

# Performances des électrons de haute énergie

"Non, c'est moi!"

J. Perrin, à la sortie de *Rayons cathodiques et rayons de Röntgen : Etude expérimentale*, 1897.

"No, it's me!"

J. J Thomson, à la sortie de *Cathode Rays*, 1897.

La mesure des électrons dans ATLAS est primordiale pour presque toutes les analyses de physique. On veut pouvoir mesurer des électrons sur une gamme d'énergie très étendue, de quelques GeV à plusieurs TeV. On s'intéressera ici aux électrons de haute énergie, soit  $E_T > 20$  GeV, pour lesquels le détecteur ATLAS a été optimisé, en particulier pour la mesure de la masse du boson de Higgs se désintégrant en quatre leptons. Dans ce chapitre, on verra au paragraphe 5.2 comment l'énergie des électrons est reconstruite. La quantité de matière importante avant le calorimètre constitue un enjeu important de cette mesure. Par ailleurs, si les sections efficaces de production des bosons de jauge augmentent d'un facteur 10 entre le Tevatron et le LHC (pour  $\sqrt{s} = 14$  TeV), la section efficace de production des jets augmente d'un facteur 100. Pour pouvoir extraire des électrons, il est nécessaire d'atteindre un niveau de réjection des jets d'environ  $10^5$ . L'identification des électrons fera l'objet du paragraphe 5.3. Enfin, le paragraphe 5.4 reviendra sur l'évaluation de la quantité de matière avant le calorimètre avec les données enregistrées en 2009 et 2010.

## 5.1 Reconstruction des électrons

Les électrons et photons sont définis par des amas de taille fixe, et selon une méthode dite de "fenêtre glissante" [126]. Cette taille fixe permet une calibration très précise de l'énergie des cellules.

Cette méthode se fait en trois étapes, et dans tout ce paragraphe la taille d'une cellule dans la couche S2 ( $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$ ), que l'on peut voir en rose sur la figure 3.2, servira d'unité.

1. Le calorimètre est divisé en grille de taille  $0.025 \times 0.025$  jusqu'à  $|\eta| = 2.5$ .
2. On cherche des graines d'amas en faisant glisser une fenêtre de taille  $5 \times 5$  le long de la grille précédente, et si la somme des énergies dans cette fenêtre est un maximum local et qu'elle est supérieure à 3 GeV, alors un pré-amas est formé.
3. On construit l'amas à partir du pré-amas en prenant toutes les cellules dans un rectangle de taille  $N_\eta^{amas} \times N_\varphi^{amas}$ . Dans le tonneau, les amas sont de taille  $3 \times 7$  pour les électrons et

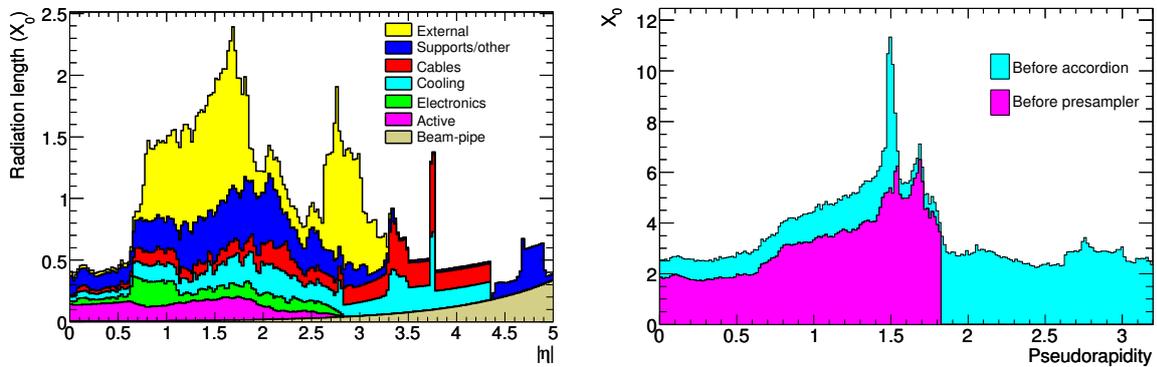
les photons convertis et de taille  $3 \times 5$  pour les photons non convertis. Dans les bouchons, les amas sont de taille  $5 \times 5$  quel que soit l'objet.

On définit l'objet comme un électron si une trace dans le détecteur interne d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV peut lui être associée. On définit l'objet comme un photon non converti s'il n'y a pas de trace associée à l'amas, ou comme un photon converti si un vertex de conversion est reconstruit.

## 5.2 Reconstruction de l'énergie des électrons

La quantité de matière dans le détecteur interne, que l'on peut voir sur la figure 5.1 à gauche, vaut de l'ordre de 0.5, 2.5 et 1  $X_0$  à  $|\eta| = 0, 1.5$  (région de transition) et 2.5 respectivement, ce qui est comparable au trajectomètre de CMS [24]. La quantité de matière totale avant le calorimètre, elle, est comprise entre 2.5, 10 et 2.5  $X_0$  à  $|\eta| = 0, 1.5$  et 2.5 respectivement du fait du cryostat et des services, comme on peut le voir sur la figure 5.1 à droite.

Une très bonne connaissance de cette quantité de matière et sa simulation est importante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, une partie de l'énergie des électrons va être perdue avant d'entrer dans le calorimètre, ce qui va nécessiter une correction. Ensuite, lors de la calibration de l'échelle absolue en énergie, mesurée dans les données à l'aide de particules  $J/\Psi$ , ou d'événements  $Z \rightarrow ee$  et  $W \rightarrow e\nu$ , les corrections peuvent être biaisées par une mauvaise estimation de la matière. Enfin, cette maîtrise de la matière est importante pour pouvoir extrapoler les résultats de la calibration précédente à d'autres régions d'énergie ou de pseudo-rapacité.



