

# Mise en œuvre du système calorimétrique

"Salut à la bourgeoise, au bourgeois en suivant,  
Battu avons la gerbe aujourd'hui joyeusement. [...]  
Les garçons du village, s'en vont la gerbe battant,  
Les bouquets qu'on apporte, chacun s'en fleurissant."

*La gerbe* (hanter-dro), chant traditionnel de Haute-Bretagne.

Le but du système calorimétrique est d'identifier et de mesurer avec une très grande précision l'énergie et la direction des électrons, photons et jets jusqu'à une énergie de quelques TeV. Il a été particulièrement optimisé pour mesurer des électrons et des photons d'énergie comprise entre 30 et 100 GeV, des énergies caractéristiques dans la recherche d'un boson de Higgs. La grande granularité des calorimètres électromagnétiques permet d'identifier les électrons avec une grande réjection des jets. Un élément important est aussi l'herméticité du système, tant la couverture angulaire totale que la profondeur des différents calorimètres. Elle permet de mesurer l'énergie des jets et l'énergie transverse manquante avec une bonne résolution. Testé exhaustivement en tests en faisceaux, il a été totalement intégré et dans l'acquisition en juin 2008. Il a depuis été possible de tester ses performances *in situ*. Après avoir décrit le système calorimétrique dans la section 3.1, on détaillera la reconstruction d'énergie dans les cellules dans le paragraphe 3.2. On s'intéressera ensuite à la mise en œuvre de cette reconstruction de l'énergie avant les premières collisions dans la section 3.3. Enfin, la section 3.4 montrera le bon comportement des calorimètres avec les premières collisions fin 2009.

## 3.1 Description du système calorimétrique

### 3.1.1 Calorimètres à échantillonnage

Tous les calorimètres d'ATLAS sont à échantillonnage, c'est-à-dire qu'ils alternent des couches d'absorbeurs et de détecteur. Ce type de calorimètre a une résolution un peu moins bonne que les calorimètres homogènes : par exemple, la résolution attendue pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$  [92] alors que celle pour le calorimètre à cristaux de tungstate de plomb de CMS est  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.6\%$  [93]. Mais ils ont l'avantage d'avoir une meilleure résolution spatiale : afin d'atteindre la même résolution angulaire que le calorimètre électromagnétique d'ATLAS ( $\frac{50\text{mrad}}{\sqrt{E}}$ ), un détecteur de pied de gerbe à échantillon-

nage est placé devant le calorimètre de CMS. Les calorimètres à échantillonnage permettent également une segmentation en profondeur. Certains calorimètres (calorimètre électromagnétique, bouchon hadronique et détecteur à l'avant) utilisent un métal comme absorbeur (plomb, cuivre ou tungstène) et l'argon liquide comme milieu actif, ce dernier ayant l'avantage d'avoir une linéarité intrinsèque, d'avoir une bonne stabilité de réponse dans le temps et une bonne résistance aux radiations. Le calorimètre hadronique à tuiles quant à lui utilise des absorbeurs en acier et des tuiles scintillantes comme milieu actif, ce qui permet d'avoir la profondeur requise.

Les performances attendues du système calorimétrique sont détaillées dans le tableau 3.1. Pour le calorimètre électromagnétique, elles ont été définies notamment pour la découverte du boson de Higgs dans les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ , ou pour la recherche de bosons de jauge lourds créant des leptons de haute énergie. Les spécifications sur la résolution en énergie pour les calorimètres hadroniques sont moins contraignantes, car une grande partie de l'énergie des jets de haute énergie est déposée dans le calorimètre électromagnétique. Elles sont néanmoins nécessaires pour pouvoir estimer l'échelle d'énergie absolue des jets avec une précision meilleure que 1%, nécessaire aux mesures incluant des jets, notamment les études du quark top et la recherche de nouvelle physique à l'échelle du TeV.

	Résolution en énergie	Résolution angulaire	Non-linéarité
calo EM	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	$\frac{50mrad}{\sqrt{E(GeV)}}$	< 0.5 %
calo HAD	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ (central) $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ (FCal)	-	< 2%

**Tableau 3.1** – Performances attendues du système calorimétrique.

La figure 3.1 à droite montre une vue en coupe schématique du système calorimétrique. On peut y avoir l'agencement des différents calorimètres, ainsi que leur recouvrement angulaire pour éviter la moindre coupure dans la couverture angulaire.

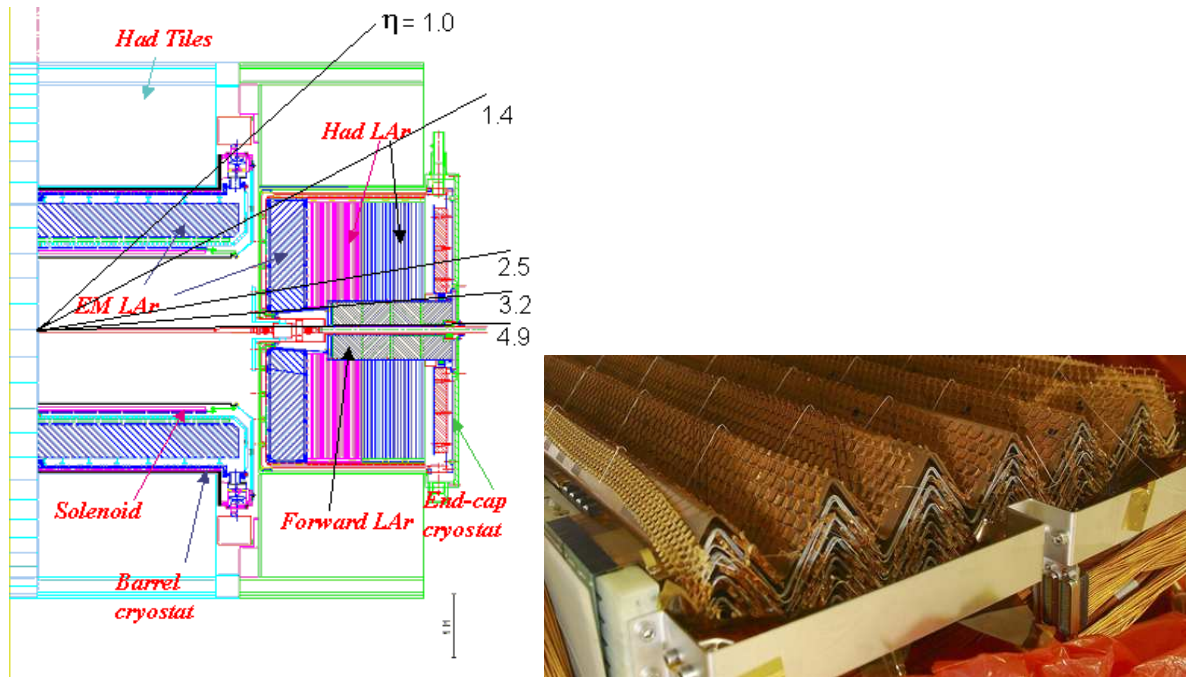
### 3.1.2 Les calorimètres à argon liquide

