

Mise en œuvre de l'énergie transverse manquante

"J'ai trouvé une solution désespérée pour sauver [...] la loi de conservation de l'énergie."

Wolfgang Pauli, lettre envoyée aux participants d'un colloque à Tübingen, le 6 décembre 1930.

Le détecteur ATLAS a été pleinement installé et intégré dans l'acquisition en juin 2008. A partir de ce moment-là, il a été possible de tester le bon fonctionnement du système calorimétrique dans son ensemble, ainsi que, pour la première fois, de la reconstruction de l'énergie transverse manquante. C'est une variable très présente dans les états finals de nouvelle physique, comme la supersymétrie (LSP), les bosons de jauge lourds, ou des théories de dimensions supplémentaires (graviton), introduites au paragraphe 2.3.3. Dans ce cas, le contrôle des queues de distribution est essentiel. C'est aussi une variable centrale pour les mesures de précision des processus du modèle standard qui contiennent un neutrino (lepton τ , paires $t\bar{t}$, boson W), comme on le verra au chapitre 6. Ces procédés permettront de tester sa reconstruction et sa calibration.

Contrairement à des objets comme les électrons qui ont pu être testés en tests en faisceaux, l'énergie transverse manquante est une variable globale qui nécessite tous les sous-détecteurs d'ATLAS. On verra au paragraphe 4.2 que la reconstruction et le contrôle des queues ont pu être vérifiés dans un cas simple où aucune énergie n'est déposée dans le calorimètre, avec des événements de déclenchement aléatoire. Des dépôts d'énergie importants dans le calorimètre dus à des muons cosmiques peuvent être mis en évidence avec la variable énergie transverse manquante, montrant le bon fonctionnement du système calorimétrique, comme on le verra au paragraphe 4.3. Enfin, le paragraphe 4.4 est consacré à la mise en œuvre de l'énergie transverse manquante avec les premières données de collisions à 900 GeV, 2.36 TeV et 7 TeV.

4.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Les particules sans interaction avec la matière ne peuvent pas être mesurées directement avec le détecteur ATLAS. On peut néanmoins utiliser la conservation de l'énergie pour les reconstruire partiellement. Mais contrairement aux collisionneurs leptoniques où l'état initial des particules en interaction est entièrement connu, dans un collisionneur hadronique, la fraction d'énergie portée par les partons en interaction n'est pas connue. Néanmoins, on fait l'approximation

mation, que les partons ne portent pas de quantité de mouvement dans le plan transverse au faisceau [125]. Lors d'une collision, l'énergie totale dans le plan transverse est donc nulle, et on peut définir une quantité appelée énergie transverse manquante et définie par la somme vectorielle :

$$\vec{E}_T^{miss} = - \sum \vec{E}_T^{visible} \quad (4.1)$$

La variable E_T^{miss} correspond au module de cette quantité, et est donnée comme la somme quadratique des modules du vecteur projeté sur les axes Ox (E_X^{miss}) et Oy (E_Y^{miss}) :

$$E_T^{miss} = \sqrt{E_X^{miss2} + E_Y^{miss2}} \quad (4.2)$$

La direction de l'énergie transverse manquante par rapport à l'axe (Ox) est appelée φ^{miss} , et est définie par :

$$\varphi^{miss} = \text{atan}\left(\frac{E_X^{miss}}{E_Y^{miss}}\right) \quad (4.3)$$

Par ailleurs, la variable $\sum E_T$ correspond à l'énergie transverse totale déposée dans le système calorimétrique.

Le reconstruction de l'énergie transverse manquante avec le détecteur ATLAS peut se décomposer en 3 termes :

$$\vec{E}_T^{miss} = \vec{E}_T^{miss, \text{Calorimètre}} + \vec{E}_T^{miss, \text{Muon}} + \vec{E}_T^{miss, \text{matière morte}} \quad (4.4)$$

où $\vec{E}_T^{miss, \text{Calorimètre}}$ est un terme calculé à partir de l'énergie déposée dans le système calorimétrique, $\vec{E}_T^{miss, \text{Muon}}$ est l'inverse de l'impulsion transverse des muons, et $\vec{E}_T^{miss, \text{matière morte}}$ est un terme correspondant à l'énergie perdue dans des zones non actives (cryostats, aimants, services, etc).

Le terme $\vec{E}_T^{miss, \text{Calorimètre}}$ somme vectoriellement l'énergie transverse des cellules du système calorimétrique. Celui-ci possédant près de 200000 voies d'électronique, il est nécessaire de ne sélectionner que les cellules dont l'énergie n'est pas due au bruit électronique. Il existe pour cela 2 méthodes, toutes deux basées sur la valeur σ du bruit de chaque cellule détaillé au paragraphe 3.3.3.

- La méthode dite $|E| > 2 * \sigma$ considère les cellules dont l'énergie absolue est supérieure à 2 fois la valeur du bruit ;
- La méthode dite des *topoclusters* utilise des amas de cellules nommés topoclusters [126]. Pour former ces amas en 3 dimensions, l'algorithme démarre avec des "graines" définies comme des cellules dont l'énergie absolue est égale à 4 fois la valeur du bruit. Puis les cellules voisines sont ajoutées si leur énergie absolue est supérieure à 2 fois la valeur du bruit, jusqu'à arriver à des cellules "frontières" sans seuil sur leur énergie, comme illustré sur la figure 4.1. Cette méthode supprime beaucoup plus efficacement le bruit que la première, et est à présent utilisée par défaut dans ATLAS.

Par la suite, on désignera par défaut comme la variable E_T^{miss} le module de la variable $\vec{E}_T^{miss, \text{Calorimètre}}$ calculée avec la méthode des topoclusters.

Les termes E_X^{miss} , E_Y^{miss} et $\sum E_T$ sont alors calculés par les formules suivantes :

$$E_X^{miss} = - \sum_i E_i \cdot \sin\theta_i \cdot \cos\varphi_i \quad (4.5)$$

$$E_Y^{miss} = - \sum_i E_i \cdot \sin\theta_i \cdot \sin\varphi_i \quad (4.6)$$

$$\sum E_T = \sum_i E_i \cdot \sin\theta_i \quad (4.7)$$

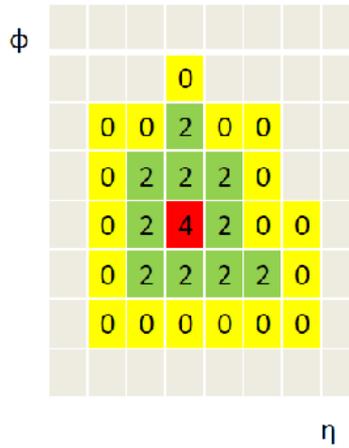


Figure 4.1 – Vue schématique d'un topocluster dans le plan η - φ . Les chiffres représentent les valeurs seuils du bruit.

où E_i , θ_i et φ_i sont l'énergie et la position de la cellule i sélectionnée par l'algorithme de suppression du bruit.

Par ailleurs, comme la reconstruction de l'énergie transverse manquante utilise l'énergie des cellules, elle est calculée à l'échelle électromagnétique (voir paragraphe 3.2.1.3). Il est donc nécessaire de la calibrer.

La calibration hadronique utilisée par défaut est dite locale (pour *local hadronic calibration*) [127, 128]. Elle a pour but de calibrer les topoclusters un par un, sachant que dans un jet, un topocluster correspond à 1.6 particules en moyenne (essentiellement des pions chargés ou des photons). Cette calibration repose uniquement sur le signal dans le calorimètre, et sur la forme des topoclusters, et s'effectue en plusieurs étapes. Les topoclusters sont tout d'abord classés en types "électromagnétiques" ou "hadroniques". Pour cela, on utilise des variables comme la largeur et la longueur du topocluster, la densité d'énergie, la fraction d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, l'isolation, etc. L'énergie des cellules des topoclusters classés comme hadroniques est ensuite multipliée par un poids tiré de la simulation de pions neutres et chargés. L'énergie des topoclusters ainsi calculée est ensuite corrigée de l'énergie déposée en dehors des topoclusters à cause de la coupure sur le bruit. Enfin, l'énergie est corrigée de l'énergie déposée en dehors des zones actives du calorimètre, c'est-à-dire avant le calorimètre, dans les zones mortes, et après le calorimètre. Ces corrections sont tirées de simulation de pions d'une simulation précise d'ATLAS avec GEANT4 [129].

Cette méthode de calibration a été vérifiée avec des faisceaux de pions chargés lors des tests en faisceaux combinés de 2004. La figure 4.2 montre l'énergie du topocluster mesurée à l'échelle électromagnétique, et aux différentes étapes de la calibration, pour des pions de 100 GeV. On constate que l'énergie mesurée à l'échelle électromagnétique ne représente que 75% de l'énergie, et que l'attribution des poids et la correction des zones mortes contribuent pour chacune à la moitié des corrections. L'énergie calibrée dévie de l'énergie vraie de 2% dans la simulation, et de 5% dans les données, en partie à cause de la contamination des faisceaux de pions par des protons.

Dans tout ce chapitre, l'énergie transverse manquante est étudiée à l'échelle électromagnétique, sauf au paragraphe 4.4.4 où l'énergie transverse manquante calibrée a été vérifiée avec des données de collision de biais minimum et des événements issus de la sélection de bosons W.

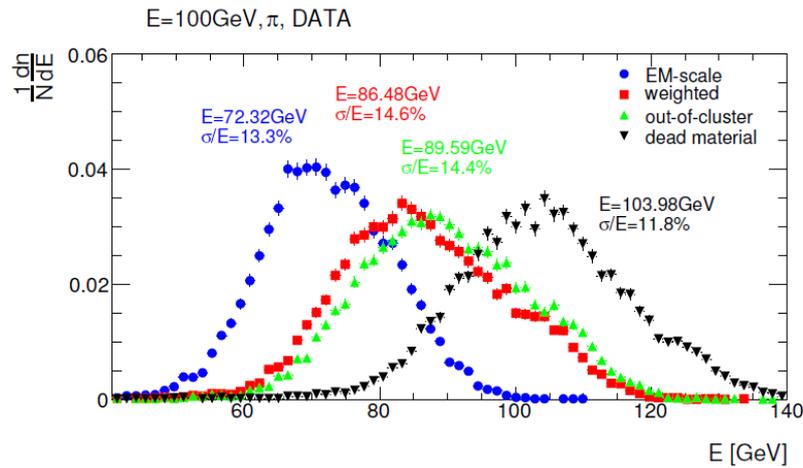


Figure 4.2 – Distribution de l'énergie reconstruite à l'échelle électromagnétique (en bleu), après application des poids (en rouge), après correction de l'énergie déposée en dehors des topo-clusters (en vert), et après correction de l'énergie perdue en dehors des calorimètres (en noir), pour des faisceaux de pions chargés de 100 GeV [127].

4.2 Mise en œuvre à l'aide d'événements de déclenchement aléatoire

Avant le démarrage du LHC, l'étude des événements de déclenchement aléatoire est intéressante sous 2 aspects. Dans ce cas, aucune énergie n'est déposée dans le calorimètre, donc la seule contribution à l'énergie des cellules est le bruit électronique. Ceci permet donc à la fois de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre, et de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans une configuration simple.

4.2.1 Données et jouet Monte-Carlo

En septembre et octobre 2008, environ 50 millions d'événements ont été enregistrés avec tout le détecteur actif, et avec des conditions stables. Environ 1% de ces événements ont été enregistrés avec un déclenchement aléatoire toutes les secondes. En 45 jours, entre le 10 septembre et le 23 octobre 2008, 37 runs ont été ainsi pris avec tout le système calorimétrique en marche, correspondant à 600000 événements enregistrés. Un run de 14 heures, contenant 50000 événements a servi de référence lors de cette étude.

Un jouet Monte-Carlo a été créé [130], à partir d'une hypothèse simple : lorsque qu'il n'y a pas d'énergie déposée, l'énergie d'une cellule est tirée aléatoirement d'une distribution gaussienne, centrée en 0, et dont la largeur correspond à la valeur du bruit contenue dans la base de données. On suppose donc ici que le bruit des cellules est gaussien, que les piédestaux sont correctement mesurés, et qu'il n'y a pas de bruit cohérent. La reconstruction standard de l'énergie dans les cellules, détaillée au paragraphe 3.2, est ensuite appliquée.