**Figure 5.1** – Quantité de matière (en unités de  $X_0$ ) en fonction de la pseudo-rapacité  $\eta$  et moyennée selon  $\varphi$ . A gauche, la quantité totale dans le détecteur interne, avec la contribution des différents composants de ce détecteur. A droite, la quantité totale avant le pré-échantillonneur (en rose) et avant le premier compartiment (en bleu) du calorimètre électromagnétique.

L'énergie des électrons est calculée comme la somme de l'énergie déposée avant le calorimètre, de celle déposée dans le calorimètre, et de celle déposée après le calorimètre [30] :

$$E^{amas} = E_{front} + E_{cal} + E_{back} \quad (5.1)$$

Cette paramétrisation de l'énergie utilise les termes :

- $E_i$  : l'énergie déposée dans le compartiment  $i$  ;
- $\eta$  : barycentre corrigé de l'amas ;
- $X_i$  : profondeur du centre de chaque compartiment par rapport au point d'interaction, en unités de longueur de radiation ;

$$- X : \text{barycentre longitudinal de la gerbe} : X = \frac{\sum_{i=0}^3 E_i^{LAr} \cdot X_i}{\sum_{i=0}^3 E_i^{LAr}}.$$

Le terme d'énergie déposée dans le calorimètre s'écrit :

$$E_{cal} = c_{cal}(X; \eta) + (1 + f_{out}(X; \eta)) \cdot \sum_{i=1}^3 E_i \quad (5.2)$$

où :

- $c_{cal}$  est un facteur de calibration qui corrige de la différence entre l'énergie reconstruite dans le calorimètre et l'énergie qui y est vraiment déposée. Ce facteur vaut de l'ordre de 1% dans le tonneau et 2% dans les bouchons ;
- $f_{out}$  est la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre en dehors du l'amas. Elle vaut de l'ordre de quelques pourcents dans le tonneau, et jusqu'à 10% dans les bouchons.

On peut voir sur la figure 5.2 à gauche l'énergie perdue avant le calorimètre et qui doit être corrigée. Ce terme est calculé à partir de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur du calorimètre dans la région où il est présent ( $\eta < 1.8$ ) :

$$E_{front} = a(E_{cal}; \eta) + b(E_{cal}; \eta) \cdot E_{PS} + c(E_{cal}; \eta) \cdot E_{PS}^2 \quad (5.3)$$

où le terme  $c(E_{cal}; \eta)$  est non nul uniquement pour  $\eta > 1.55$ . Le terme  $E_{front}$  vaut alors de 500 MeV à 5 GeV pour un électron de 100 GeV.

Dans la région où il n'y a pas de pré-échantillonneur ( $\eta > 1.8$ ), l'énergie  $E_{front}$  est calculée par la formule :

$$E_{front} = a'(E_{cal}; \eta) + b'(E_{cal}; \eta) \cdot X + c'(E_{cal}; \eta) \cdot X^2 \quad (5.4)$$

Dans ce cas,  $E_{front}$  vaut entre 2 et 4 GeV pour un électron de 100 GeV.

Enfin, le terme d'énergie perdue après le calorimètre dépend du barycentre longitudinal de la gerbe :

$$E_{back} = f_0(\eta) \cdot X + f_1(\eta) \cdot e^X \quad (5.5)$$

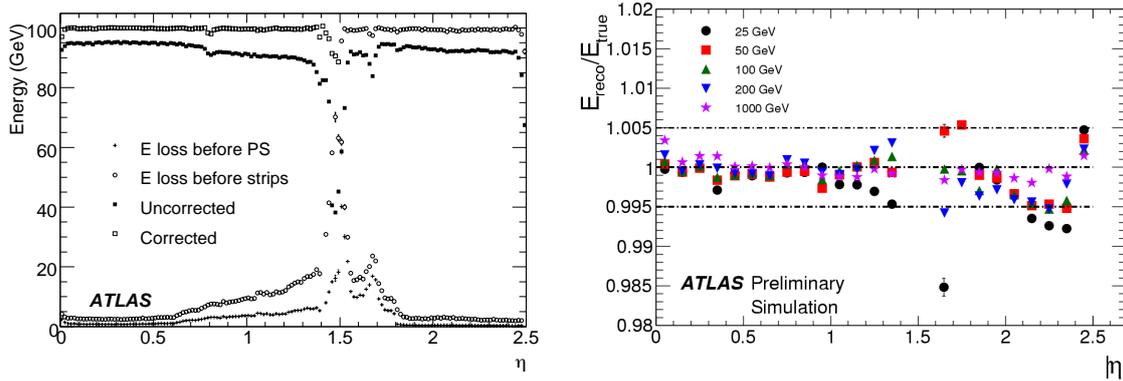
Il vaut 0.2-3% dans le tonneau, et 0.1-0.8% dans les bouchons.

Ces termes sont déduits des simulations d'électrons. Ils ont été vérifiés en tests en faisceaux [97, 100], ainsi que la linéarité de la réponse, comme on l'a vu au paragraphe 3.1.2.1. On peut voir sur la figure 5.2 à droite la linéarité de cette réponse avec des électrons simulés, et elle est meilleure que 0.5% sur une gamme d'énergie comprise entre 25 GeV et 1 TeV, et sur toute la couverture angulaire [154].