Ces calorimètres [92] partagent tous la même technologie avec l'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif. La géométrie et la nature de l'absorbeur diffèrent selon les processus étudiés et le niveau de radiation. De plus, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques bouchons, ainsi que le calorimètre à l'avant, partagent la même enceinte. Cette technologie a déjà été utilisée par de précédentes expériences (SLD [94], H1 [95], D0 [96]), mais le nombre de cellules est 3 à 5 fois plus important, puisque les calorimètres à argon liquide d'ATLAS en contiennent 182468. Plus de détails sur le nombre de cellules et la granularité des calorimètres sont disponibles dans l'annexe B.

#### 3.1.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique sert à identifier et à mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il est constitué d'un tonneau (souvent abrégé en EMB, *ElectroMagnetic Barrel*) et de deux bouchons (souvent abrégés en EMEC, *ElectroMagnetic End-Cap*). Le tonneau a une couverture angulaire jusqu'à  $|\eta| = 1.475$ , tandis que les bouchons sont constitués d'une grande

roue avec une couverture angulaire de  $1.375 < |\eta| < 2.5$  pour les mesures de précision et une petite roue qui augmente la couverture jusqu'à  $|\eta| = 3.2$ . La zone de transition entre le tonneau et des bouchons ( $1.4 < |\eta| < 1.5$ ) laisse passer les câbles et services du détecteur interne.

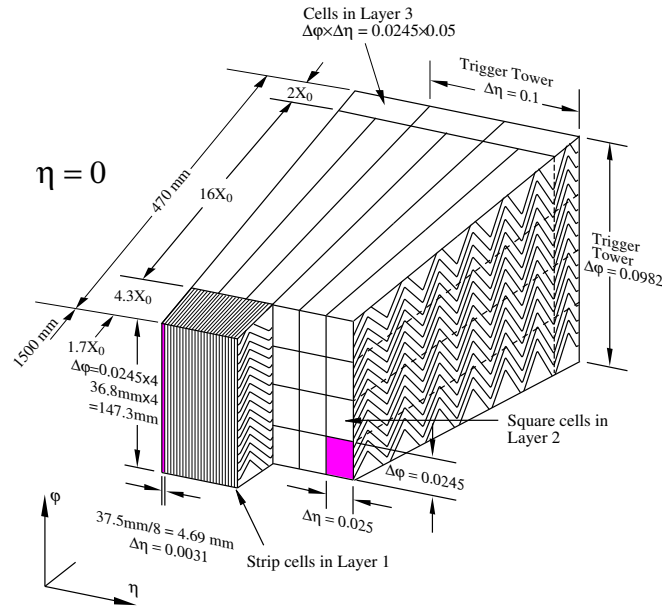


**Figure 3.1** – A gauche, schéma du système calorimétrique. A droite, photographie d'un module du tonneau électromagnétique en construction. On peut voir l'alternance d'absorbeur et d'électrodes, ainsi que le pliage en accordéon.

L'absorbeur est constitué de plaques de plomb et l'argon liquide est utilisé comme milieu actif. Le calorimètre électromagnétique a la particularité d'avoir ses couches d'absorbeurs et d'électrodes pliées en accordéon, comme on peut le voir sur la figure 3.1 à droite. Ceci permet d'avoir une couverture complète le long de l'angle azimutal  $\varphi$  sans coupure.

Le calorimètre est très finement segmenté dans la zone de précision (jusqu'à  $|\eta| < 2.5$ , qui correspond à la couverture du détecteur interne) tant radialement que longitudinalement, ce qui est résumé sur la figure 3.2. Dans cette dernière direction, le calorimètre comporte trois 3 compartiments, nommées S1, S2, S3. Le dépôt d'énergie maximal (en moyenne 80% de l'énergie incidente) se fait dans la deuxième couche, et celle-ci est divisée transversalement en cellules de taille  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$ . La première couche quant à elle est très finement segmentée en  $\eta$ , avec des cellules de taille typique  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.003 \times 0.098$  dans le tonneau. Cette segmentation permet de mesurer précisément la position, en particulier pour les photons non convertis qui n'ont qu'une information calorimétrique, mais aussi de distinguer les vrais photons des paires de photons issus de désintégration de  $\pi^0$ . La troisième couche est moins finement segmentée, avec des cellules de taille  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.050 \times 0.025$ , car elle sert à mesurer les queues de gerbe. La petite roue ne contient que deux couches qui sont moins finement segmentées. De plus, jusqu'à  $|\eta| = 1.8$ , une couche sans absorbeur, nommée pré-échantillonneur, ou PS (pour *Pre-Sampler*), est située avant la couche S1 et sert à corriger de l'énergie perdue avant le calorimètre.

Les performances des calorimètres électromagnétiques ont été mesurées en tests en faisceaux, puis avec des muons cosmiques et les premières données du LHC. Pour la résolution en énergie, les résultats des tests en faisceaux donnent des termes moyens de  $a \simeq 10\% \text{GeV}^{1/2}$



**Figure 3.2** – Schéma d'un module du tonneau électromagnétique. La segmentation en  $\eta$  et  $\phi$  pour les cellules et les tours de déclenchement est représentée pour les 3 couches.

et  $c_{local} \simeq 0.2\%$  pour le tonneau [97], et de  $a \simeq 11.4\% \text{GeV}^{1/2}$  et  $c_{local} \simeq 0.35\%$  pour les bouchons [98], en accord avec les spécifications d'ATLAS. Cette résolution en énergie peut également être mesurée à l'aide de la masse invariante des di-électrons issus de bosons Z. Avec les données de 2010, en supposant que la terme d'échantillonnage est correctement décrit par la simulation, on mesure des termes constants de  $c = 1.2 \pm 0.1(stat) \pm 0.3(syst)\%$ ,  $c = 1.8 \pm 0.4(stat) \pm 0.2(syst)\%$  et  $c = 3.3 \pm 0.2(stat) \pm 1.0(syst)\%$  pour le tonneau, la grande roue et la petite roue respectivement [99]. Ces résultats sont pour l'instant supérieurs aux attentes, à cause des non-uniformités, car l'intercalibration des régions en  $\eta$  et en  $\phi$  n'est pas encore possible à cause du manque de statistique.