4.2.2 Performance de l'algorithme de topoclusters

L'algorithme qui fabrique les topoclusters utilise comme graine des cellules dont l'énergie satisfait la relation $|E| > 4 * \sigma_{bruit}$, et ajoute des cellules telles que $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$, où σ_{bruit} est la valeur du bruit dans la cellule, défini au paragraphe 3.3.3. Il supprime efficacement le bruit, puisque dans le cas d'un bruit électronique gaussien, la probabilité que l'énergie absolue d'une cellule soit 4 fois plus grande que le bruit est de 0.006% (elle est de 4.55% dans le cas $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$ par comparaison). Le nombre moyen de cellules qui passent la coupure

$|E| > n * \sigma_{bruit}$ ($n = 2$ ou 4) pour chaque sous-détecteur est comparé aux valeurs attendues dans le cas d'un bruit gaussien, dans le tableau 4.1, et dans la figure 4.3.

# cellules /événement		EMB	EMEC	HEC	FCal	Tile
$ E > 2 * \sigma_{bruit}$	mesuré	5250	2950	220	140	250
	attendu	4950	2900	220	160	230
$ E > 4 * \sigma_{bruit}$	mesuré	10.2	6.1	0.4	0.2	13.9
	attendu	6.9	4.0	0.3	0.2	0.3

Tableau 4.1 – Nombre moyen de cellules satisfaisant la coupure $|E| > n * \sigma_{bruit}$, avec $n = 2$ ou 4 , par événement pour chaque sous-détecteur pour les événements de déclenchement aléatoire du run de référence.

Le nombre moyen de cellules passant la coupure $|E| > 2 * \sigma$ mesuré est en bon accord avec les prédictions pour tous les sous-détecteurs. Dans le cas de la coupure $|E| > 4 * \sigma$, on a un bon accord entre données et simulation pour les calorimètres à argon liquide, mais pas pour le calorimètre à tuiles pour lequel le nombre mesuré est 50 fois à celui attendu, créant ainsi la moitié des graines d'un événement. Le nombre total de topoclusters par événement est de 24.9, contre 11.7 attendu. Il est égal au nombre de graines, sauf dans le calorimètre hadronique bouchon à cause d'un effet de la division des topoclusters [131], et dans le calorimètre à tuiles où un topocluster possède en moyenne deux cellules qui passent la coupure $|E| > 4 * \sigma_{bruit}$. A cause de ce dernier effet, le nombre total de cellules utilisées pour calculer l'énergie transverse manquante avec la méthode des topoclusters n'est que 10 fois inférieur au nombre de cellules avec la méthode $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$, alors qu'une réduction d'un facteur 30 était attendue. Avec la description du bruit dans le calorimètre à tuiles avec une double gaussienne mise en place en 2009 (paragraphe 3.3.3), le nombre total de topoclusters est diminué de 30%, avec 17.6 topoclusters par événement, et on voit sur la figure 4.3 à droite (carrés pleins) que l'accord avec ce qu'on attendait est meilleur.

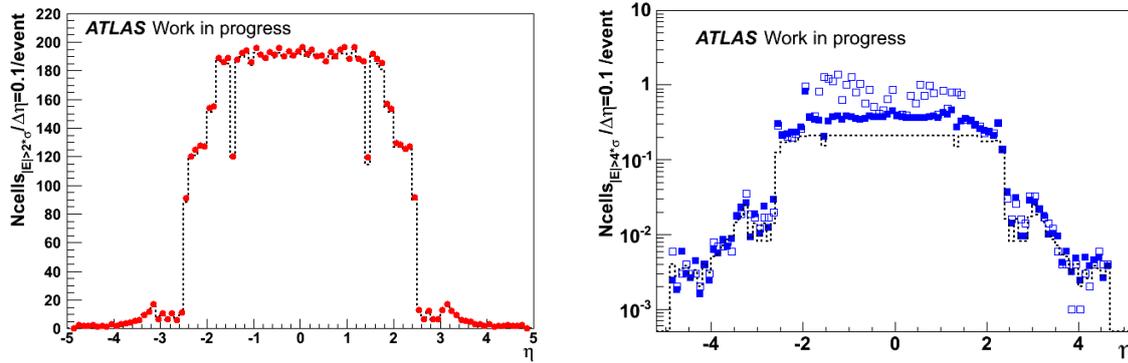


Figure 4.3 – Nombre de cellules passant la coupure $|E| > n * \sigma_{bruit}$, avec $n = 2$ (à gauche) ou 4 (à droite), normalisé à un événement de déclenchement aléatoire, par intervalle de $\Delta\eta = 0.1$. La ligne pointillée représente la valeur attendue. A gauche, les points rouges représentent les données. A droite, les points bleus ouverts et fermés représentent les données avec la description du bruit dans les tuiles par une simple gaussienne et une double gaussienne respectivement.

4.2.3 Distributions de $E_{X,Y}^{miss}$

La figure 4.4 montre les variables E_X^{miss} et E_Y^{miss} calculées avec les cellules des topoclusters. On peut constater que les 2 distributions sont gaussiennes, mais que leur écart-type est 3 fois plus grand que dans la simulation. Et la plus grande contribution à la largeur des distributions provient du calorimètre à tuiles. La différence entre données et simulation s'explique par le plus grand nombre de topoclusters dans les données. Si on calcule les variables d'énergie transverse manquante en ne prenant en compte que les cellules des calorimètres à argon liquide, l'accord entre données et simulation est meilleur, comme on peut le voir dans la figure 4.5.

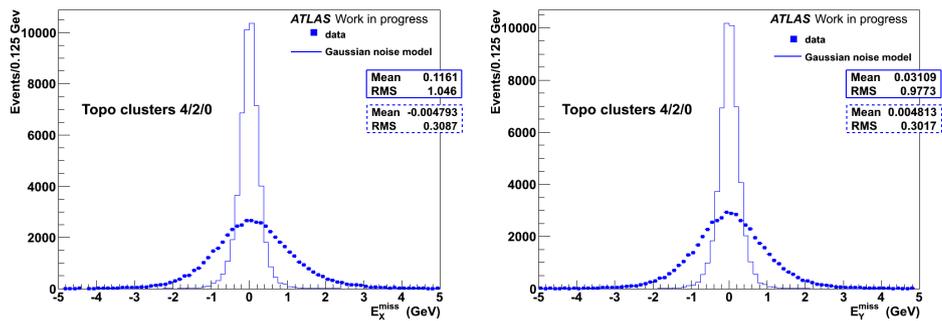


Figure 4.4 – Distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} , calculées avec la méthode des topoclusters pour les événements du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.

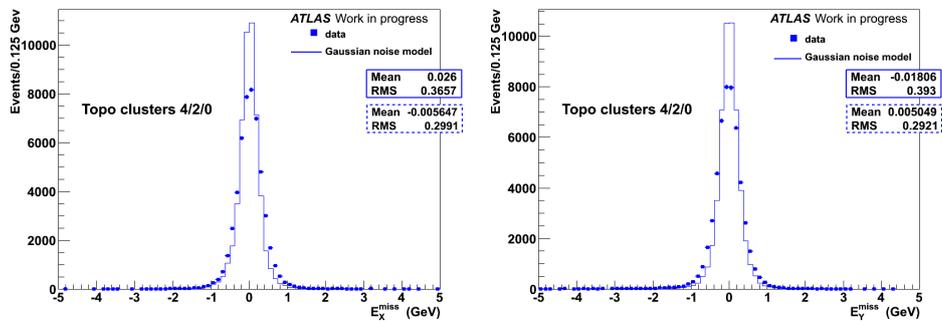


Figure 4.5 – Distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} , calculées avec la méthode des topoclusters, avec les cellules du détecteur à argon liquide uniquement, pour les événements du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.

La nouvelle description du bruit pour la calorimètre à tuiles décrite au paragraphe 3.3.4 a permis de résoudre ce problème avant les premières collisions du LHC. Ainsi, la figure 4.6 [132] montrent les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} calculées avec la méthode des topoclusters pour des événements déclenchés aléatoirement pendant un run avec des collisions en décembre 2009. On peut constater que les 2 distributions sont bien gaussiennes, et centrées en zéro. Leur écart-type est de 0.43 GeV, ce qui est proche de la valeur de 0.30 GeV prédite par le jouet Monte-Carlo qui suppose que tout le bruit est gaussien. De plus, la différence entre la valeur mesurée et la mesure prédite devient négligeable lorsque de l'énergie est réellement déposée dans les cellules comme on le verra au paragraphe 4.4.

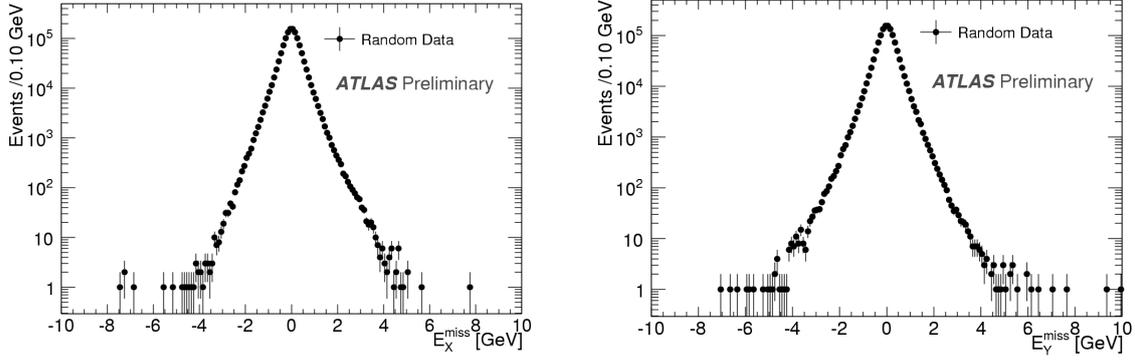


Figure 4.6 – Distributions E_X^{miss} et E_Y^{miss} calculées avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de déclenchement aléatoire pendant des collisions à 900 GeV [132].

4.2.4 Distributions de ΣE_T

La figure 4.7 à gauche montre que la distribution de ΣE_T mesurée avec les données est gaussienne, mais de largeur supérieure à celle attendue pour les raisons détaillées au paragraphe précédent. De plus, sa moyenne est décalée de +0.8 GeV par rapport à 0. L'effet est plus marqué pour la même distribution calculée avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ (figure 4.7 à droite), et a été étudié plus en détails.

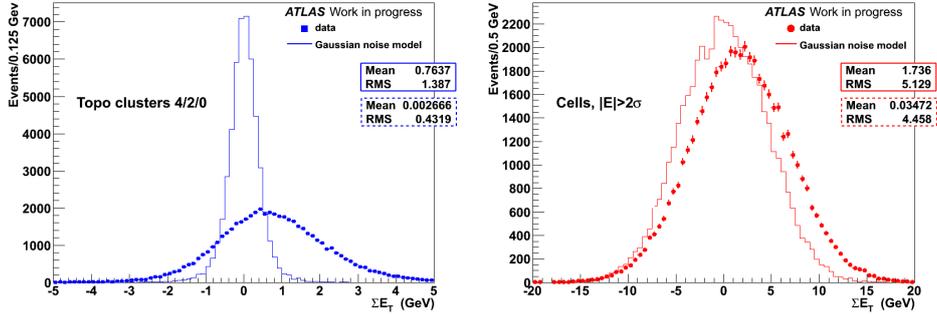


Figure 4.7 – Distribution de ΣE_T calculée avec la méthode des topoclusters (à gauche), et avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ (à droite) pour des événements de déclenchement aléatoire du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.

On peut voir sur la figure 4.8 que la variation de la moyenne de la variable ΣE_T varie de 12 GeV sur la période de 45 jours, et qu'elle est surtout significative dans le calorimètre électromagnétique tonneau. Dans les deux cas, une variation des piédestaux des cellules, comme on l'a vu dans le paragraphe 3.3.1, peut permettre d'expliquer ces phénomènes. Pour tester cette hypothèse, les piédestaux effectifs des cellules ont été recalculés pour 4 runs enregistrés 2, 17, 30 et 43 jours après le début de la période de prise de données étudiée ici. La variable de ΣE_T a été recalculée en utilisant ces nouvelles valeurs de piédestaux, et la valeur moyenne des distributions est représentée par les étoiles lavande de la figure 4.8. On peut voir que pour la variable ΣE_T , si la variation avec le temps a disparu, il reste une valeur résiduelle de 2 GeV. Pour comprendre cela, pour le run de référence, les variables d'énergie transverse manquante ont été recalculées en utilisant la valeur du piédestal de la base de données, mais mettant un seuil pour déclencher l'itération dans la reconstruction de l'énergie à 5 fois la valeur du bruit (cf paragraphe 3.2.2). En modifiant ce seuil, la valeur moyenne de la distribution de

$\sum E_T$ est diminuée de 2.2 GeV [130]. Donc en combinant cette diminution avec l'utilisation d'un piédestal effectif, la valeur résiduelle sur le moyenne de $\sum E_T$ est inférieure à 0.3 GeV.