## 5.3 Identification des électrons

### 5.3.1 Définition et performances

L'identification des électrons est un enjeu majeur au LHC, à cause des processus QCD dominant largement. Une réjection de  $10^5$  des jets et des photons convertis est donc nécessaire. La matière avant le calorimètre (cf paragraphe 5.2) rend de plus cette identification plus difficile. Des coupures d'identification ont été définies, dépendant de la pseudo-rapacité et de l'énergie de l'électron, et de rigueur croissante, *lâches*, *intermédiaires*, et *sévères* (nommées par la suite *loose*, *medium*, *tight* respectivement). Exploitant la granularité fine du calorimètre, elles sont basées sur des coupures sur des variables de la forme de la gerbe dans le calorimètre, de la



**Figure 5.2** – A gauche l'énergie perdue par un électron de 100 GeV avant le calorimètre, et l'énergie reconstruite avec et sans les corrections [30]. A droite, linéarité de la réponse pour des électrons simulés d'énergie comprise entre 25 et 1000 GeV en fonction de  $\eta$ .

qualité de la trace, et de la concordance entre trace et amas, coupures effectuées pour 10 bins en pseudo-rapacité de 0 à 2.5, et 11 bins en impulsion transverse à partir de 5 GeV. Les efficacités de sélection et de réjection données ci-dessous ont été estimées à l'aide de simulations d'événements  $Z \rightarrow ee$  et di-jets, pour des électrons/jets d'énergie transverse supérieure à 20 GeV [155], et utilisent les sélections *robustes* décrites plus loin.

La **sélection loose** est basée uniquement sur des critères calorimétriques, et s'appliquant aux électrons de pseudo-rapacité  $\eta$  inférieure à 2.47, c'est-à-dire appartenant à la zone de précision du calorimètre. Elle permet d'avoir une efficacité d'identification, de 94.68%, mais un rejet de jets de  $614.3 \pm 1.5$  seulement. Elle est composée de :

- le rapport  $R_{had}$  entre l'énergie transverse dans le calorimètre hadronique et celle de l'amas de l'électron, et qui mesure la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique, avec des coupures de l'ordre de 0.01-0.02 ;
- le rapport  $R_\eta$  entre l'énergie dans une zone  $\Delta\eta \times \Delta\varphi^i = 3 \times 7$  et celle dans une zone  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 7 \times 7$  dans la deuxième couche du calorimètre, et qui reflète le confinement du cœur de la gerbe, avec des coupures de l'ordre de 0.9 ;
- la largeur latérale  $w_{\eta 2}$  calculée dans une zone  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 3 \times 5$  dans la deuxième couche du calorimètre, avec des coupures de l'ordre de 0.01.

La **sélection medium**, en plus de la sélection *loose*, est utilisée notamment dans des analyses multi-leptons (comme par exemple  $H \rightarrow eeee$ ), où une réjection des jets d'environ 3000 est suffisante. L'efficacité de cette coupure, 89.61%, est un peu inférieure à celle de la coupure *loose*, mais le rejet des jets est de  $4435 \pm 30$ .

Elle inclut des variables liées à la première couche du calorimètre, pour pouvoir en particulier rejeter les  $\pi^0$  se désintégrant en 2 photons, ainsi que des variables de qualité des traces. Ces variables sont :

- la largeur totale latérale  $w_{tot s1}$  de la gerbe dans la première couche, calculée avec 20 cellules, avec des coupures de l'ordre de 2-3 ;
- le rapport  $E_{ratio}$  qui est la différence relative entre le plus grand et le second plus grand dépôt d'énergie dans la première couche. Il est utilisé pour séparer les photons des  $\pi^0$ , et est proche de 1 pour les électrons. la coupure sur cette variable est de l'ordre de 0.7-0.9 ;
- le nombre de coups dans le détecteur à pixels, qui doit être au moins de 1 ;

i. Il s'agit toujours d'unité de cellule de la seconde couche du calorimètre.

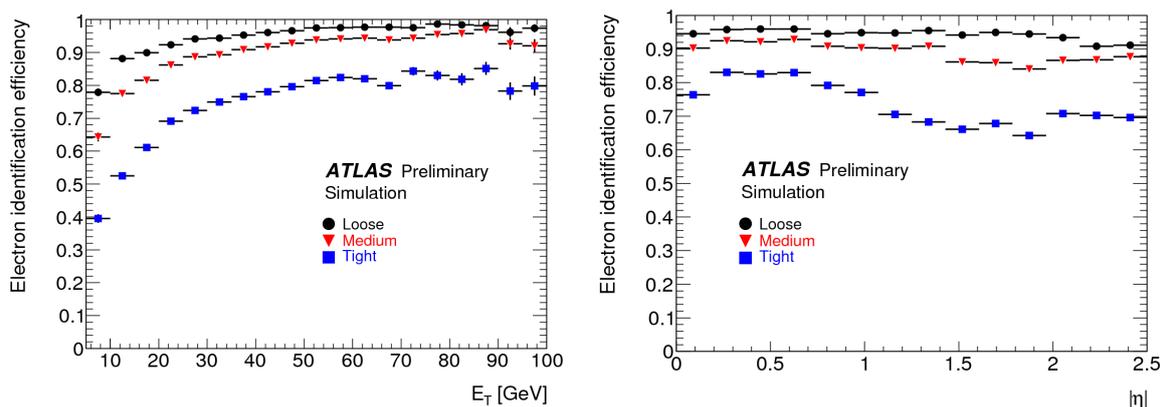
- le nombre total de coups dans le détecteur à pixels et le SCT, qui doit être au moins 7 ;
- le paramètre d'impact  $d_0$ , c'est-à-dire la plus petite distance entre la trace et le vertex dans le plan transverse, et qui doit être inférieure à 5 mm ;
- l'écart  $\Delta\eta$  entre les pseudo-rapidités calculées pour la trace et pour l'amas dans la première couche, qui doit être inférieur à 0.01.