La linéarité de la réponse a également été mesurée en tests en faisceaux pour un point du tonneau ( $\eta = 0.687$ ), et la non-linéarité a été mesurée inférieure à  $0.1\%$  pour un module seul [97] pour des électrons d'énergie comprise entre 15 et 180 GeV. Dans des tests en faisceaux combinés, où les éléments du détecteur interne ajoutent de la matière avant le calorimètre, en ajoutant de la matière devant le calorimètre pour imiter des conditions réelles (avec un total compris entre  $2.4$  et  $3.3 X_0$ ), cette non-uniformité reste inférieure à  $0.5\%$  pour des énergies comprises entre 20 et 250 GeV [100]. Les spécifications d'ATLAS sont donc atteintes. Dans les bouchons, à  $\eta = 1.7$ , la non-linéarité est inférieure à  $2\%$  avec  $2.7 X_0$  de matière avant le calorimètre et des électrons d'énergie supérieure à 40 GeV.

En combinant les résultats des termes constants locaux et des linéarités, on trouve un terme global constant de  $c_{global} < 0.60\%$  et  $c_{global} < 0.70\%$  pour le tonneau et les bouchons respectivement [101].

### 3.1.2.2 Le calorimètre hadronique bouchon

Ce calorimètre, souvent abrégé par l'acronyme HEC (*Hadronic End-Cap*), est constitué de deux bouchons situés dans le même cryostat que les calorimètres électromagnétiques bouchon. Sa couverture angulaire va de  $|\eta| = 1.5$  à  $|\eta| = 3.2$ , ce qui permet un recouvrement avec le calorimètre à tuiles et le calorimètre à l'avant présentés ci-après. Chaque détecteur est constitué de deux roues indépendantes, elles-mêmes contenant 2 couches. Ici, l'absorbeur est en cuivre.

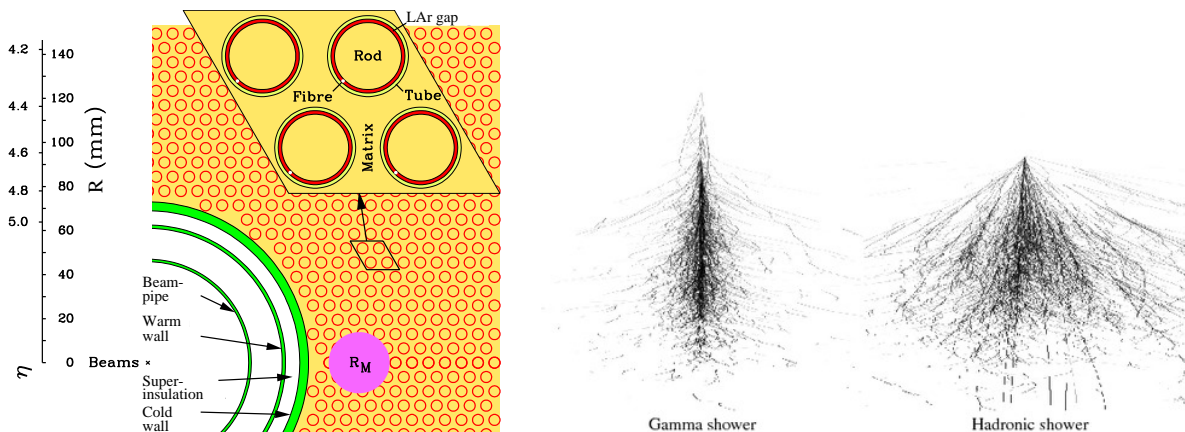
La résolution en énergie a pu être mesurée lors de test en faisceaux d'un quart des modules du HEC [102], et est de  $a = 21.4 \pm 0.1\% \text{GeV}^{1/2}$  et  $c$  compatible avec 0 pour des faisceaux d'électrons et de  $a = 70.6 \pm 1.5\% \text{GeV}^{1/2}$  et  $c = 5.8 \pm 0.2\%$  pour des faisceaux de pions chargés. En extrapolant à des jets, et en rajoutant la contribution du calorimètre électromagnétique bouchon (qui permet de mesurer la composante électromagnétique du jet avec une meilleure résolution) avec des simulations Monte-Carlo, un terme d'échantillonnage de  $a = 56 \pm 3\% \text{GeV}^{1/2}$  et un terme constant de  $c = 2.0 \pm 0.2\%$  a été calculé, en accord avec les spécifications.

La linéarité a également été testée avec des tests en faisceaux, et la non-linéarité était inférieure à 1 % jusqu'à une énergie de 150 GeV.

### 3.1.2.3 Le calorimètre à l'avant

Ce calorimètre, souvent abrégé en FCal (pour *Forward Calorimeter*) permet d'étendre la couverture angulaire du système calorimétrique jusqu'à  $|\eta| = 4.9$ , soit  $0.1^\circ$  du faisceau seulement, et permet une herméticité presque parfaite. Il est constitué de deux bouchons qui sont séparés en 3 modules : le premier contient du cuivre comme absorbeur et est consacré aux mesures électromagnétiques, alors que les deux suivants contiennent des absorbeurs en tungstène et sont consacrés aux mesures hadroniques. Sa longueur d'interaction totale est de  $10 \lambda_I$ . Il a été conçu pour résister aux niveaux de radiations importants près du faisceau : dans l'absorbeur ont été installés des tubes régulièrement espacés qui contiennent l'électrode de mesure en leur centre et l'argon liquide, comme on peut le voir pour le premier module sur la figure 3.3 à gauche.

Les tests en faisceaux des 3 modules ont montré que les performances en matière de résolution en énergie étaient atteintes, avec une résolution de  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{94\%}{\sqrt{E}} \oplus 7.5\%$  pour un faisceau de pions chargés [103].



**Figure 3.3** – A gauche, structure des électrodes du premier module du calorimètre à l'avant. A droite, simulation d'une gerbe électromagnétique et d'une gerbe hadronique [104].