Il est donc nécessaire de contrôler les piédestaux des cellules régulièrement, ce qui est fait plusieurs fois par semaine actuellement.

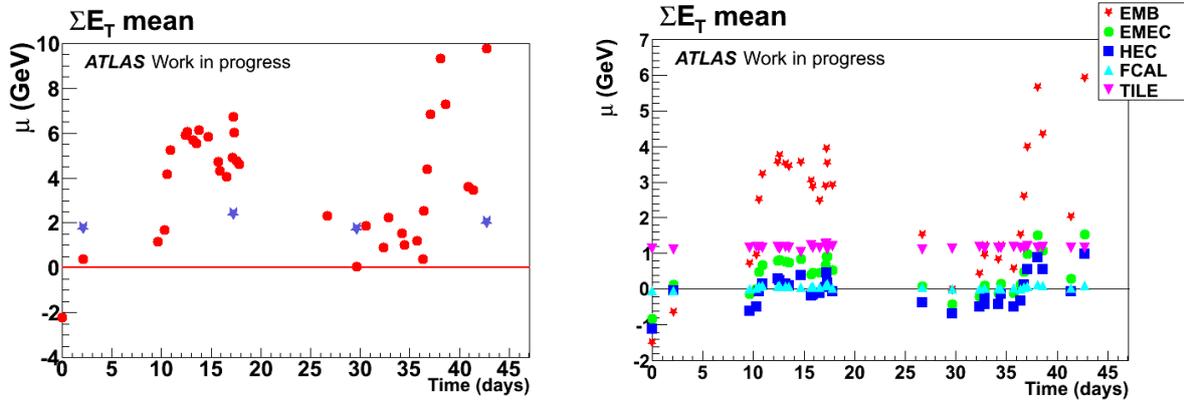


Figure 4.8 – A gauche, valeur moyenne μ de la distribution de $\sum E_T$ calculée avec la méthode de suppression du bruit $|E| > 2\sigma_{noise}$ en fonction du temps, pour des événements de déclenchement aléatoire. La ligne correspond à la valeur attendue, alors que les étoiles lavande correspondent aux résultats lorsque l'on recalcule les piédestaux effectifs de chaque cellule. A droite, les mêmes résultats pour chaque sous-détecteur du système calorimétrique.

4.2.5 Distributions de E_T^{miss}

Enfin, la figure 4.9 à gauche montre la variable E_T^{miss} pour le run de référence et avec le jouet Monte-Carlo. Si la largeur de la distribution dans les données s'explique par la description du bruit dans le calorimètre à tuiles, on observe également des queues de distribution au-dessus de 7 GeV.

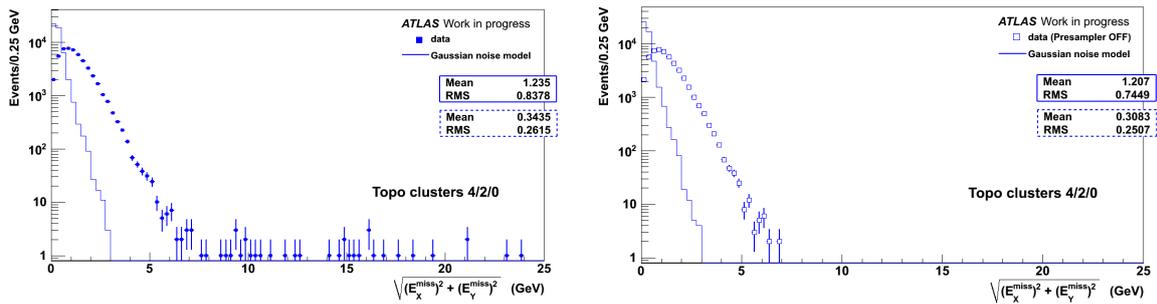


Figure 4.9 – Distribution de E_T^{miss} mesurée avec la méthode des topoclusters, avec des événements de déclenchement aléatoire du run de référence. Les points représentent les données, la ligne le jouet Monte-Carlo. A gauche, tout le système calorimétrique est considéré, à droite les cellules du pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique ne sont pas prises en compte.

Pour sonder ces problèmes du calorimètre, on a utilisé les jets reconstruits dans un cône étroit de $\Delta R = 0.4$, puisque aucun jet ne devrait être reconstruit dans des événements de déclenchement aléatoires. La figure 4.10 montre le nombre de jets reconstruits pendant les 45 jours de prise de données en 2008, en fonction de η et de φ . Au total, 413 jets ont été reconstruits (soit 0.06% des événements), dont les deux tiers concentrés autour de la zone $(\eta, \varphi) = (-1.0, 2.7)$. En

regardant dans quel sous-détecteur l'énergie est maximale, on trouve que les jets de cette zone sont dus à du bruit cohérent dans le pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique. Ceci a ensuite été relié à un câble d'alimentation haute-tension mal isolé, qui a été réparé durant l'arrêt d'hiver 2008-2009. Le fait d'utiliser les jets de cette manière a également été étudiée avec des événements de muons cosmiques dans [122], et est la base de la procédure "jet cleaning", détaillé aux paragraphes 4.4.2.1 et 4.4.3.1, et à présent utilisée pour toutes les analyses de physique d'ATLAS.

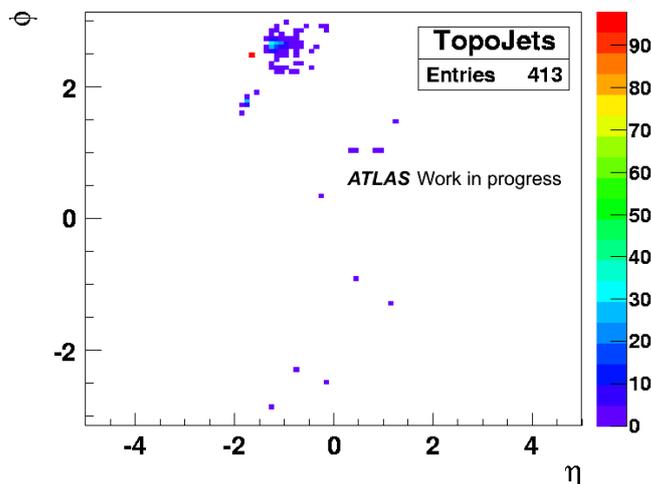


Figure 4.10 – Carte $\eta - \phi$ du nombre de jets reconstruits avec des événements de déclenchement aléatoire pendant 45 jours.

Si on enlève les cellules du pré-échantillonneur du calcul de l'énergie transverse manquante, toutes les queues disparaissent, comme on peut le voir sur la figure 4.9 à droite.

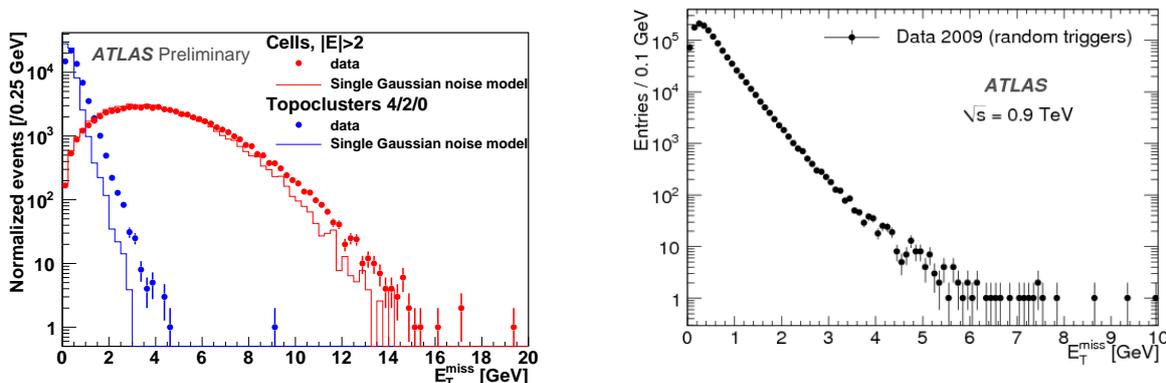


Figure 4.11 – A gauche, distributions de E_T^{miss} reconstruite avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ en rouge, et avec la méthode des topoclusters en bleu. Les points correspondent aux données d'un run enregistré en juin 2009, et les lignes au jouet Monte-Carlo de bruit gaussien. A droite, distribution E_T^{miss} calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de déclenchement aléatoire pendant des collisions à 900 GeV [133].

Par ailleurs, le câble qui causait du bruit cohérent ayant été réparé, on peut observer sur la figure 4.11 à gauche qu'il n'y a plus de queues de distributions au-delà de 20 et 10 GeV pour les méthodes $|E| > 2 * \sigma$ et topocluster respectivement, pour des données de déclenchement aléatoires enregistrées en juin 2009. On peut également noter le bon accord entre les données et le jouet Monte-Carlo avec le changement de description du bruit dans le calorimètre à tuiles.

La figure 4.11 à droite montre également la distribution de E_T^{miss} calculées avec la méthode

des topoclusters pour des événements déclenchés aléatoirement pendant un run avec des collisions [132]. On constate qu'elle ne comporte pas de queues de distribution au-delà de 10 GeV. Les coupures minimales pour la physique étant de 15 GeV, la contribution du bruit électronique au calcul de l'énergie transverse manquante ne peut pas interférer avec la physique.

4.2.6 Stabilité des résultats

La variation relative de la largeur et de la valeur moyenne des distributions en fonction du temps a été testée sur une période de 45 jours, est montrée dans la figure 4.12. On peut constater que les écarts-types des distributions sont constants dans le temps, avec une variation inférieure à ± 0.1 GeV. Ceci est petit comparé la résolution de l'énergie transverse manquante qui est de 4-5 GeV pour les événements $W \rightarrow e\nu$. Les valeurs moyennes que l'on voit dans la figure 4.4, quant à elles, sont toutes compatibles avec 0 ± 0.1 GeV, en bon accord avec les valeurs attendues.

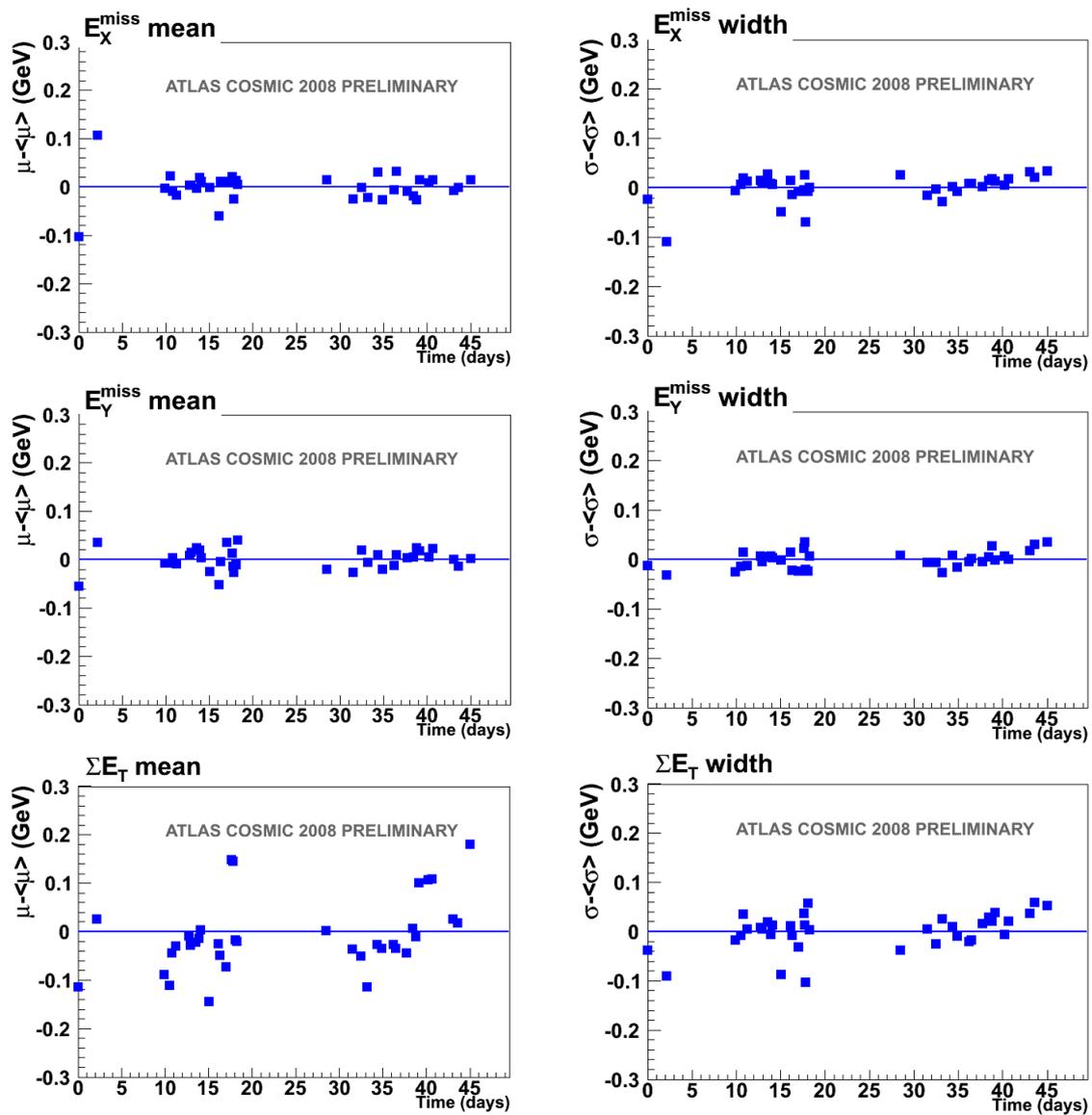


Figure 4.12 – Variations relatives de la moyenne μ (à gauche) et de la largeur gaussienne σ (à droite) des variables E_X^{miss} , E_Y^{miss} , et ΣE_T mesurées avec des événements de déclenchement aléatoire.