Enfin, la **sélection *tight*** utilise toutes les possibilités du détecteur ATLAS en matière d'identification des électrons. Elle est utilisée notamment pour la sélection d'électrons issus de bosons W et Z. L'efficacité d'identification de cette coupure n'est que de 72.77%, mais avec un facteur de réjection des jets de  $(4.9 \pm 0.1) \cdot 10^4$ .

En plus de la coupure *medium*, elle contient d'autres coupures sur les traces et sur la concordance entre la trace et l'amas :

- le nombre de coups dans la couche la plus interne du détecteur à pixels, qui doit être au moins de 1, et qui permet de rejeter des électrons issus de photons convertis ;
- l'écart  $\Delta\eta$  entre les angles  $\eta$  mesurés pour la trace et pour la deuxième couche du calorimètre, qui doit être inférieur à 0.005 ;
- l'écart  $\Delta\varphi$  entre les angles  $\varphi$  mesurés pour la trace et pour la deuxième couche du calorimètre, qui doit être inférieur à 0.02 ;
- le rapport  $E/p$  de l'énergie mesurée de l'amas et l'impulsion mesurée de la trace, et qui est proche de 1 pour les électrons, comprise entre des valeurs de l'ordre de 0.7 et 3-5 ;
- le nombre de coups dans le détecteur TRT ;
- le rapport entre le nombre de coups dépassant le seuil haut de rayonnement de transition et le nombre de coups total dans le TRT, et qui est plus grand pour les électrons que pour les hadrons. La coupure est de l'ordre de 0.08-0.16.

On peut voir sur la figure 5.3 les efficacités des sélections en fonction de l'énergie transverse de l'électron, et de la pseudo-rapidité.



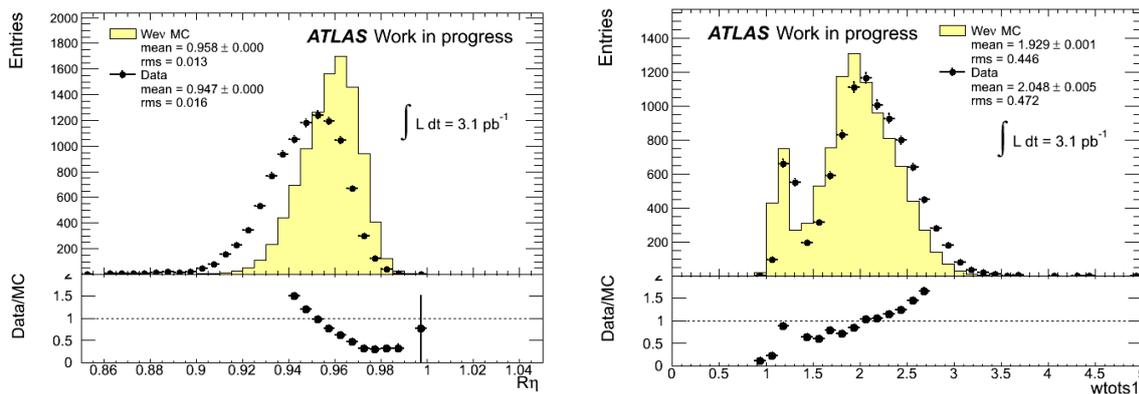
**Figure 5.3** – Efficacités d'identification loose, medium, et tight en fonction de  $E_T$  (à gauche) et  $\eta$  (à droite) évaluées avec des événements  $Z \rightarrow ee$  simulés [155], avec les coupures classiques.

### 5.3.2 Changements avec les données de 2010

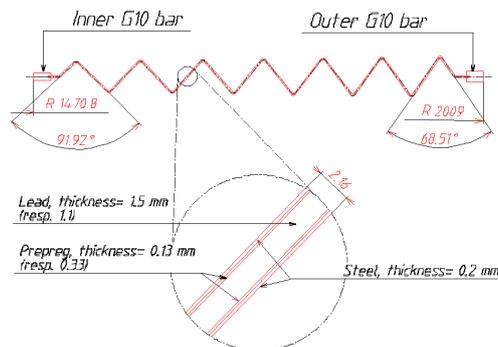
Ces coupures ont été optimisées avec les simulations, mais les études avec les premières données [155] ont montré des désaccords avec elles, notamment dans la modélisation des formes transverses de gerbes. Ainsi, la figure 5.4 montre les variables  $R_\eta$  et  $w_{tot s1}$  pour des électrons

d'énergie transverse supérieure à 20 GeV<sup>ii</sup>.

Ce désaccord est expliqué en partie par la description du calorimètre par GEANT4. En particulier, l'absorbeur du calorimètre, qui joue un rôle évidemment important dans le développement des gerbes, est actuellement décrit par un mélange homogène de ses différents composants. En décrivant plus précisément les différentes couches de l'absorbeur : une couche de plomb entourée de couches d'acier collées (figure 5.5), on a vu que les variables transverses des gerbes sont mieux décrites. On voit ainsi sur la figure 5.6 la variable d'identification  $R_\eta$  pour des électrons de 40 GeV en différents points du calorimètre [156, 157]. La différence entre les données et la simulation pour cette variable est réduite de moitié avec la description plus précise des absorbeurs, qui sera utilisée dans la prochaine version de l'algorithme de reconstruction d'ATLAS.