### 3.1.3 Le calorimètre hadronique à tuiles

Ce calorimètre, appelé Tile (pour *Tile Calorimeter*) [105] utilise une technologie différente. Il contient en effet des plaques d'acier comme absorbeur, et des tuiles de plastique scintillant comme milieu actif. Il est constitué d'un tonneau qui s'étend jusqu'à  $|\eta| = 1.0$ , et de deux

tonneaux étendus qui vont de  $|\eta| = 0.8$  à  $|\eta| = 1.7$ , qui contiennent chacun 3 couches longitudinales. Sa profondeur est en moyenne de 7.4 longueurs d'interaction  $\lambda_I$ , pour un total d'environ  $10 \lambda_I$ , comme on peut le voir sur la figure 2.11. On y remarque que le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique représentent 2 à 3  $\lambda_I$ , une grande partie de l'énergie d'un jet peut donc être déposée dans le calorimètre électromagnétique, et le calorimètre hadronique mesure le reste de l'énergie.

Le signal lumineux dans les tuiles est recueilli par des photo-multiplieurs. Les deux extrémités des tuiles sont lues, ce qui permet une redondance de la mesure et une meilleure linéarité.

Les tests en faisceaux des modules du calorimètre à tuiles avec des faisceaux de pions [106] ont montré un terme constant de  $a = 52.9 \pm 0.9\%$ , en accord avec les spécifications, et un terme constant de  $c = 5.7 \pm 0.2\%$ , mais qui peut être amélioré en rajoutant la contribution du calorimètre électromagnétique. Ainsi, dans des tests en faisceaux combinés avec les prototypes des calorimètres électromagnétique et à tuiles, le terme constant mesuré est de  $c = 3.0 \pm 0.1\%$  [107].

## 3.2 Principe de la reconstruction de l'énergie des cellules

Les particules entrant dans le calorimètre vont développer des gerbes en interagissant avec l'absorbeur. Le signal créé par ces gerbes dans le milieu actif va être lu par des cartes électroniques, qui vont reconstruire l'énergie déposée dans chaque cellule.

### 3.2.1 Développement des gerbes dans les calorimètres

#### 3.2.1.1 Gerbe électromagnétique

Les électrons/positrons perdent leur énergie dans la matière (dans le plomb par exemple, pour une énergie supérieure à  $\sim 10$  MeV) essentiellement par radiation en émettant un photon de rayonnement de freinage, et les photons en créant des paires  $e^+e^-$ . Les matériaux traversés par ces particules sont donc définis par leur longueur de radiation  $X_0$  qui correspond à la distance moyenne nécessaire pour qu'un électron perde  $1 - \frac{1}{e}$  de son énergie ou à  $7/9$  du libre parcours moyen d'un photon avant qu'il ne se désintègre ( $6.37 \text{ g.cm}^{-2}$  dans le plomb [108]).

Dans un modèle simple, tant que l'énergie des électrons et des photons est au-dessus d'une certaine énergie critique  $E_C$  ( $E_C = 7.4/7.2$  MeV pour un électron/positron pour le plomb [108]), ils perdent la moitié de leur énergie tous les  $X_0$ , créant de nouvelles particules qui vont elles-mêmes rayonner, contribuant au développement d'une gerbe électromagnétique, comme on peut le voir sur la figure 3.3 à droite. Lorsque les particules ont une énergie inférieure à  $E_C$ , elles perdent leur énergie essentiellement par ionisation, et la gerbe s'arrête. L'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 et 24 longueurs de radiation ( $X_0$ ) dans le tonneau et les bouchons respectivement, permettant de recueillir l'énergie de tous les photons et électrons, jusqu'à plusieurs TeV.

La gerbe est également définie transversalement par son rayon de Molière  $R_M$ , 90% de l'énergie de la gerbe étant contenue dans un rayon  $R_M$ . Il vaut 1.6 cm dans le plomb [108].

#### 3.2.1.2 Gerbe hadronique

Les hadrons sont absorbés dans la matière en créant des gerbes contenant principalement des pions, des kaons, des neutrons. Par exemple, une gerbe hadronique de 100 GeV contient :

- des électrons, photons et  $\pi^0$  qui donnent une composante électromagnétique. Elle contribue à environ 50% de l'énergie de la gerbe ;

- une composante visible non-électromagnétique composée de l'ionisation de  $\pi^\pm$ , de protons ou de muons. Elle contribue à environ 25% de l'énergie ;
- une composante invisible non-électromagnétique, composée de réactions de cassure ou d'excitation des noyaux. Elle contribue à environ 25% de l'énergie ;
- des neutrinos émis par certains pions et kaons de basse énergie, et qui contribuent à environ 2% de l'énergie de la gerbe.

Il est par ailleurs à noter que la fraction d'énergie électromagnétique augmente avec l'énergie de la gerbe [109].

La grandeur caractéristique de ces interactions est la longueur d'interaction  $\lambda_I$  (199.6 g.cm<sup>-2</sup> pour du plomb, 132.2 g.cm<sup>-2</sup> pour du fer [108]). Cette longueur est supérieure à  $X_0$  pour tous les matériaux tels que  $Z > 6$ , et est relativement indépendante de l'énergie incidente [108]. Comme pour la longueur de radiation, la particule incidente perd en moyenne  $1 - \frac{1}{e}$  de son énergie après avoir parcouru la longueur  $\lambda_I$ . Ces gerbes sont généralement plus larges que les gerbes électromagnétiques, et de rayon caractéristique  $\lambda_I$ , comme on le voit sur la figure 3.3 à droite.

### 3.2.1.3 Non-compensation des calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est non-compensant, c'est-à-dire que sa réponse est différente pour les gerbes électromagnétiques et pour les gerbes hadroniques. Comme leurs dépôts d'énergie sont de nature différente, leur conversion en signal électrique a une efficacité différente. Le rapport d'efficacité entre ces deux types de dépôts est habituellement appelé "rapport  $\frac{e}{\pi}$ ", et est donné par la formule [10] :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{1}{1 - (1 - \frac{h}{e})(\frac{E}{E_0})^{m-1}} \quad (3.1)$$

où :

- $(\frac{E}{E_0})^{m-1}$  est la fraction d'énergie hadronique, avec  $0.80 \leq m \leq 0.85$  ;
- $e$  est la réponse intrinsèque à la composante visible électromagnétique ;
- $h$  est la réponse intrinsèque à la composante visible non-électromagnétique.