4.3 Evénements déclenchés par le niveau 1

Durant les campagnes de prise de données de septembre et octobre 2008, ainsi que lors de campagnes ultérieures en juin 2009, en plus des événements déclenchés aléatoirement, des événements déclenchant le premier niveau de déclenchementⁱ calorimétrique ont été enregistrés. Ce type de déclenchement rassemblait quatre types de déclenchement par un OU logique : un pour les jets (J5), un pour les hadrons issus de leptons τ (TAU5), un pour les électrons et photons (EM3) et un pour l'énergie transverse manquante (XE20), où les chiffres représentent les seuils en énergie transverse en GeV. Ceci permet de repérer de vrais dépôts d'énergie laissés par des muons cosmiques émettant un photon énergétique par rayonnement de freinage.

Dans ce paragraphe, un run enregistré en juin 2009 a été utilisé, où les problèmes de bruit cohérent dans le pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique a été réparé, mais où la description du bruit dans les tuiles n'est pas encore changée. Il contient 135746 événements de déclenchement aléatoire, et 292398 événements déclenchant le premier niveau de déclenchement calorimétrique. On peut voir sur la figure 4.13 les distributions de E_T^{miss} en utilisant tout le système calorimétrique à gauche, ou uniquement le calorimètre à argon liquide à droite. Afin de pouvoir comparer la contribution due au bruit et celle due à un vrai dépôt d'énergie, les données de déclenchement aléatoire sont superposées aux données déclenchées par le niveau 1. On peut voir une séparation claire entre la contribution du bruit et celle de vrais dépôts d'énergie. Ainsi, si on veut appliquer une coupure afin d'enlever la contribution du bruit électronique à l'énergie transverse manquante, par exemple 15 GeV pour la méthode $|E| > 2 * \sigma$, et 7 GeV pour la méthode des topoclusters, 30% et 70% des événements déclenchés par le niveau 1 sont sélectionnés.

La répartition des événements entre les 4 types de déclenchement est 95, 80, 10, et 15% pour J5, TAU5, EM3, et XE20 respectivement. Ceci reflète bien le fait qu'un muon cosmique a plus de chances d'interagir avec le calorimètre à tuiles qu'avec le calorimètre électromagnétique. On peut aussi le constater sur les figures 4.13 à droite : quand on utilise uniquement les cellules des calorimètres à argon liquide (on rappelle que la plus grande contribution provient du calorimètre électromagnétique bouchon, du fait de son grand nombre de cellules), les deux distributions sont compatibles. Dans ce cas, seuls 3%/6% des événements passent la coupure $E_T^{miss} > 15/7$ GeV pour la méthode $|E| > 2 * \sigma$ /topoclusters. Si l'on ne considère que les événements qui ont déclenché EM3 avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$, on constate que la moyenne de la distribution augmente, puisque de l'énergie est réellement déposée dans le calorimètre à argon liquide, et que 20% des événements passent alors la coupure $E_T^{miss} > 15$ GeV [115].

L'énergie déposée par ces muons cosmiques peut constituer un bruit de fond lors des analyses de physique. Lors d'événements sans collision, le taux de déclenchement de niveau 1 calorimétrique est d'environ 4 Hz, soit un taux d'environ 3 Hz pour des muons cosmiques créant une énergie transverse manquante supérieure à 7 GeV. Ce bruit de fond peut être supprimé en demandant qu'un vertex primaire soit reconstruit, et en faisant des coupures sur la différence temporelle entre les jets et le croisement de faisceau, comme on le verra au paragraphe 4.4.3.1.

i. le seul en opération à ce moment-là

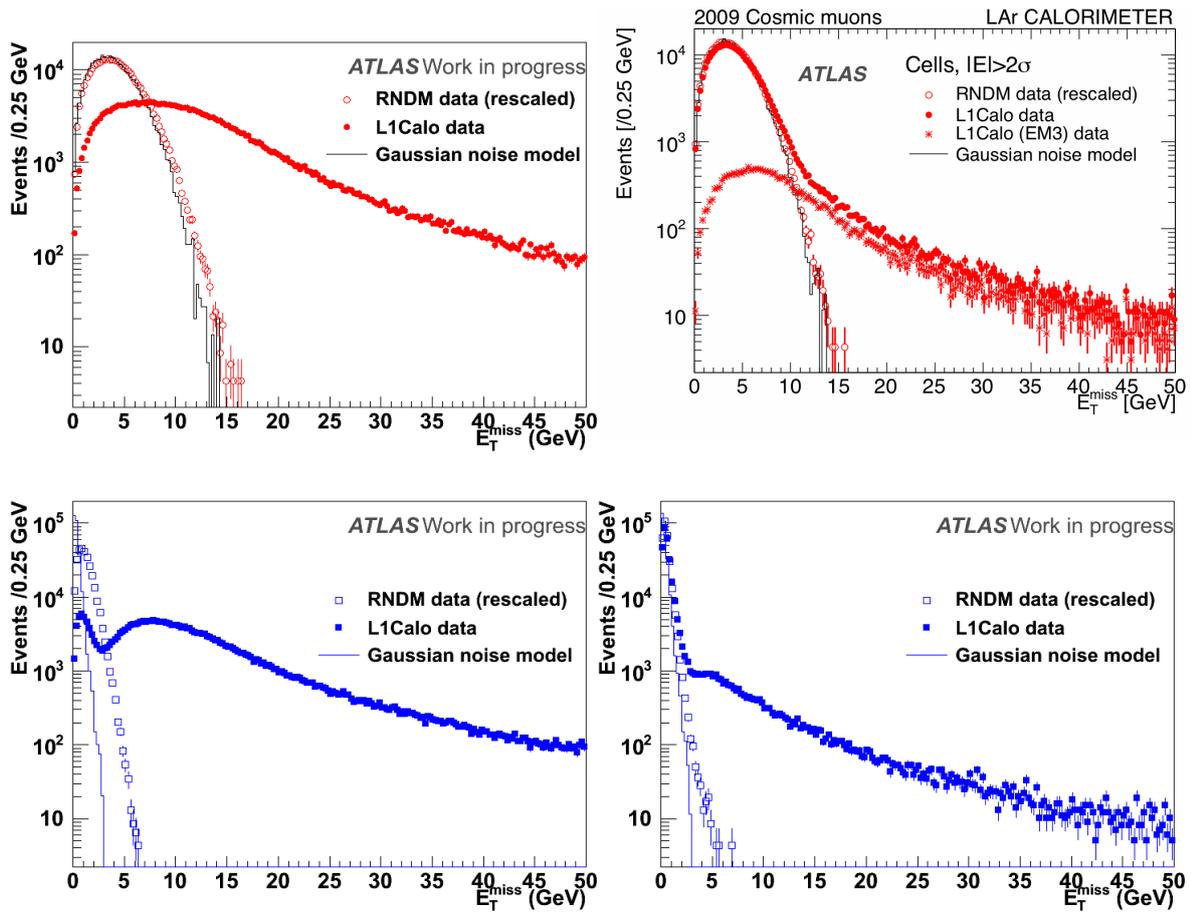


Figure 4.13 – Distributions de E_T^{miss} reconstruites avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ en haut, et avec la méthode des topoclusters en bas, à gauche avec tout le système calorimétrique, à droite uniquement avec les calorimètre à argon liquide. Les points représentent les données issues du déclenchement de niveau 1, les ronds vides représentent les données issues du déclenchement aléatoire. La ligne représente le jouet Monte-Carlo de bruit gaussien.

4.4 Mise en œuvre à l'aide d'événements de biais minimum

La reconstruction et les queues de distribution de l'énergie transverse manquante étant sous contrôle avant les premières collisions du LHC en novembre 2009, elle a été également vérifiée avec les premières collisions à 900 GeV et 2.36 TeV, notamment avec des événements de biais minimum.

Par rapport aux événements de déclenchement aléatoire, plusieurs dizaines de GeV d'énergie transverse sont déposées dans le système calorimétrique. Le nombre de cellules sélectionnées par la méthode de suppression de bruit avec des topoclusters augmente donc, comme on peut le voir sur la figure 4.14 pour des données mesurées de déclenchement aléatoire ou de niveau 1, et des données simulées de différents processus physiques. On constate tout d'abord que le nombre total de cellules sélectionnées passe de ~ 800 pour les événements de déclenchement aléatoire à ~ 5000 pour les événements de biais minimum, et ~ 10000 pour des événements impliquant un boson de jauge. On voit aussi que ce nombre de cellules augmente plus à grand η que dans la partie centrale. La résolution de l'énergie transverse manquante va donc augmenter, comme on le verra au paragraphe 4.4.2.4.

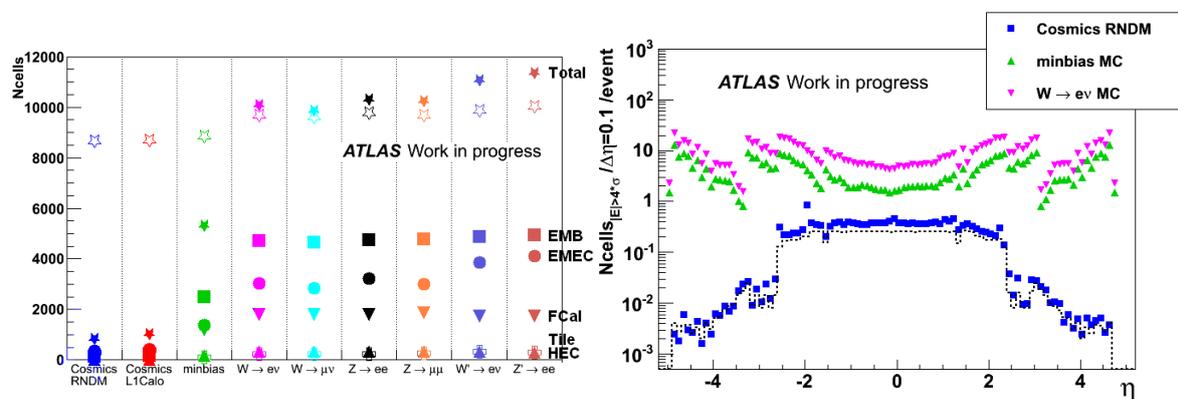


Figure 4.14 – *A gauche, nombre de cellules utilisées pour calculer l'énergie transverse manquante avec la méthode des topoclusters, avec des données de déclenchement aléatoire et de déclenchement calorimétrique de niveau 1, et pour différents processus simulés. Les étoiles pleines correspondent au nombre total, et les carrés, ronds, triangles inversés, triangles, et croix correspondent aux calorimètres EMB, EMEC, FCal, HEC et Tile respectivement. Le nombre total de cellules utilisées avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ est représenté avec des étoiles ouvertes pour référence. A droite, nombre de cellules passant la coupure $|E| > 4 * \sigma_{\text{bruit}}$, normalisé à un événement de déclenchement aléatoire, par intervalle de $\Delta\eta = 0.1$, pour des données de déclenchement aléatoire (carrés bleus), et des simulations d'événements de biais minimum (triangles verts) et $W \rightarrow e\nu$ (triangles inversés roses). La ligne pointillée représente la valeur attendue avec le bruit dans la base de données.*