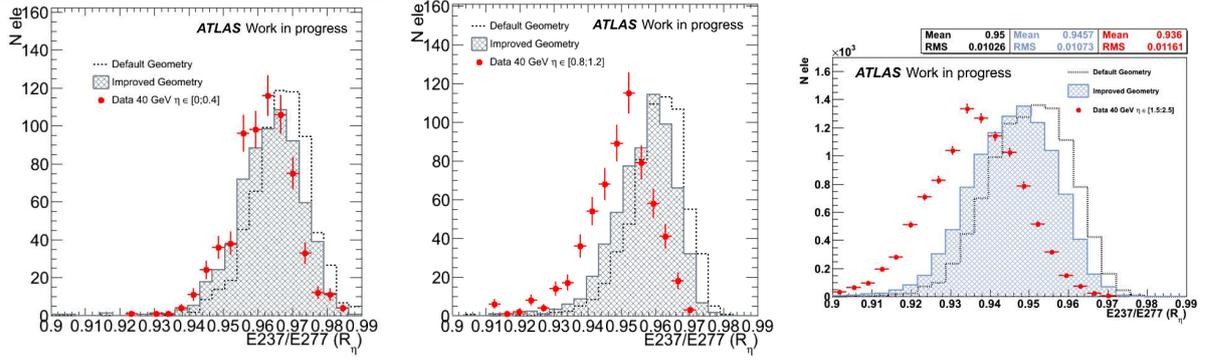
**Figure 5.4** – Variables d'identification des électrons ( $R_\eta$  à gauche et  $w_{tot_s1}$  à droite) pour des électrons issus de bosons  $W$ , satisfaisant les coupures d'identification *tight*, sauf la variable concernée. Les points correspondent aux données, tandis que l'histogramme jaune pâle correspond à la simulation Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$ .



**Figure 5.5** – Vue schématique de l'absorbeur dans le calorimètre électromagnétique tonneau [92].

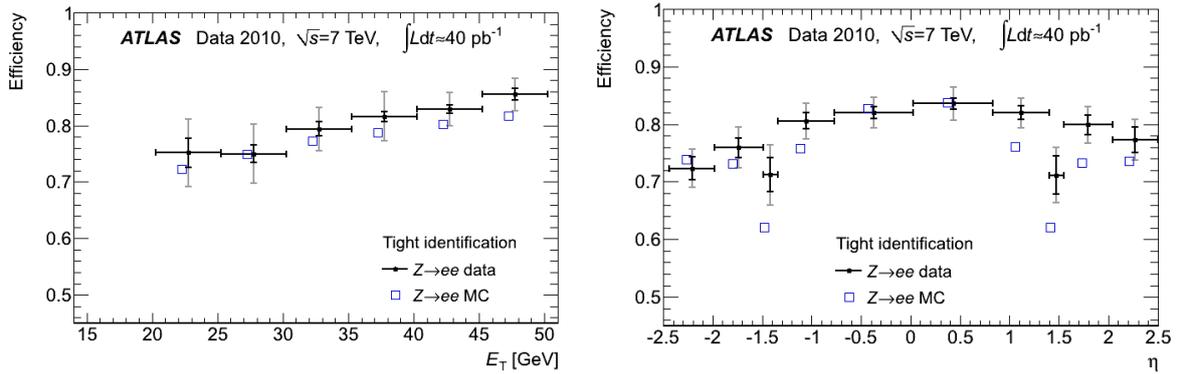
Certaines coupures sur les variables posant problème (en particulier  $R_\eta$  et  $w_{\eta 2}$ ) ont été relâchées. Les coupures *tight* sur les écarts  $\Delta\eta$  et  $\Delta\varphi$  ne sont également pas appliquées, en attendant un meilleur alignement entre le détecteur interne et la calorimètre [158]. Les coupures d'identification ainsi définies sont nommées *robustLoose*, *robustMedium*, et *robustTight*, mais par la suite, dans les chapitres 4 et 6, ces coupures plus robustes sont simplement notées *loose*, *medium* et *tight*.

ii. issus de bosons  $W$  sélectionnés à l'aide des coupures détaillées au chapitre 6



**Figure 5.6** – Variable d'identification  $R_\eta$  pour trois régions en  $\eta$  (de gauche à droite :  $0 < \eta < 0.4$ ,  $0.8 < \eta < 1.2$ , et  $1.5 < \eta < 2.5$ ). Les points rouges correspondent à des électrons issus de bosons  $W$  dans les données, et tels que  $35 < E_T < 45$  GeV. Les histogrammes correspondent à la simulation d'électrons de 40 GeV, en noir avec la description nominale, en gris avec une description améliorée de l'absorbeur.

Par ailleurs, les efficacités de sélection robustes ont été vérifiées à l'aide des données enregistrées en 2010, avec des méthodes "tag-and-probe" avec des électrons issus  $J/\Psi$ , de bosons  $Z$ , et de bosons  $W$ . On peut voir sur la figure 5.7 les efficacités d'identification *tight* mesurées pour les données et la simulation avec des événements  $Z \rightarrow ee$  [99]. Le rapport entre ces efficacités, compris entre 0.8 et 1.2, peut être utilisé pour corriger les événements simulés.



**Figure 5.7** – Efficacités d'identification *tight* mesurées avec les données et avec la simulation à l'aide d'événements  $Z \rightarrow ee$ , à gauche, en fonction de l'énergie transverse de l'électron et à droite en fonction de la pseudo-rapidité.