Ce rapport est différent de 1 pour un calorimètre non-compensant. Le fait que le rapport  $\frac{e}{h}$  soit supérieur à 1 est principalement dû à la composante invisible non-électromagnétique, et de plus la réponse du système calorimétrique aux hadrons est non linéaire en énergie.

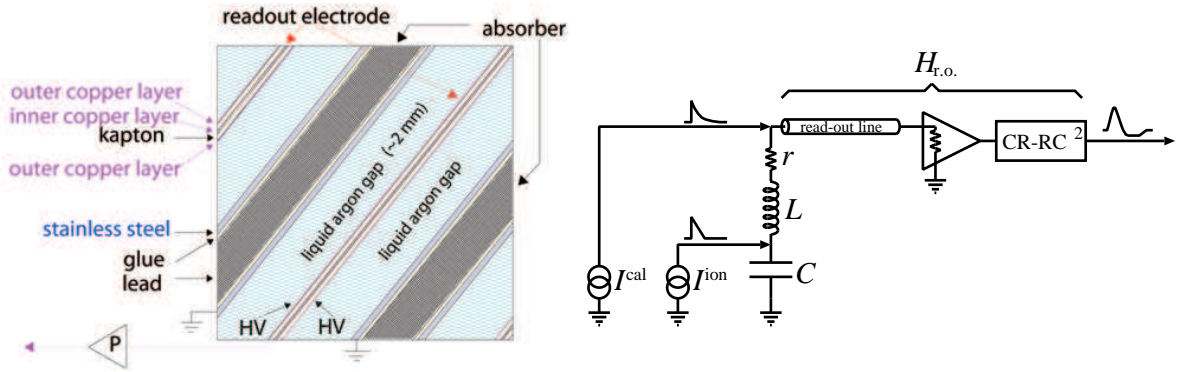
Lorsque l'énergie d'un objet est calculée, elle est dite à "l'échelle électromagnétique". Il faut ensuite appliquer une calibration aux objets ayant une composante hadronique, comme les jets ou l'énergie transverse manquante, afin de retrouver leur vraie énergie, comme on le verra au paragraphe 4.1.

### 3.2.2 Reconstruction du signal dans les calorimètres à argon liquide

Pour générer et lire le signal entre deux absorbeurs, les électrodes en cuivre sont placées dans l'argon liquide, séparées par des couches en polyamide en nid d'abeille pour maintenir constant l'écart entre elles, comme on peut le voir sur la figure 3.4. Elles sont formées de trois couches : celle du milieu lit le signal par effet capacitif tandis que les deux couches autour sont reliées à la haute tension. Les particules chargées de la gerbe vont ioniser l'argon liquide en passant à travers. Le champ électrique généré par les deux électrodes externes va faire dériver les électrons et ions, créant ainsi un signal induit sur l'électrode de mesure. Plusieurs électrodes sont regroupées en cellules. Comme la vitesse de dérive des électrons est supérieure à celle des

ions, le signal dans les cellules va être de forme triangulaire, comme on peut le voir dans la figure 3.5 : une montée rapide (de l'ordre de la nanoseconde) due au mouvement des électrons dans l'argon liquide, et une descente plus lente (450 ns pour le EMB et le HEC, entre 200 et 600 ns pour l'EMEC, et entre 60 et 115 ns dans le FCal). L'amplitude maximale de ce signal est proportionnelle à l'énergie de la particule traversant l'argon liquide (de l'ordre de 2-3  $\mu\text{A}/\text{GeV}$  dans le calorimètre électromagnétique, de 0.2-0.3  $\mu\text{A}/\text{GeV}$  dans le HEC, et 1-2  $\mu\text{A}/\text{GeV}$  dans le FCal [92]).

Ce signal va être traité par des cartes électroniques de fin de chaîne, montées dans le détecteur,



**Figure 3.4** – A gauche, schéma de l'interstice d'argon liquide et des électrodes entre deux plaques d'absorbeur en plomb [110]. A droite, modélisation électrique d'une cellule. On peut voir la forme du signal d'ionisation, de calibration, et mis en forme bipolaire [101].

nommées FEB (pour *Front-End Boards*), et qui traitent 128 cellules chacune. Il y a ainsi 1524 FEBs pour l'ensemble des calorimètres à argon liquide. Ces cartes électroniques vont d'abord pré-amplifier le signal, qui est ensuite divisé en trois gains de rapport 1/9.9/93. De plus, comme un signal s'étend sur la durée de plusieurs croisements de faisceau, il y a empilement des signaux provenant de plusieurs interactions. C'est pour éviter cela que les signaux sont mis sous une forme bipolaire d'aire nulle par un filtre analogique  $CR - (RC)^2$ .

Si l'événement passe le déclenchement de niveau 1, le signal est ensuite numérisé en échantillons séparés de 25 ns, comme on peut le voir sur la figure 3.5, et le signal d'un des gains est transmis, choisi en comparant la valeur du pic dans le gain moyen à des seuils de référence. En fonctionnement nominal, seuls 5 échantillons autour du pic sont gardés, pour permettre de diminuer la quantité de données sauvegardées tout en permettant de réduire suffisamment le bruit, mais on peut enregistrer jusqu'à 32 échantillons.

Afin de vérifier la réponse de la chaîne d'électronique de lecture, et de calculer les constantes nécessaires à la reconstruction de l'énergie, un signal de calibration semblable à celui d'ionisation est injecté dans la carte d'électronique de fin de chaîne (figure 3.4 à droite). La forme triangulaire du signal d'ionisation est approximé par une exponentielle décroissante [111].