4.4.1 Définition des événements de biais minimum

Les événements de biais minimum peuvent être définis comme tous les événements sans biais dus aux conditions de déclenchement. Ils sont traditionnellement décomposés en plusieurs types d'événements : les collisions élastiques, visibles à très grande rapiditéⁱⁱ, et les collisions inélastiques, non-diffractives ou diffractives [134, 135]. Par suite, on appellera événements *de biais minimum* les collisions inélastiques. La répartition de ces événements en fonction de la

ii. au-delà de la couverture du système calorimétrique, mais étudiés par des expériences dédiées comme les expériences Totem ou ALFA au LHC.

rapidité est visible dans la figure 4.15, et la section efficace totale peut être écrite comme [134] :

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= \sigma_{\text{élastique}} + \sigma_{\text{inélastique}} \\ \sigma_{tot} &= \sigma_{\text{élastique}} + \sigma_{\text{non-diffractif}} + \sigma_{\text{simple-diffractif}} + \sigma_{\text{double-diffractif}} + \dots\end{aligned}\quad (4.8)$$

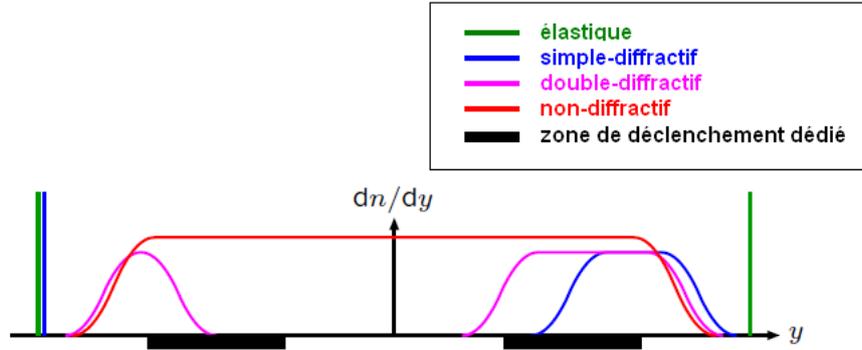


Figure 4.15 – Schéma de principe de production des événements de biais minimum en fonction de la rapidité [136].

Section efficace prédite (mb)	$\sigma_{inél}$	σ_{ND}	σ_{SD}	σ_{DD}
$\sqrt{s} = 900$ GeV	52.4	34.3	11.7	6.4
$\sqrt{s} = 2.36$ TeV	60.6	40.2	12.7	7.7
$\sqrt{s} = 7$ TeV	71.5	48.5	13.7	9.3

Tableau 4.2 – Sections efficaces de production d'événements de biais minimum prédites avec PYTHIA6 pour une énergie dans le centre de masse de 900 GeV, 2.36 TeV et 7 TeV.

Dans ATLAS, des détecteurs appelés MBTS (pour *Minimum Bias Trigger Scintillators*) [137], et prévus pour fonctionner à basse luminosité, sont composés de plaques de scintillateurs placées sur les cryostats des bouchons calorimétriques. Ils couvrent la zone de pseudo-rapidity $2.09 < |\eta| < 3.84$ (que l'on peut voir en noir sur le schéma de la figure 4.15) et servent de déclenchement de niveau 1 pour sélectionner principalement des événements de biais minimum non-diffractifs et double-diffractifs.

Une des principales difficultés pour modéliser les événements de biais minimum vient du fait qu'ils sont dominés par des interactions à bas transfert d'impulsion entre partons qui ne peuvent pas être calculées avec des modèles perturbatifs, mais nécessitent des modèles phénoménologiques ajustés sur les données [138]. Parmi eux, les générateurs les plus utilisés par ATLAS sont PYTHIA6 [139] et PHOJET [140, 141], le premier étant utilisé par défaut. Les sections efficaces de production prédites par PYTHIA sont résumées dans la tableau 4.2 pour différentes énergies dans le centre de masse étudiées au LHC. La section efficace inélastique totale prédite à 7 TeV est de 71.5 et 77.3 mb pour PYTHIA et PHOJET respectivement, est supérieure à celle mesurée par ATLAS : $\sigma_{inélastique} = 69.4 \pm 2.4(exp) \pm 6.9(extrapolation)$ mb [142], et devra donc être ajustée. Dans la suite de cette section, pour des études de performances, les résultats des simulations seront renormalisés au nombre d'entrées dans les données.

4.4.2 Collisions à 900 GeV et 2.36 TeV en 2009

En 2009, les premières collisions du LHC ont permis de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante avec des réels dépôts d'énergie dans les calorimètres. En particulier, les événements de biais minimum ont été utilisés, surtout à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV, mais aussi à une énergie de 2.36 TeV. Ces données sont comparées à des simulations Monte-Carlo d'événements de biais minimum générés par PYTHIA 6, et composés d'événements non-diffractifs, simple-diffractifs et double-diffractifs pondérés par leur section efficace. Dans toutes les figures de ce paragraphe, la simulation est normalisée aux nombres d'événements dans les données.

4.4.2.1 Sélection des événements

Lors de collisions se produisant au centre du détecteur, les signaux doivent coïncider en temps des deux côtés du détecteur. On fait donc une coupure sur la différence en temps Δt entre les côtés A et C : moins de 5 ns entre les deux côtés du calorimètre électromagnétique bouchon ou moins de 10 ns entre les 2 côtés des systèmes de déclenchement MBTS. On peut voir sur la figure 4.6 ces différences temporelles, ainsi que les fenêtres temporelles appliquées, pour les données et une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs. Cette coupure a une efficacité de 98% sur la simulation, et on peut voir qu'elle permet l'éliminer dans les données des événements qui ne sont pas issus du centre du détecteur. Dans les données, les événements de halo du faisceau peuplent la différence en temps entre 15 et 30 ns, tandis que dans les deux cas, les événements à $\Delta t_{MBTS} \sim 75ns$ correspondent à des artefacts dans la reconstruction des MBTS [143].

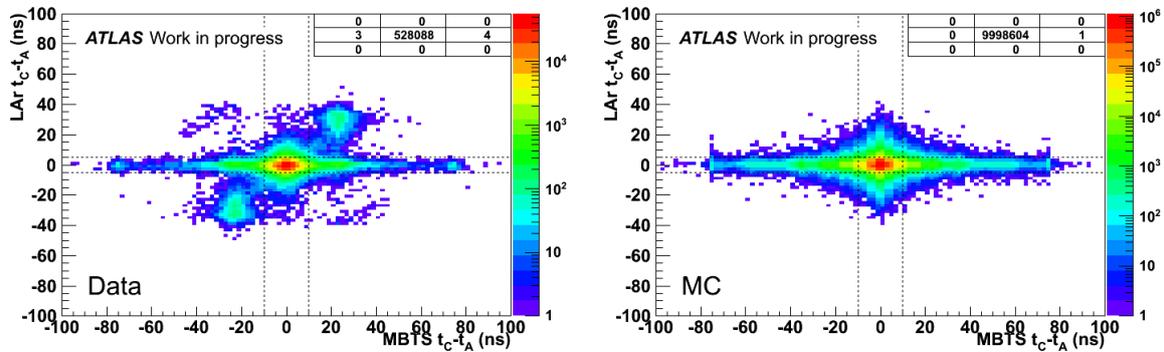


Figure 4.16 – Différence temporelle entre les 2 calorimètres électromagnétiques bouchons en fonction de la différence temporelle entre les deux MBTS, à gauche pour les données, à droite pour une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs.

Par ailleurs, des coupures sont appliquées sur la qualité des données. Elles sont basées sur les jets, dans le prolongement des études avec des événements de déclenchement aléatoire présentées au paragraphe 4.2.5. On utilise ici des jets reconstruits avec l'algorithme anti- k_T [144], un cône d'ouverture $R = 0.6$, et une énergie transverse supérieure à 7 GeV.

Comme certaines cellules du calorimètre hadronique bouchon sont sporadiquement très bruyantes elles peuvent créer des jets très énergétiques, mais ne sont pas bruyantes suffisamment souvent pour être masquées en permanence. On demande donc à ce que 90% de l'énergie du jet soit répartie sur au moins 3 cellules.

De plus, dans la reconstruction de l'énergie, certaines cellules que l'on sait problématiques sont masquées, et leur énergie est estimée à partir des cellules voisines. On considère qu'un

jet doit avoir moins de 20% de son énergie qui provient de telles cellules pour empêcher les sur-corrrections.

L'événement est rejeté si au moins un jet ne respecte pas ces critères. Seuls quelques dizaines d'événements sont concernés, mais ils peuvent créer des queues jusqu'à 1 TeV dans les distributions d'énergie transverse manquante.

Avec ces coupures, 600000 et 20000 événements ont été sélectionnés pour les données à 900 GeV et 2.36 TeV respectivement.

4.4.2.2 Distributions de E_T^{miss}

La figure 4.17 montre les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} pour les événements de biais minimum sélectionnés à une énergie de 900 GeV (en haut) et 2.36 TeV (en bas) dans le centre de masse. Dans ce cas, l'énergie est déposée de façon égale dans tout le calorimètre, donc on s'attend à ce que les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} soient centrées en zéro. Le décalage par rapport à 0 pour la distribution de E_Y^{miss} sera discutée au paragraphe 4.4.2.5. Ces distributions sont en bon accord avec la simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum, et ont un écart-type de 1.4 GeV et 1.8 GeV pour les énergies de 900 GeV et 2.36 TeV respectivement. Cette largeur est supérieure à celle trouvée avec les événements de déclenchement aléatoires, puisque de l'énergie est réellement déposée dans les calorimètres.

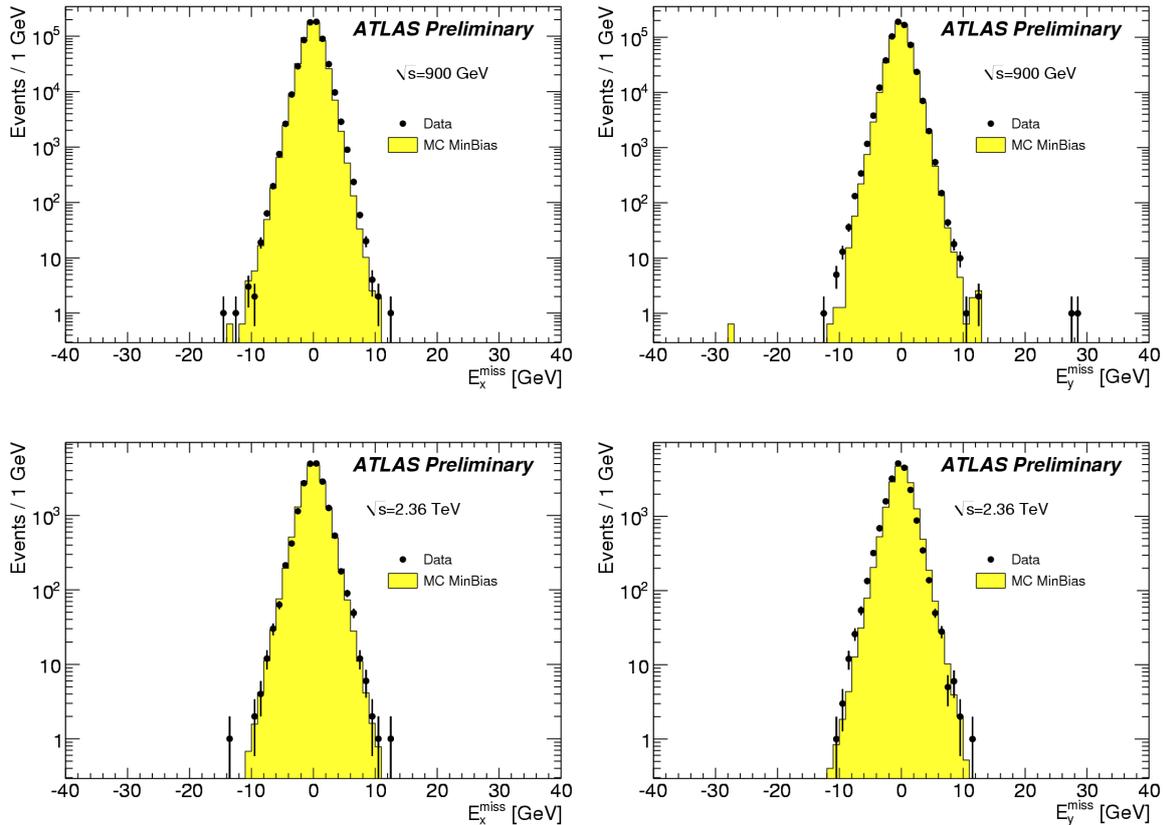


Figure 4.17 – Distributions E_X^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculées avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV en haut et à 2.36 TeV en bas.