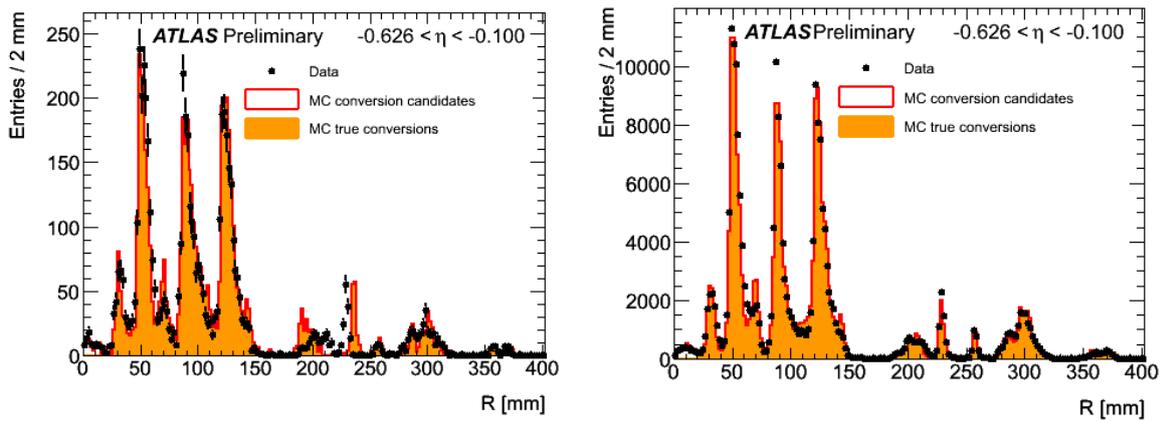
## 5.4 Matière avant le calorimètre

Le but est de connaître la matière dans le détecteur interne avec une précision de  $0.01 X_0$ , et celle juste avant le calorimètre avec une précision de  $0.05 X_0$ . Avant le démarrage du LHC, on estimait que la décomposition de la matière dans le détecteur interne visible sur la figure 5.1 à gauche était connue à  $0.1 X_0$  près.

Plusieurs méthodes sont envisagées pour déterminer précisément cette quantité de matière. Pour mesurer la matière dans le détecteur interne, des méthodes utilisant les conversions de photons, la masse de particules comme le  $K_S^0$  sont envisagées, ou les queues de distribution de la variable  $E/p$ , .

La fraction de photons  $F_{conv}$  en un point donné est reliée à la quantité de matière par

la relation  $\frac{X}{X_0} = -\frac{9}{7} \ln(1 - F_{conv})$ . En déterminant la position des vertex de conversion de photons provenant de désintégrations de  $\pi_0$ , on peut cartographier la matière dans le détecteur interne [159, 160]. La figure 5.8 montre le nombre de vertex de conversion reconstruits en fonction de la distance  $R$  du point d'interaction dans une certaine région en pseudo-rapacité du tonneau, pour des collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. On voit clairement les pics correspondant aux trois couches du détecteur à pixels, et les deux premières couches du SCT. Les deux figures correspondent à deux descriptions différentes de la matière. Ainsi, sur la figure de gauche, on peut voir le désaccord entre les données et la simulation dans la zone  $200 < R < 250$  mm correspondant au support du tube à pixels. La simulation a été modifiée dans la figure de droite où l'on voit un bon accord entre les données et la simulation.

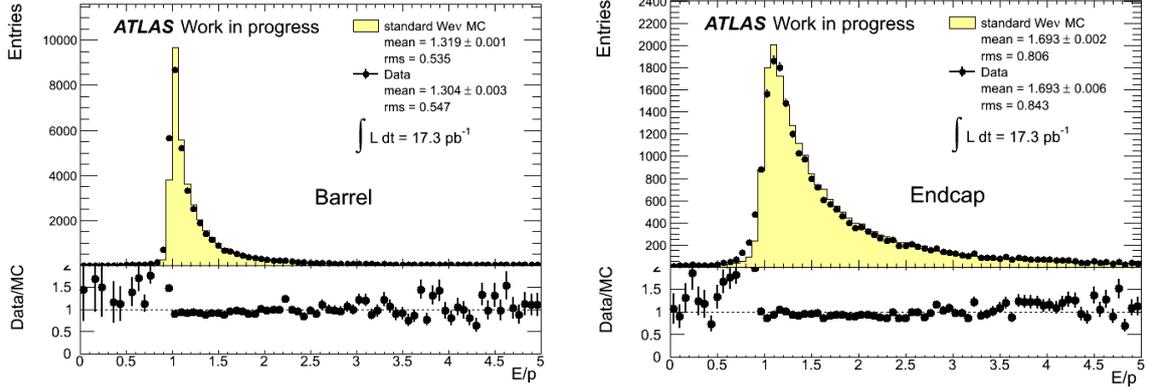


**Figure 5.8** – Distribution radiale du nombre de vertex de photons convertis dans une section du bouchon du détecteur interne. Les points noirs correspondent aux données, et les histogrammes rouge à la simulation. La figure de gauche correspond à la description du détecteur interne en juin 2010, et la figure de droite en février 2011 [160].

La masse du kaon  $K_S^0$  peut également servir à déterminer la matière dans le détecteur à pixels, puisque la masse  $m_{K^0}$  reconstruite diminue lorsque la matière dans le détecteur interne augmente [161]. Cette masse diminue de 0.3% et 0.5% quand on augmente la quantité de matière dans le détecteur interne de 10% et 20% respectivement. On trouve un bon accord entre les données de collision à 900 GeV et la simulation quand on compare la distribution de  $m_{K^0}$  en fonction de  $R$  jusqu'à  $|\eta| = 2$  dans le détecteur à pixels. On en conclut que la description de la matière dans cette zone est connue avec une précision meilleure que 10%.