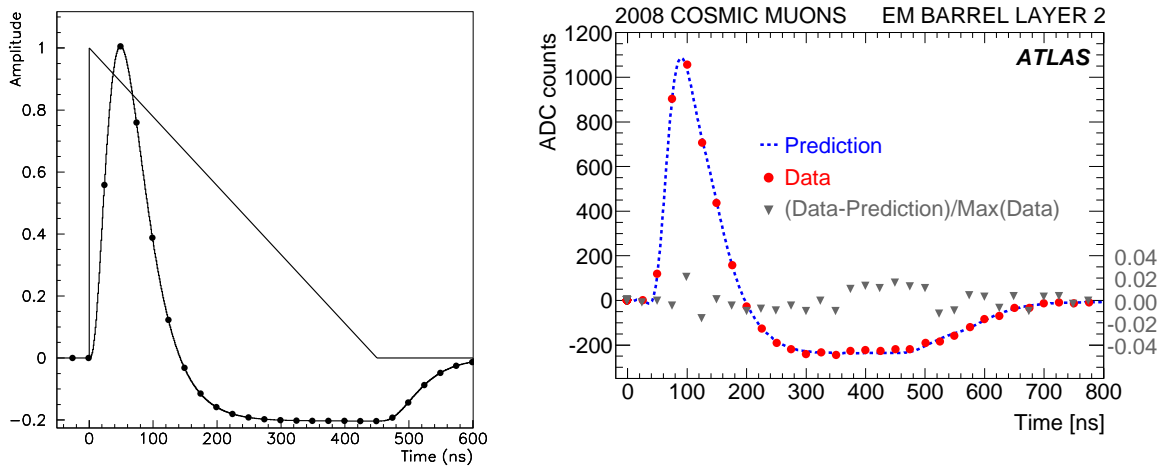
Une fois que les signaux ont été transmis par les FEBs, hors du détecteur, ils sont traités par une méthode dite de filtrage optimal [112]. Elle permet de calculer l'amplitude  $A$  du signal en coups ADC, et la différence  $\tau$  (en ns) entre le temps supposé et le temps reconstruit, et qui sont données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}
 A_{max} &= \sum_{k=1}^{N_s} a_k (s_k - p) \\
 \tau &= \frac{1}{A} \sum_{k=1}^{N_s} b_k (s_k - p)
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$



où :

- $N_s$  est le nombre d'échantillons (de 5 à 32) ;
- $s_k$  est la valeur de l'échantillon de signal, en coups ADC ;
- $p$  est la valeur moyenne du piédestal de la cellule, en coups ADC ;
- $a_k$  et  $b_k$  sont les coefficients de filtrage optimal. Ils sont calculés pour chaque cellule à partir du signal d'ionisation prédit, et de l'autocorrélation du bruit mesurée, afin de minimiser le bruit et l'empilement.



**Figure 3.5** – *A gauche, amplitude en fonction du temps du signal triangulaire dans une cellule du calorimètre électromagnétique bouchon, puis mis en forme et échantillonné toutes les 25 ns en sortie de la FEB. A droite, signal d'une cellule du calorimètre électromagnétique tonneau enregistré avec des données de muons cosmiques.*

Les coefficients de filtrage optimal et les piédestaux sont calculés lors de runs de calibration dédiés lors desquels un signal de calibration est injecté dans chaque cellule. Avant le démarrage du LHC, les différents éléments utilisés pour calculer l'énergie des cellules, ainsi que la comparaison entre la forme du signal prédite et mesurée, ont été vérifiés en test en faisceaux [101], puis avec des muons cosmiques [113] et des événements "splash"<sup>i</sup> [114]. On peut voir par exemple sur la figure 3.5 à droite une forme de signal typique enregistrée pour une cellule du calorimètre électromagnétique tonneau avec un dépôt d'énergie dû à un muon cosmique émettant un rayonnement de freinage de plusieurs GeV. La différence relative entre le signal mesuré et le signal prédit est inférieure à quelques pourcents pour le EMB, le EMEC et le HEC. Pour le FCal, le signal mesuré est comparé à la prédiction faite à partir de données de tests en faisceaux, et l'accord entre les deux est meilleur que 4% [115].

Il est à noter que cette méthode a été optimisée pour un signal pour lequel le maximum de l'amplitude correspond au troisième échantillon. Ceci nécessite de synchroniser l'échantillonnage à l'horloge du LHC. Or, avant les premières collisions, les signaux étaient asynchrones. Les coefficients de filtrage optimal étaient donc calculés par une procédure itérative, avec différentes phases changées en étapes de 1 ns. Lorsqu'il n'y a pas d'énergie réellement déposée dans la cellule, le signal est déformé, et des fluctuations peuvent être artificiellement sélectionnées, ce qui peut créer un biais. C'est pourquoi cette procédure itérative n'a été utilisée que pour les signaux dont le maximum dépassait 4 fois la valeur du bruit en coups ADC. Sinon, une phase arbitraire est utilisée.

<sup>i</sup>. Flux de particules issus de l'interaction entre les faisceaux de 450 GeV et un collimateur situé 200 m avant ATLAS, en septembre 2008, déposant  $\sim 20$  PeV d'énergie dans le calorimètre.

L'énergie de la cellule est ensuite calculée à l'aide de la formule suivante :

$$E_{cellule} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{M_{cali}}{M_{phys}} \cdot G \cdot A_{max} \quad (3.3)$$

où :

- $A_{max}$  est l'amplitude maximale du signal en coups ADC ;
- $G$  est le gain de la cellule, qui relie l'amplitude du signal à la tension de calibration injectée, pour les 3 gains ;
- $\frac{M_{cali}}{M_{phys}}$  quantifie la différence de réponse entre un signal de physique triangulaire et un signal de calibration exponentiel ;
- $F_{DAC \rightarrow \mu A}$  convertit les coups ADC en  $\mu A$  ;
- $F_{\mu A \rightarrow MeV}$  corrige d'effets supplémentaires et est estimé à partir de simulations et de tests faisceaux.

Les valeurs de  $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$  ont été mesurées en test en faisceaux [101, 116], et vérifiées pour l'EMEC avec des données issues de muons cosmiques [113], et sont de l'ordre de 0.96 à 1.15. Les incertitudes sur ces valeurs seront contenues dans les coefficients d'intercalibration obtenus avec des événements  $Z \rightarrow ee$  [54].

