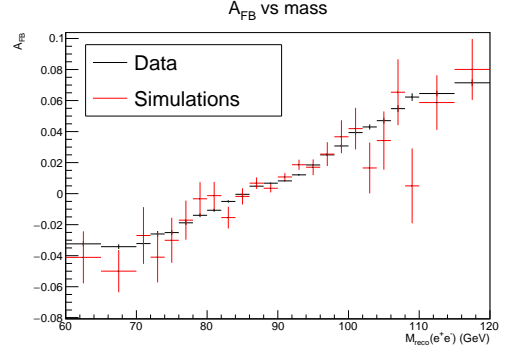


FIGURE 32 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ zoomé autour du pic du Z^0

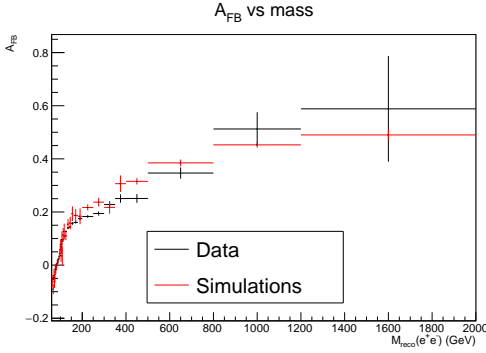


FIGURE 33 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ pour une grande rapidité : $|y| > 1$

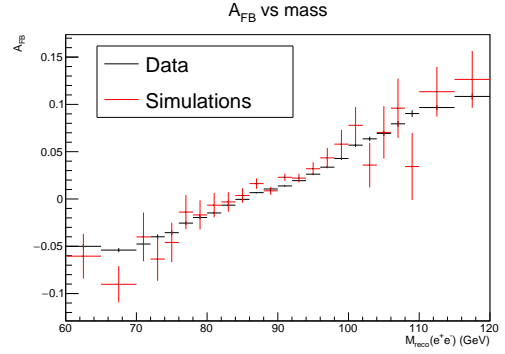
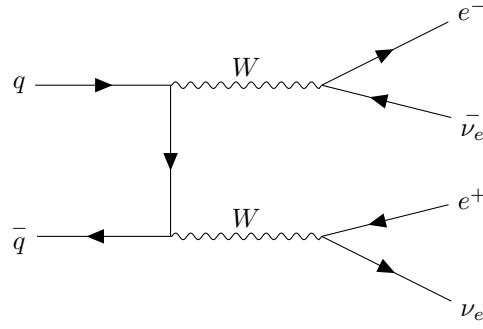
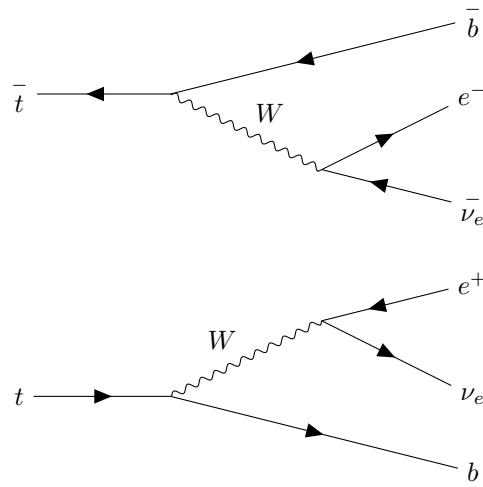
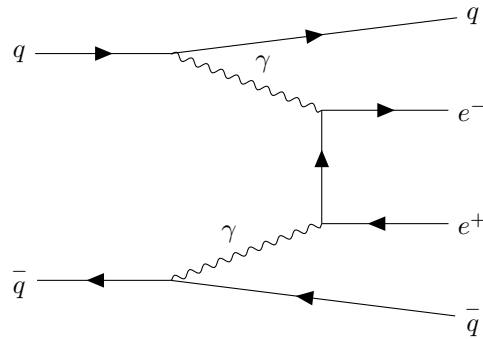


FIGURE 34 – Histogramme de l'asymétrie A_{FB} en fonction de la masse invariante $\mathcal{M}_{e^+e^-}$ pour une grande rapidité : $|y| > 1$ zoomé autour du pic du Z^0

Nous pouvons formuler plusieurs observations :

- Au pic du Z^0 , la simulation et les données se superposent parfaitement.
- À haute masse invariante, l'asymétrie est plus basse dans les données que dans les simulations. Cela peut s'expliquer par la contribution d'autres processus donnant également un électron et un positron dans l'état final. Illustrons en quelques un :

FIGURE 35 – $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow e^-\bar{\nu}_e + e^+\nu_e$ FIGURE 36 – $t\bar{t} \rightarrow Wb + W\bar{b} \rightarrow e^-\bar{\nu}_e + e^+\nu_e + b\bar{b}$ FIGURE 37 – $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} + \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q} + e^+e^-$

Tous ces processus auront pour effet de diluer l'asymétrie. Remarquons que cette déviation entre les données et la simulation n'est valable qu'à haute masse invariante, car proche du pic du Z^0 , la résonance de celui-ci rend négligeable la contribution des autres processus.

5 Conclusion

Dans ce laboratoire, nous avons étudié l'asymétrie avant-arrière dans les processus Drell-Yan. Pour ce faire, nous avons procédé en 2 étapes :

1. Nous avons étudié les données de simulations Monte Carlo afin de calculer, à partir de la théorie et des connaissances des performances et de la géométrie des détecteurs de CMS, les résultats attendus.
2. Nous avons ensuite appliqué un traitement informatique similaire aux données issues de CMS, afin de comparer les résultats entre eux.

Nous avons vu que la qualité des histogrammes se dégradait au fur et à mesure de la prise en compte de contraintes (attribution approximative du signe de $\cos\theta$, conditions d'acceptance, ...). Cependant, les histogrammes finaux (31 et 33) montrent une concordance satisfaisante entre les données issues de CMS et celles issues des simulations, modulo la prise en compte de contributions de processus supplémentaires (par exemple 36, 35 ou encore 37). Ainsi, un zoom effectué autour du pic du Z^0 montre une superposition quasi-parfaite entre les deux ensembles de données (voir 32 et 34).

En conclusion, nous pouvons confirmer la forte dépendance de A_{FB} en $\sqrt{s'}$, et la validité du modèle utilisé pour prédire A_{FB} .

Références

- [1] Laurent THOMAS. *Mesure de l'asymétrie avant-arrière (AFB) dans le processus de Drell-Yan avec le détecteur CMS - Exercices du cours PHYS-F416*. URL : https://www.iihe.ac.be/~lathomas/PHYSF416_2022/slides_labo_physf416_new2022.pdf. (accessed : 21.11.2023).
- [2] Laurent THOMAS. *Calculation of the forward-backward asymmetry in the Drell-Yan process at leading order*. URL : https://iihe.ac.be/~lathomas/PHYSF416_2022/DYcrosssectioncalculation.pdf. (accessed : 21.11.2023).
- [3] CERN accelerating science. URL : <https://cmsexperiment.web.cern.ch/news/cms-detector-design>.