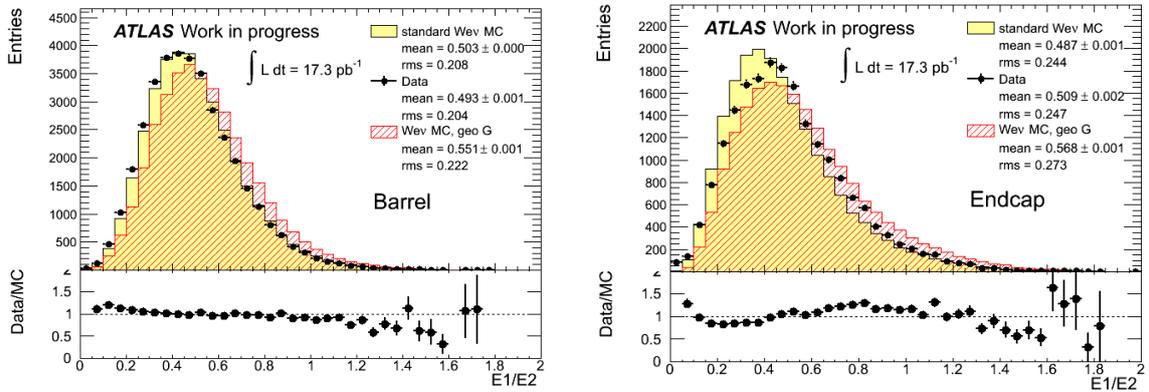
La variable  $E/p$  est le rapport entre l'énergie de l'électron mesurée dans le calorimètre et l'impulsion de l'électron dans le détecteur interne. On peut voir sa distribution pour des électrons issus de bosons  $W$  dans la figure 5.9. Cette variable est utilisée pour comparer l'échelle absolue de l'impulsion dans le détecteur interne et l'échelle absolue de l'énergie dans le calorimètre, en complément de l'information issue des événements  $Z \rightarrow ee$ . Mais par ailleurs, la position et les queues de distribution positives sont sensibles à la matière dans le détecteur interne, puisqu'elles sont dues au rayonnement de freinage des électrons dans le détecteur à pixels et dans la première couche du SCT [52, 162]. Sur la figure 5.11 à gauche, on voit ainsi que la proportion de queues de distribution augmente avec  $\eta$ , et donc avec la quantité de matière dans le détecteur interne.

Pour mesurer la quantité de matière entre le détecteur interne et le calorimètre, seule l'information calorimétrique est disponible, et en particulier les variables d'identification des électrons



**Figure 5.9** – Distributions de la variable  $E/p$  pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson  $W$ , pour le tonneau à gauche, et les bouchons à droite. Les points noirs correspondent aux données ( $17 \text{ pb}^{-1}$ ), l'histogramme jaune à une simulation Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$  avec la géométrie nominale.

liés à la forme de la gerbe [163]. Comme on a vu au paragraphe précédent que les variables transverses n'étaient pas bien décrites par la simulation, seules les variables longitudinales peuvent être utilisées pour l'instant. Parmi elles, la variable  $E1/E2$  qui est le rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre et celle déposée dans le deuxième compartiment. On a montré en test en faisceaux que cette variable était sensible à la matière avant le calorimètre, et qu'une augmentation de 3% de celle-ci conduisait à une augmentation de 1.5% de la variable  $E1/E2$  [100].



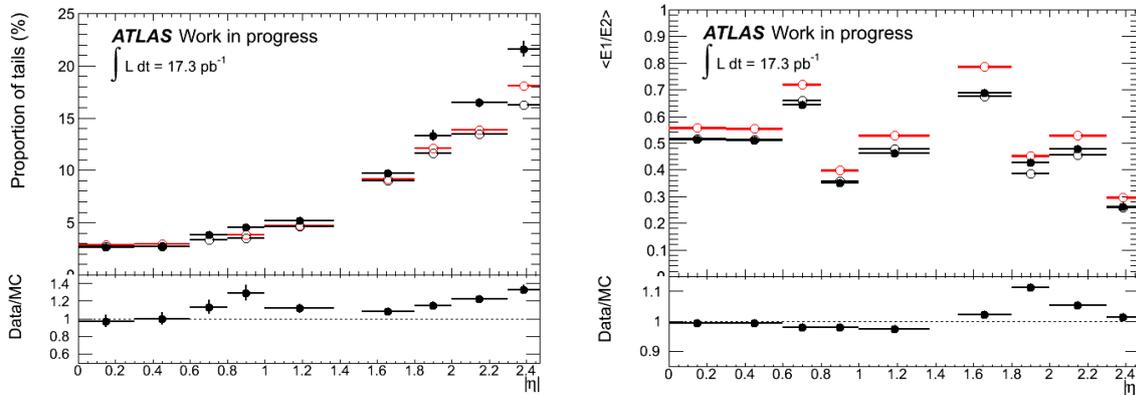
**Figure 5.10** – Distributions de la variable  $E1/E2$  pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson  $W$ , pour le tonneau à gauche, et les bouchons à droite. Les points noirs correspondent aux données ( $17 \text{ pb}^{-1}$ ), l'histogramme jaune à une simulation Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$  avec la géométrie nominale, et l'histogramme en rouge une simulation avec une géométrie qui contient plus de matière avant le calorimètre.

Pour plusieurs études de physique, notamment la mesure de section efficace de production du boson  $W$  présentée au chapitre 6, des simulations Monte-Carlo ont été créées, dans lesquelles les événements sont générés avec une géométrie qui contient plus de matière, puis sont reconstruits avec la géométrie nominale.

Une des configurations (désignée par le nom *s831*) inclut à la fois une augmentation de matière avant le calorimètre ( $0.1 X_0$ ), une augmentation de 10% de la quantité totale de matière dans le détecteur interne et une augmentation de 20% des services du détecteur à pixels et du SCT. La figure 5.10 montre la distribution de la variable  $E1/E2$  pour les données,

et pour des simulations Monte-Carlo avec la configuration nominale de matière et avec la configuration augmentée. Sur la figure 5.11, on voit la moyenne de cette distribution, mais aussi celle de la proportion d'événements tels que  $E/p > 3$ , en fonction de la pseudo-rapidité. Dans le tonneau, les distributions de  $E1/E2$  pour les données et la simulation sont compatibles, mais qu'il y a plus de queues de distribution de  $E/p$  au-dessus de  $|\eta| > 0.6$ . Ceci indiquerait que la matière juste avant le calorimètre est bien modélisée, mais qu'il manque de la matière dans la simulation du détecteur interne. Dans les bouchons, on constate un désaccord entre les données et la simulation pour les deux variables, ce qui pourrait indiquer qu'il manque de la matière dans la simulation à la fois dans le détecteur interne et juste avant le calorimètre.