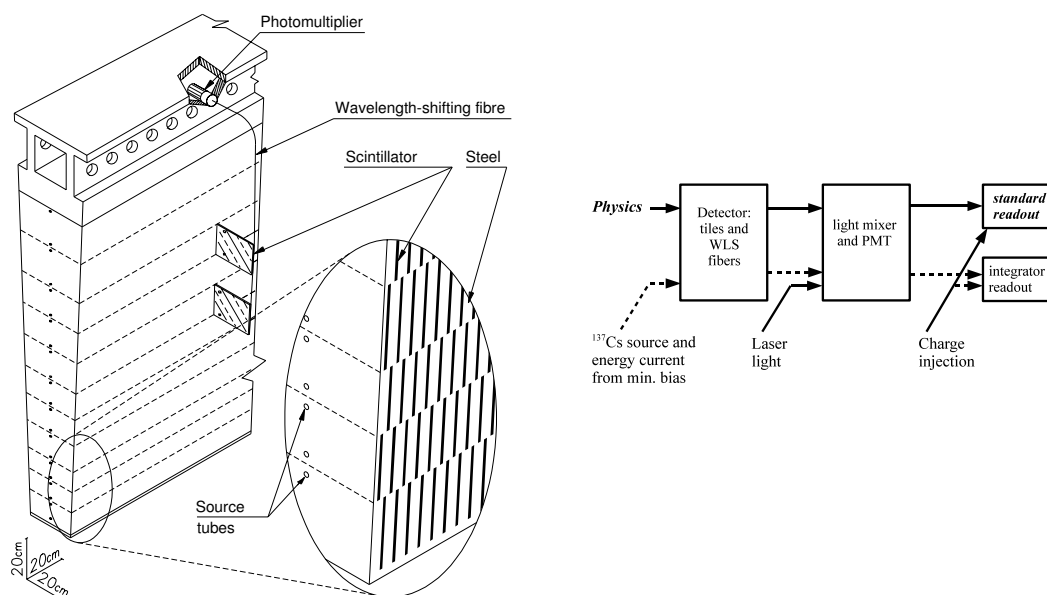
### 3.2.3 Reconstruction du signal dans les calorimètres à tuiles

Dans le calorimètre à tuiles, les particules secondaires créent une lumière ultraviolette dans les tuiles scintillantes, qui est convertie en lumière visible par des fibres optiques à changement de fréquence, et lue par des photomultiplicateurs. On peut voir un schéma d'un module sur la figure 3.6 à gauche. Il y a des fibres à chaque extrémité des tuiles, et elles sont lues par 2 photo-multiplicateurs différents, afin d'avoir une information à la fois redondante et plus précise (une non-uniformité de 40% peut être observée lorsqu'un seul des photo-multiplicateurs est lu, à cause de l'atténuation de la lumière dans la tuile, contre quelques pourcents avec 2 photo-multiplicateurs). Ce signal va alors être mis en forme, puis amplifié pour deux gains (1 et 64) qui permettent de couvrir la plage d'énergie de 15 MeV à 1.5 TeV. Le signal a une durée d'environ 160 ns, ce qui évite d'avoir à lui donner une forme bi-polaire comme pour les signaux plus longs dans les calorimètres à argon liquide. Le signal est ensuite numérisé en échantillons espacés de 25 ns. En conditions nominales, sept échantillons seront utilisés, mais on peut enregistrer jusqu'à 16 échantillons. Si l'événement est accepté par le déclenchement de niveau 1, les échantillons pour un des gains sont envoyés vers l'électronique en dehors du détecteur où se fait la reconstruction de l'énergie. Comme dans le calorimètre à argon liquide, l'amplitude  $A$  et le temps  $\tau$  sont calculés à l'aide de la méthode des coefficients de filtrage optimal (équation 3.2).

Plusieurs systèmes de calibration permettent de calibrer les différentes étapes de la chaîne électronique. Le système d'injection de charge (CIS, pour *Charge Injection System*) injecte une charge connue au début de la chaîne électronique (soit à la place du photo-multiplicateur). À l'aide de runs dédiés où on fait varier cette charge sur toute la gamme d'amplitude, on peut extraire des coefficients de calibration  $C_{ADC \rightarrow pC}$  qui relient la charge et l'amplitude, et qui valent en moyenne 81.3 et 1.3 coups ADC/pC pour le haut gain et le bas gain respectivement [117]. Ces coefficients sont très stables (ils ont varié de moins de 0.1% en plus d'un an), et ne sont mis à jour que deux fois par an environ. Il existe également des runs dédiés où une source de  $^{137}Cs$ , émettrice de photons, est déplacée devant des trous situés près des bordures des tuiles. Ceci permet de mesurer la qualité de la réponse optique de chaque cellule, et d'égaliser les signaux en réglant la haute-tension des photo-multiplicateurs. Ces runs, qui prennent 6 à 8 h, ne sont

opérés que tous les mois ou semaines, en dehors des périodes de fonctionnement du LHC. Enfin, un signal laser peut être divisé et envoyé sur les différents photo-multiplicateurs, afin de mesurer la non-linéarité de leur réponse. Cette calibration avec les lasers peut être utilisée à la fois pendant les runs de physique et de calibration. Elle permet également de vérifier la stabilité de la réponse des photo-multiplicateurs entre deux calibrations avec les sources de césium. Cette réponse est très stable, avec des variations inférieures à 0.3% et 0.2% pour le haut gain et le bas gain respectivement entre deux calibrations par laser espacées de 50 jours [117], ce qui est en accord avec les spécifications de 0.5%. La figure 3.6 à droite montre les différents points d'injection de ces systèmes de calibration.

Ces différents systèmes de calibration ont également permis de transférer à toutes les cellules *in situ* l'échelle d'énergie électromagnétique qui avait été mesurée sur 11% des modules en tests en faisceaux [118, 117].



**Figure 3.6** – A gauche, schéma d'un module du calorimètre à tuiles, correspondant à une cellule en  $\varphi$ . Les tuiles scintillantes sont disposées orthogonalement à la ligne de faisceau. A droite, diagramme montrant les points d'injection de différents systèmes de calibration [117].

L'énergie de la cellule est proportionnelle à l'amplitude  $A_{max}$  du signal, et calculée par la formule :

$$E_{cellule} = C_{pC \rightarrow GeV} \cdot C_{ADC \rightarrow pC} \cdot C_{Laser} \cdot C_{Cs} \cdot A_{max} \quad (3.4)$$

où :

- $A_{max}$  est l'amplitude maximale du signal en coups ADC ;
- $C_{Cs}$  corrige des non-uniformités restant après la calibration avec les sources de césium ;
- $C_{Laser}$  corrige des non-uniformités mesurées par le système de calibration par laser, mais n'est pas implémentée actuellement ;
- $C_{ADC \rightarrow pC}$  est le coefficient de calibration issu du système d'injection de charge CIS ;
- $C_{pC \rightarrow GeV}$  est un coefficient de correspondance entre la charge et l'énergie, et a été déterminé lors des tests en faisceaux. Il vaut en moyenne  $1.050 \pm 0.003$  pC/GeV, avec des variations de cellule à cellule de  $2.4 \pm 0.1\%$  [118].