La figure 4.18 quant à elle représente la distribution de E_T^{miss} pour les énergies de 900

GeV et 2.36 TeV. On peut là aussi constater un bon accord entre les données et la simulation Monte-Carlo pour les deux énergies, et l'absence de queues de distributions. Dans la simulation à 900 GeV, un événement d'énergie transverse manquante d'environ 30 GeV correspond à un événement di-jet où un des jets est très énergétique, et n'est pas équilibré par l'autre jet qui est mal reconstruit à cause de l'acceptance du détecteur. Dans les données, les deux queues de distribution correspondent à des dépôts d'énergie décalés d'au moins 2 croisements de faisceaux (soit 50 ns) dans quelques cellules. Ce très faible nombre d'événements (2 sur 600000) ne permettait pas à l'époque raffiner le rejet de ce type d'événements, mais une coupure sur le timing des objets sera mis en place pour les données prises en 2010 comme on le verra au paragraphe 4.4.3.1.

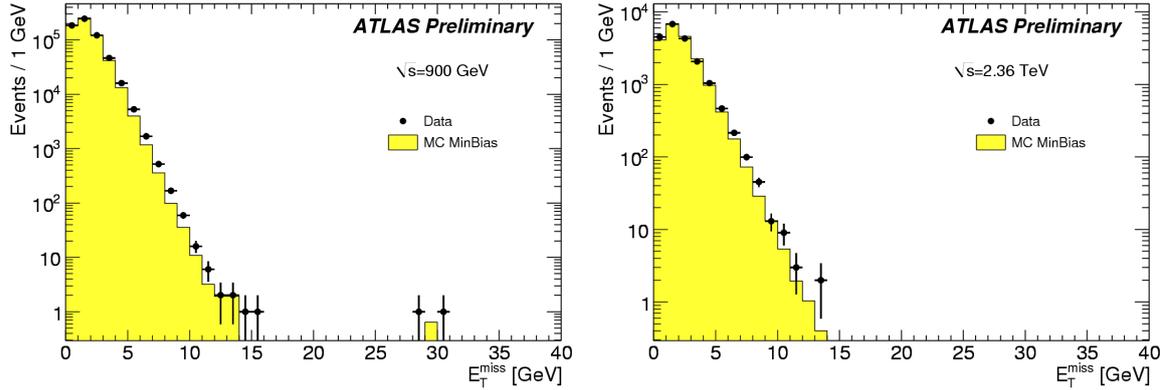


Figure 4.18 – Distributions E_T^{miss} calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV à gauche, et à 2.36 TeV à droite.

Enfin, la figure 4.19 montre la variation relative en fonction du temps de la valeur moyenne et de la largeur de la distribution E_X^{miss} , pour les données de collision et pour les événements de déclenchement aléatoire. La période de 12 jours correspond à la fin de la prise de données de 2009, où le nombre d'événements par run était suffisamment important pour pouvoir ajuster les données par une distribution gaussienne. On peut voir une bonne stabilité des résultats, avec des variations inférieures à ± 15 MeV pour les événements aléatoires et à ± 50 MeV pour les événements de collision, à la fois pour la moyenne et pour l'écart-typeⁱⁱⁱ.

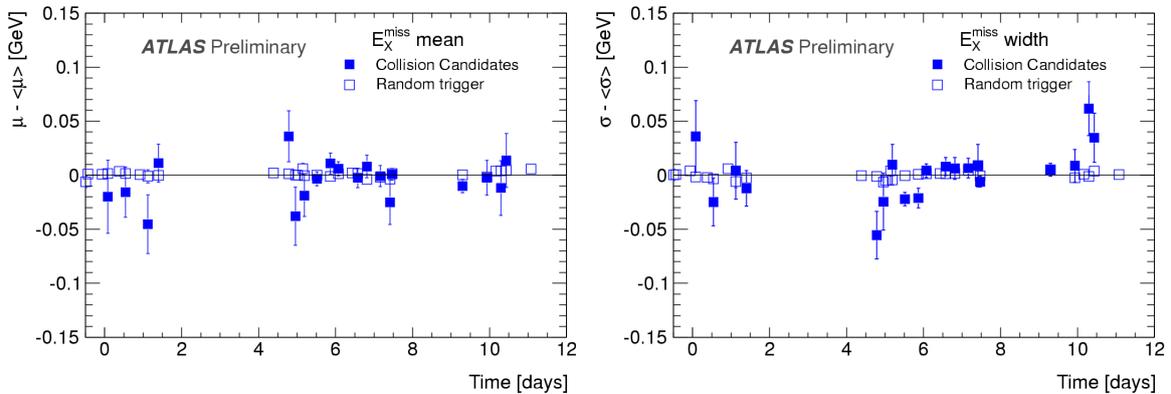


Figure 4.19 – Evolution en fonction du temps de la moyenne μ (à gauche) et de la largeur σ (à droite) de la distribution E_X^{miss} calculée pour des événements de collision à 900 GeV (carrés pleins) et des événements de déclenchement aléatoire (carrés ouverts).

iii. soit une variation de 3% pour l'écart-type

4.4.2.3 Distributions de $\sum E_T$

Lorsque des événements avec collisions sont enregistrés, la variable $\sum E_T$ a une valeur moyenne de 13 GeV, et peut aller jusqu'à environ 100 GeV. On peut le voir sur la figure 4.20 en haut à gauche, où les points noirs représentent les données de collision à 900 GeV, et les différentes contributions des événements de biais minimum non-diffractifs (en jaune), simple-diffractifs (en bleu clair) et double-diffractif (en rose) sont mises en évidence. On peut observer un désaccord entre les données et la simulation, même si le fait d'inclure les événements diffractifs permet de mieux décrire la zone en dessous de 5 GeV. De plus, si on regarde ces distributions de $\sum E_T$ pour chaque sous-détecteur (ici pour les calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchons, et pour le calorimètre à l'avant dans la figure 4.20), on peut constater que le désaccord augmente avec η . Ceci peut s'expliquer par le fait que les événements de biais minimum sont décrits par des modèles phénoménologiques qui décrivent mal la physique à grande pseudo-rapidité. Ils doivent de plus être ajustés sur des données, par exemple les données du Tevatron pour PYTHIA6 et la couverture angulaire de D0 et CDF est limitée à $|\eta| = 4.1$ et 3.6 respectivement. De plus, il a été montré récemment par l'expérience CMS (qui constate le même type de désaccord) qu'en utilisant PYTHIA8 on arrive à une meilleure description de $\sum E_T$ [145], et que différents tunes utilisés par PYTHIA amènent à des profils de distributions très différents [146]. On peut en voir un exemple sur la figure 4.21 : les distributions de $\sum E_T$ sont différentes lorsque l'on utilise le générateur PHOJET à la place de PYTHIA, et la différence est encore plus marquée lorsque dans le générateur PYTHIA on augmente la contribution des interactions multiples dans l'événement sous-jacent (PARP(90) = 0.16 au lieu de 0.25 [139, 147]).

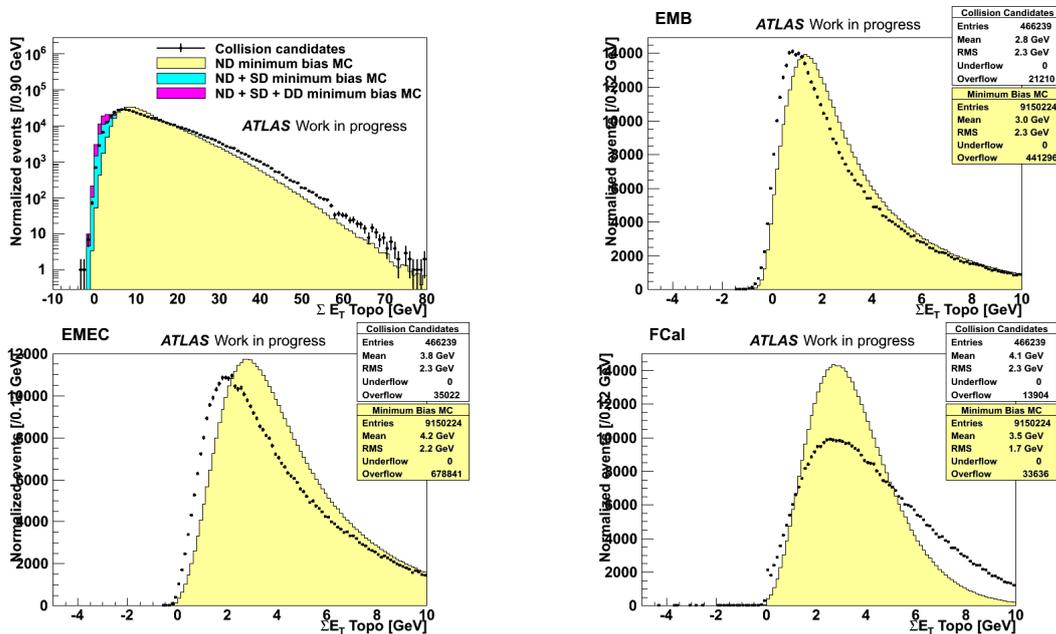


Figure 4.20 – Distributions $\sum E_T$ calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV. La première figure correspond à l'utilisation de tout le système calorimétrique, et les trois suivantes représentent la variables calculée avec des cellules des calorimètre EMB, EMEC et FCal respectivement. Les points représentent les données de collision, l'histogramme jaune une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs générés avec PYTHIA. Sur la première figure, les histogrammes bleu clair et rose correspondent à des événements simulés de biais minimum simple-diffractifs et double-diffractifs respectivement.

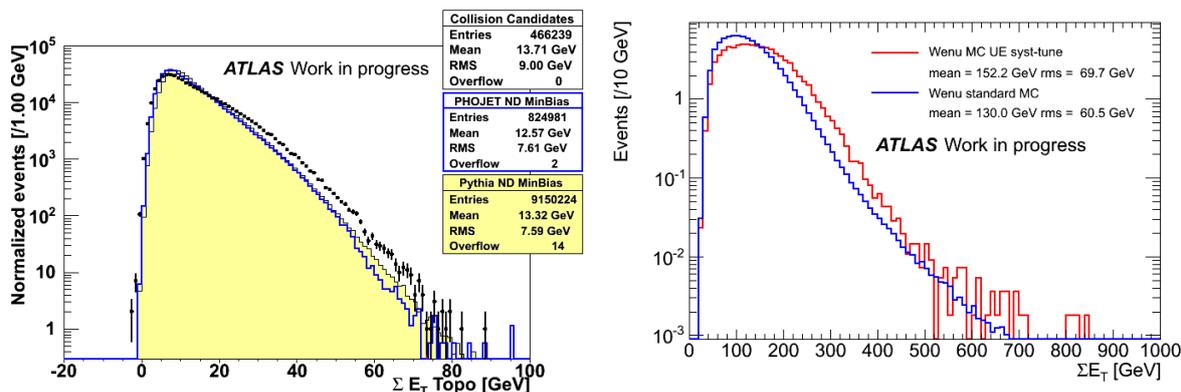


Figure 4.21 – Distributions de ΣE_T . A gauche, les points noirs correspondent aux données de collisions à 900 GeV et les histogrammes une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs. L'histogramme jaune correspond à des événements générés avec PYTHIA, et l'histogramme bleu à des événements générés avec PHOJET. A droite, la distribution est tracée avec des données simulées d'événements de biais minimum à 7 TeV avec PYTHIA, avec le tune standard en bleu, et avec l'événement sous-jacent augmenté en rouge.

4.4.2.4 Résolution

Malgré le désaccord de la distribution de ΣE_T entre les données et la simulation dans les queues de distribution, on peut néanmoins étudier la résolution de E_T^{miss} en fonction de cette variable. Cette résolution est définie comme la largeur des distributions $E_{X,Y}^{miss} - E_{X,Y}^{miss,truth}$. Mais comme dans le cas d'événements de biais minimum les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} sont nulles en moyenne, il s'agit simplement de la largeur des distributions E_X^{miss} et E_Y^{miss} . Comme de nombreuses cellules du calorimètre (environ 8000 dans le cas d'événements de biais minimum) sont sélectionnées pour calculer l'énergie transverse manquante, cette résolution de l'énergie transverse manquante reflète la résolution limitée en énergie et l'effet de la couverture angulaire. On s'attend alors à ce que la résolution suive en loi en racine carrée de l'énergie transverse totale. On peut voir sur la figure 4.22 cette résolution en fonction de ΣE_T déposée pour les données à 900 GeV et 2.36 TeV, ainsi la valeur du fit par une fonction racine carrée pour la simulation Monte-Carlo. On peut constater un bon accord entre les données et la simulation, et dans les deux cas, le résultat de l'ajustement est $\sigma(E_{X,Y}) = 0.37\sqrt{\Sigma E_T}$.