Enfin, il est intéressant de noter que la géométrie avec plus de matière surestime la quantité de matière, puisque la variable  $E1/E2$  a une moyenne supérieure à celle dans les données sur toute la couverture en pseudo-rapidité. Cette géométrie, qui est utilisée pour calculer les erreurs systématiques dues à la matière dans les études avec les données enregistrées en 2010, est donc conservatrice [164].

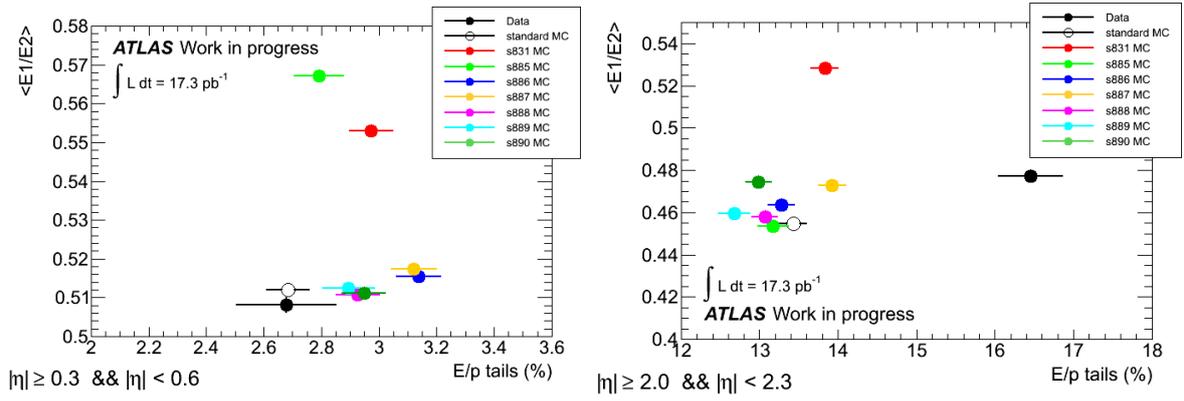


**Figure 5.11** – Proportion d'événements au-dessus de 3 dans la distribution de  $E/p$  (à gauche), et moyenne de la variable  $E1/E2$  (à droite) pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson  $W$ , en fonction de la pseudo-rapidité. Les points noirs pleins correspondent aux données ( $17 \text{ pb}^{-1}$ ), les points noirs ouverts à une simulation Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$  avec la géométrie nominale, et les points rouges à une simulation Monte-Carlo avec plus de matière avant le calorimètre.

L'influence de la matière sur les variables  $E1/E2$  et  $E/p$  peut être comparée en utilisant plusieurs simulations Monte-Carlo contenant différentes configurations de matière ajoutée :

- *s885* (en vert clair) : + 5%  $X_0$  entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre, + 20%  $X_0$  dans le cryostat avant le calorimètre et + 20%  $X_0$  dans le cryostat après le calorimètre ;
- *s886* (en bleu) : + 5%  $X_0$  dans tout le détecteur interne ;
- *s887* (en jaune) : + 10%  $X_0$  dans tout le détecteur interne ;
- *s888* (en rose) : + 20%  $X_0$  dans les services du détecteur à pixels ;
- *s889* (en bleu clair) : + 20%  $X_0$  dans les services du SCT ;
- *s890* (en vert) : + 15%  $X_0$  à la fin des bouchons des SCT et TRT.

Les variables sont complémentaires, puisque  $E1/E2$  est sensible à la matière juste avant le calorimètre, et  $E/p$  est sensible à la matière à petit rayon. La figure 5.12 montre la moyenne de la variable  $E1/E2$  en fonction du nombre de queues de la distribution  $E/p$  ( $E/p > 3$ ). Deux régions en  $|\eta|$  sont considérées en guise d'illustration. Sur la figure de gauche, pour  $0.3 < |\eta| < 0.6$ , on voit que la valeur moyenne de  $E1/E2$  augmente quand on ajoute de la matière avant le calorimètre (configurations *s831* et *s885*), et que le nombre de queues de distribution de  $E/p$



**Figure 5.12** – Moyenne de la variable  $E1/E2$  en fonction du nombre de queues de la distribution  $E/p$ , pour les données et des simulations Monte-Carlo avec différentes configurations de matière avant le calorimètre, pour 2 régions en  $\eta$  [164].

augmente quand on ajoute de la matière dans le détecteur interne (configurations  $s886$  et  $s887$ , et dans une moindre mesure  $s888$ ,  $s889$  et  $s890$ ). Sur la figure de droite, pour  $2.0 < |\eta| < 2.3$ , on note bien l'augmentation de la moyenne de  $E1/E2$  pour la configuration  $s831$  avec plus de matière avant le calorimètre (la configuration  $s885$  n'ayant pas de matière ajoutée dans cette zone de  $\eta$ ). En revanche, on ne note pas d'augmentation du nombre de queues de distribution pour la variable  $E/p$  quand on ajoute de la matière dans le détecteur interne. Un travail de compréhension de ces variables est encore à faire pour pouvoir les utiliser pour étudier la matière. On remarque par ailleurs sur la figure de droite une valeur pour les données qui ne peut être expliquée par aucune configuration de matière dans la simulation.