On peut également remarquer que dans le cas d'événements de déclenchement aléatoire, ΣE_T vaut 0, et la largeur des distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} est de 0.43 GeV (paragraphe 4.2.3), et non zéro comme dans l'ajustement fait ici. En effet, la loi en racine carrée n'est plus valable à basse énergie (en-dessous de 5 GeV), car on est dominé par le bruit dans les cellules.

Ce résultat sur la résolution montre une bonne compréhension et maîtrise du système calorimétrique.

4.4.2.5 Distribution de φ^{miss}

La figure 4.23 montre la distribution de la variable φ^{miss} définie par l'équation 4.3 et qui indique la direction de l'énergie transverse manquante dans le plan transverse. Ici, comme il n'y a pas de direction privilégiée, on s'attend à ce que la distribution soit plate. Or, on peut voir que pour les données, ainsi que pour la simulation à 900 GeV il y a une modulation de la distribution. Cette modulation est expliquée en partie par le fait que les collisions n'ont pas toujours lieu dans le centre exact du détecteur. Ainsi, en 2009, en moyenne, le point de collision

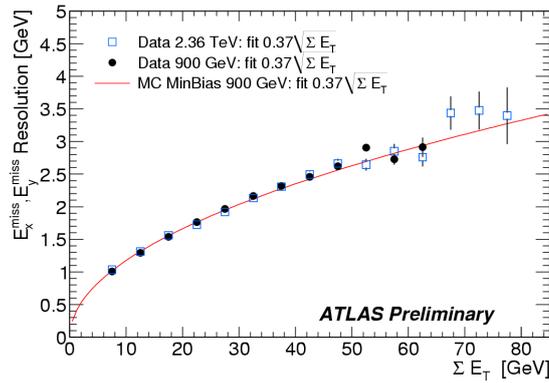


Figure 4.22 – Résolution de E_X^{miss} et E_Y^{miss} en fonction de $\sum E_T$ pour des événements de biais minimum. Les ronds noirs et les carrés bleus correspondent aux données à 900 GeV et 2.36 TeV respectivement. La ligne représente le fit de la résolution obtenu avec la simulation Monte-Carlo.

était de $(x; y; z) = (-0.19; 1.0; -8.1)$ mm pour les données [148], et $(x; y; z) = (1.5; 2.5; -9)$ mm pour les simulations à 900 GeV, ce qui est cohérent avec le maximum des modulations, alors qu'il est de $(x; y; z) = (0; 0; 0)$ mm pour les simulations à 2.36 TeV.

Par ailleurs, une autre partie de cette modulation s'explique par le fait que le calorimètre à l'avant est décalé de 2 mm par rapport à sa position nominale.

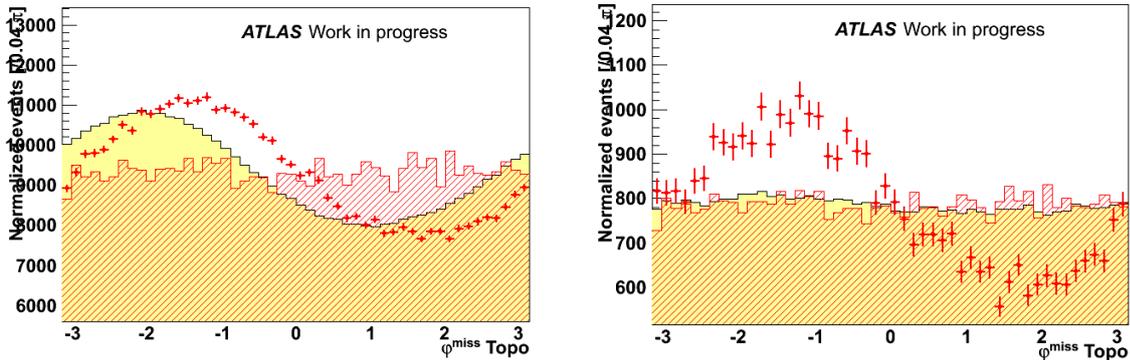


Figure 4.23 – Distributions de φ^{miss} calculées avec des événements de biais minimum à 900 GeV (à gauche) et à 2.36 TeV (à droite). Les points rouges représentent les données de collision, la zone rouge hachurée les événements de déclenchement aléatoire, et la zone jaune une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs.

4.4.3 Collisions à 7 TeV

Les premières collisions protons-protons à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse ont eu lieu le 30 mars 2010. Les 43 millions de collisions enregistrées au mois d'avril correspondant à une luminosité intégrée d'environ 0.3 nb^{-1} . Elles ont permis de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante à plus haute énergie, celle qui correspond aux études de physique de 2010 [149].

4.4.3.1 Sélection des événements

Une sélection analogue à 2009 est effectuée. De plus, pour diminuer le nombre d'événements sans collision, on demande à ce qu'un vertex primaire avec au moins 5 traces d'impulsion trans-

verse supérieure à 150 MeV soit reconstruit. Avec ces coupures, 14.4 millions d'événements sont sélectionnés et utilisés pour étudier la reconstruction de l'énergie transverse manquante de manière plus approfondie qu'à 900 GeV et 2.36 TeV.

Certains problèmes spécifiques du système calorimétrique peuvent se produire trop peu souvent pour affecter la qualité des données au point de rejeter un lumiblock entier (cf annexe C), mais causer des queues dans la distribution d'énergie transverse manquante. Par ailleurs, des muons cosmiques déposant de l'énergie dans le calorimètre par rayonnement de freinage peuvent aussi créer des queues dans la distribution de E_T^{miss} , comme on l'a vu au paragraphe 4.3. Pour rejeter de tels événements qui interfèrent avec la physique, une série de critères appelée *jet-cleaning* ou *MET-cleaning* [150] est appliquée aux jets d'énergie transverse supérieure à 10 GeV à l'échelle électromagnétique. Si un événement contient au moins un jet répondant à l'un de ces critères, l'événement est rejeté.

Ces trois critères sont :

1. **Bruit sporadique dans le bouchon hadronique HEC.** Certaines cellules du calorimètre HEC peuvent être sporadiquement bruyantes, avec des énergies pouvant atteindre plus d'un TeV, et créant ainsi un jet. Ces faux jets sont caractérisés par une fraction d'énergie provenant du HEC supérieure à 80%, et par le fait que 5 cellules ou moins contribuent à plus de 90% de l'énergie du jet. La figure 4.24 à gauche montre la distribution du nombre de cellules contribuant à plus de 90% de l'énergie du jet, après avoir effectué la coupure sur la fraction d'énergie dans le HEC. On y voit l'excès dans les données pour les petites valeurs de cette variable. Cette coupure enlève 0.65% des données.
2. **Bouffées de bruit dans le calorimètre électromagnétique.** Des bouffées de bruit peuvent également très rarement se produire, créant du bruit cohérent dans le calorimètre. Les signaux des cellules affectées sont alors très déformés par rapport au signal bipolaire attendu, visible sur la figure 3.4. Un faux jet est alors défini par une fraction d'énergie provenant du calorimètre électromagnétique supérieure à 95%, et par une fraction d'énergie provenant de ces cellules avec mauvaise qualité de signal supérieure à 80%. Cette coupure enlève 0.01% des données.
3. **Jets hors-temps.** Comme on l'a vu, des dépôts d'énergie dans le système calorimétrique dus à des muons cosmiques peuvent également créer des faux jets, mais ce dépôt ne correspond pas au moment exact d'une collision. On calcule alors pour chaque jet la différence entre le temps d'un croisement de faisceau et le temps moyen des cellules d'un jet, pondéré par l'énergie des cellules au carré. Un jet est considéré hors-temps si cette différence est inférieure à 50 ns en valeur absolue^{iv}. Cette coupure enlève 0.11% des données.

Ces événements représentent moins de 1% des collisions, majoritairement dus aux cellules sporadiquement bruyantes dans le HEC, mais peuvent créer des queues dans la distribution de E_T^{miss} de plus de 100 GeV, comme on peut le voir sur la figure 4.24 à droite. Ces coupures ont également été utilisées pour les analyses de physique impliquant des jets et/ou de l'énergie transverse manquante, par exemple pour la mesure de section efficace de production du boson W, comme on le verra au chapitre 6.

iv. sachant qu'il n'y avait qu'un seul paquet de protons par faisceau à entrer en collision dans ATLAS à ce moment-là.

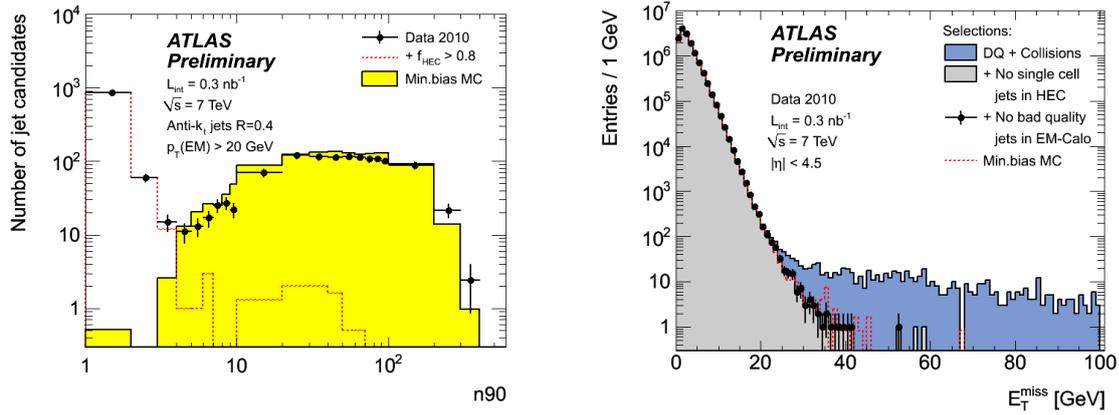


Figure 4.24 – A gauche, nombre de cellules contribuant à plus de 90% de l'énergie du jet. A droite, distribution de E_T^{miss} avant et après les différentes étapes du jet cleaning.

4.4.3.2 Distributions de E_T^{miss} et résolution

À la différence des données prises en 2009, pour cette étude des performances, les cellules du calorimètre à l'avant situées à $|\eta| > 4.5$ ne sont pas prises en compte, car le calorimètre à l'avant était légèrement décentré^v.

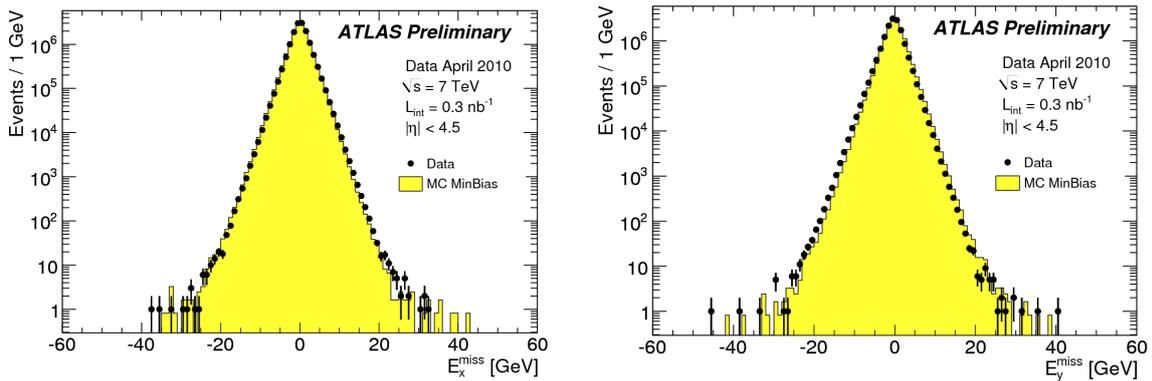


Figure 4.25 – Distributions E_X^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculées avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 7 TeV.

On peut voir sur la figure 4.25 les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} pour les données, ainsi que pour des événements simulés de biais minimum. On peut observer un bon accord entre les données et la simulation sur 7 ordres de grandeur. On peut néanmoins constater que la distribution de E_Y^{miss} dans les données est décalée à 0.36 GeV par rapport à la simulation, à cause de la position du centre de collision par rapport au système calorimétrique. L'écart-type mesuré est de 2.4 GeV. On peut maintenant tracer la distribution de la résolution de l'énergie transverse manquante jusqu'à une énergie transverse totale déposée dans le calorimètre de 250 GeV, que l'on peut voir sur la figure 4.26 à gauche. La résolution dépend de la racine carrée de $\sum E_T$, et un ajustement donne une constante de 0.41 pour les données, et 0.43 pour la simulation. On pense que la différence entre les deux, inférieure à 5%, pourrait être due à des problèmes de modélisation de PYTHIA.

Enfin, la figure 4.26 à droite montre la distribution de l'énergie transverse manquante. Une

v. Il a été remonté de 2mm pendant l'arrêt 2010-2011.

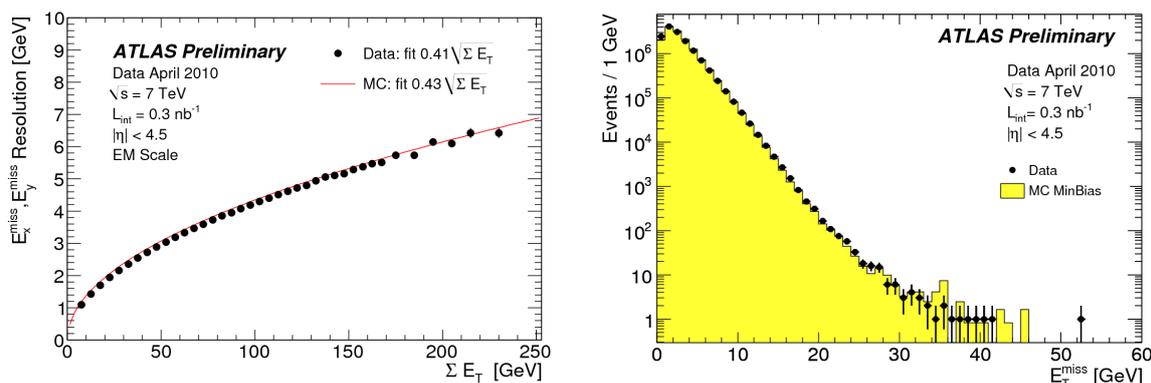


Figure 4.26 – A gauche, résolution de E_X^{miss} et E_Y^{miss} en fonction de $\sum E_T$ avec des points noirs pour les données à 7 TeV et en rouge le résultat du fit sur la simulation. A droite, distribution de E_T^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 7 TeV.

fois encore, l'accord entre les données et la simulation est bon, et on peut remarquer qu'il n'y a pas de queues de distributions des données au-delà de 60 GeV, illustrant la très bonne compréhension du système calorimétrique sur 7 ordres de grandeur. L'événement à 52 GeV dans les données correspond à un événement à plusieurs jets où un des jets pointe vers un trou du détecteur, et dont l'énergie est par conséquent mal mesurée. Le même phénomène explique un événement à 68 GeV dans la simulation, non visible sur la figure.

On peut donc voir que la reconstruction de l'énergie transverse manquante avec une méthode robuste, comme celle des topoclusters, est bien comprise et sous contrôle, depuis les événements de déclenchement aléatoires jusqu'aux collisions de biais minimum à 7 TeV.

4.4.4 Performances de l'énergie transverse manquante calibrée

On a vu au paragraphe 4.1 que l'énergie transverse manquante peut être calibrée avec la méthode hadronique locale. Cette calibration a pu être testée dans les événements de biais minimum [128]. La figure 4.27 à gauche montre la résolution de l'énergie transverse manquante en fonction de $\sum E_T$. On constate que la résolution augmente par rapport à l'échelle électromagnétique (l'ajustement par une fonction racine carrée a un coefficient de 0.49 au lieu de 0.41). On observe toujours une différence inférieure à 5% entre les données et la simulation. Cette résolution augmente lorsque l'on demande que l'événement contienne un jet de grande énergie ($E_T > 20$ GeV), comme on peut le voir sur la figure 4.27 à droite.

On a observé que l'accord entre les données et la simulation était moins bon dans le cas où l'événement contenait un jet. La figure 4.28 montre l'énergie transverse manquante quand on sélectionne un électron tel que $E_T > 20$ GeV (sélection détaillée au paragraphe 6.4.2). Sur la figure de gauche, l'électron est identifié comme *tight* et la contribution des électrons provenant de bosons W est importante. Sur la figure de droite, l'électron est identifié comme *loose*, et les événements di-jet dominent la sélection. On constate que l'accord est bon entre les données et la simulation dans le premier cas, mais que le désaccord peut aller jusqu'à 50% dans le deuxième cas. Si l'on fait la coupure $E_T^{miss} > 25$ GeV dans le cas de la sélection *loose*, le rapport des efficacités de la coupure entre données et simulation est $\epsilon(\text{données})/\epsilon(\text{Monte-Carlo}) = 1.25 \pm 0.04$, où l'erreur est statistique uniquement.

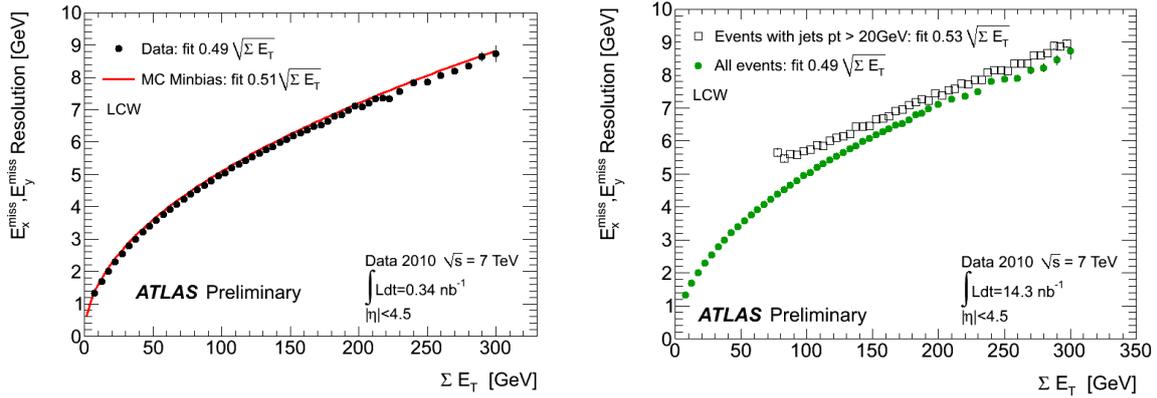


Figure 4.27 – Résolution de E_X^{miss} et E_Y^{miss} calibrées en fonction de $\sum E_T$ pour des événements de biais minimum, pour des collisions à 7 TeV. A gauche, les ronds noirs correspondent aux données et la ligne représente le fit de la résolution obtenu avec la simulation Monte-Carlo. A droite, les points verts représentent tous les événements de biais minimum et les carrés noirs les événements contenant au moins un jet avec $p_T > 20\text{ GeV}$ [128].

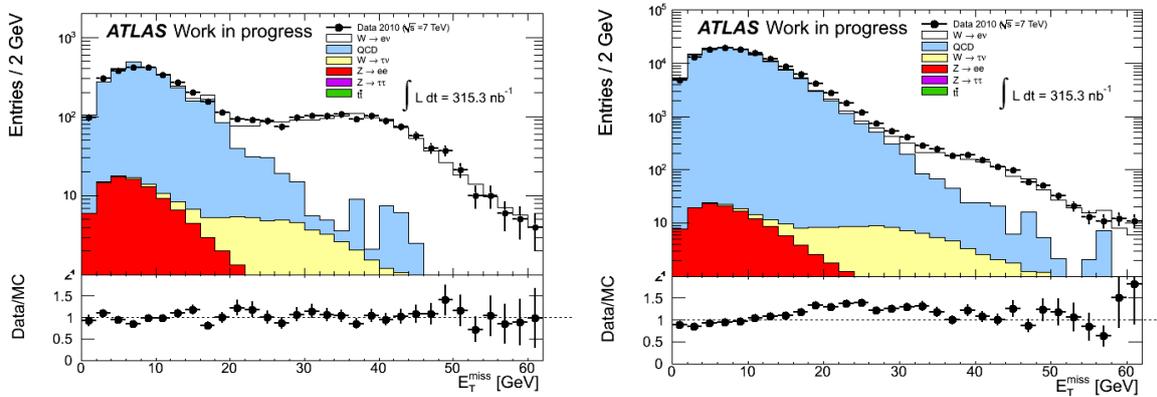


Figure 4.28 – Distributions de E_T^{miss} calculées en sélectionnant un électron *tight* (à gauche) ou *loose* (à droite).

On pense que, comme pour les distributions de $\sum E_T$, cette différence est liée à la modélisation de la physique à bas transfert d'impulsion. Par exemple, le désaccord entre données et simulation est visible lorsque l'on considère l'énergie transverse manquante calculée avec les topoclusters qui ne sont associés à aucun objet (électron, photon, jet, taus). Ce désaccord s'observe à la fois avec les événements de biais minimum [128] et pour les événements issus de bosons W [151].

On avait de plus observé au paragraphe 4.4.2.3 que le désaccord entre données et simulation dans les distributions de $\sum E_T$ était plus importante à grande pseudo-rapidité. Si l'on calcule l'énergie transverse manquante dans des événements avec un électron *loose* de haute énergie uniquement avec les cellules du calorimètre à l'avant (figure 4.30 à gauche), on constate le désaccord important au-dessus de 30 GeV, alors que si l'on calcule l'énergie transverse manquante sans les cellules de ce calorimètre (figure 4.30 à droite), on constate un bon accord entre les données et la simulation pour toutes les valeurs de E_T^{miss} [152].

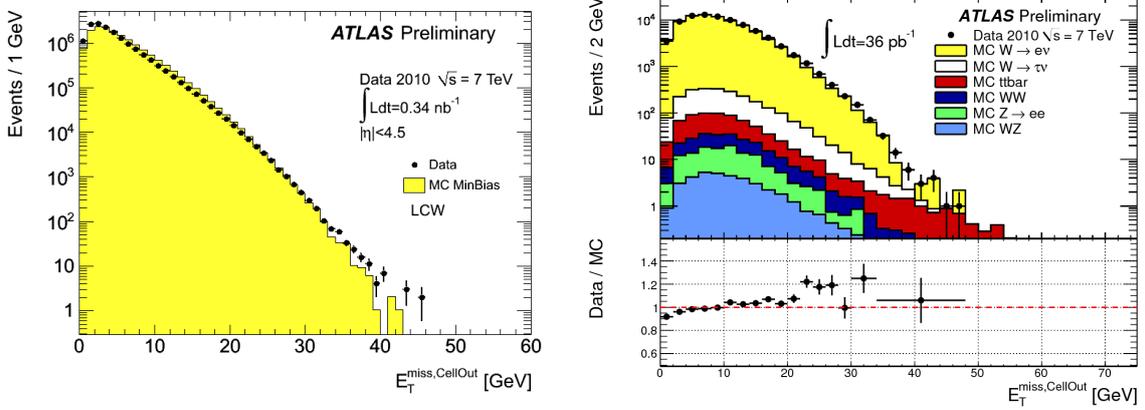


Figure 4.29 – Distributions de E_T^{miss} reconstruite avec les topoclusters n'appartenant à aucun objet reconstruit, pour des événements de biais minimum (à gauche), et pour des événements $W \rightarrow e\nu$ (à droite).

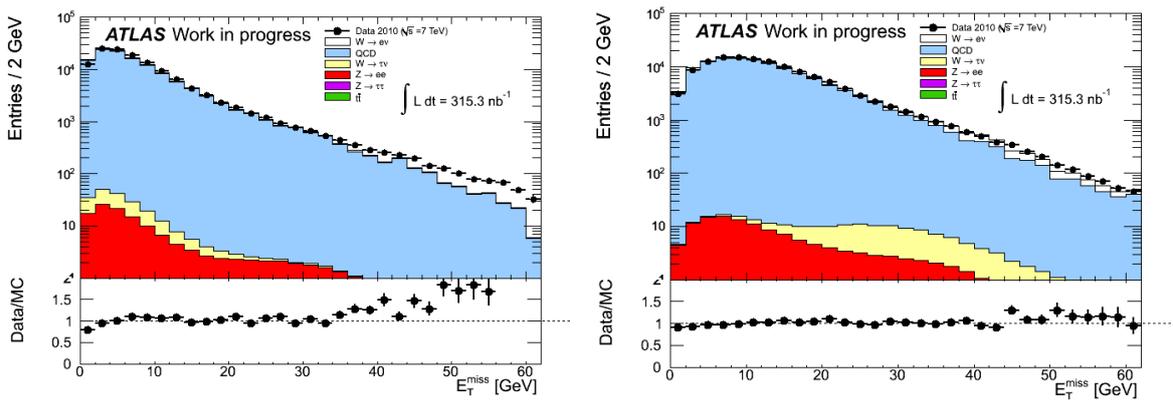


Figure 4.30 – Distributions de E_T^{miss} calculées uniquement avec les cellules du calorimètre à l'avant (à gauche), ou en enlevant les cellules du calorimètre à l'avant (à droite) [153].