Les mesures avec des muons cosmiques et des événements "splash" ont permis de calibrer toutes les cellules du calorimètre à tuiles avant les collisions, avec une stabilité des différents systèmes de calibration meilleure que 1%.

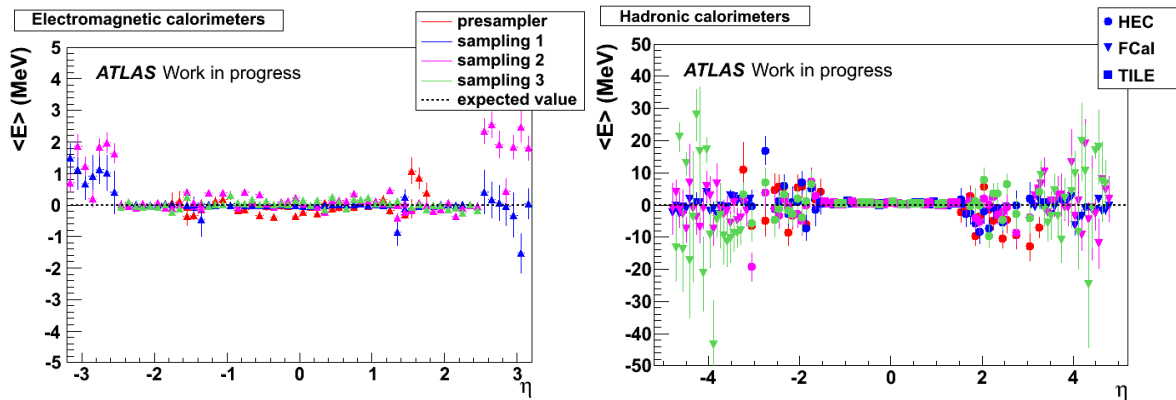
### 3.3 Mise en œuvre et stabilité de la reconstruction de l'énergie des cellules

Les piédestaux, le gain de l'électronique, et le niveau de bruit des cellules de l'ensemble du système calorimétrique ont été vérifiés de façon globale avec les données de déclenchement aléatoires depuis la mise en service du calorimètre en février 2008 jusqu'aux premières collisions en novembre 2009. On a utilisé notamment les données décrites au paragraphe 4.2.1, enregistrées en septembre et octobre 2008.

#### 3.3.1 Piédestaux

La stabilité des piédestaux, dont la valeur typique est de 1000 coups ADC, a été testée sur une période de 6 mois en 2009. Les variations étaient de l'ordre de 0.02 coups AD par cellule, ce qui correspond à environ 1, 2, et 10 MeV en gain moyen, dans le calorimètre électromagnétique, la calorimètre hadronique bouchon et la calorimètre à l'avant respectivement [119].

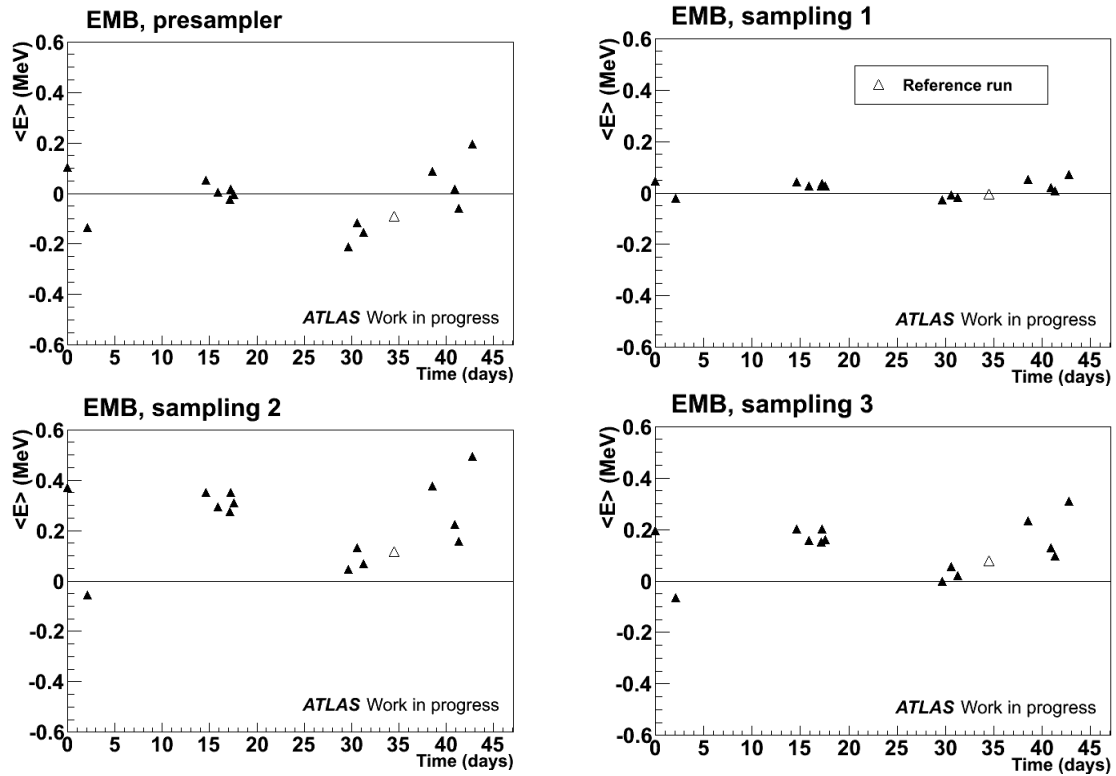
Les valeurs de piédestaux incluses dans la base de données au moment de l'étude ont été calculées au début de la prise de données en septembre 2008, lors d'un run dédié à la calibration. Ici, un piédestal effectif est calculé pour chaque cellule comme la moyenne  $\langle E \rangle$  de la distribution en énergie d'événements de déclenchement aléatoire. La figure 3.7 montre la valeur de ce piédestal effectif pour le run de référence, en fonction de la pseudo-rapidity  $\eta$  pour chaque couche du système calorimétrique. A l'exception de quelques zones spécifiques, toutes les valeurs sont inférieures à  $\pm 0.5$  MeV pour les calorimètres électromagnétiques (EM) et les calorimètres à tuiles (Tile), valeur petite comparée au bruit moyen qui est d'environ  $\pm 20$  MeV (figure 3.10). Elles sont inférieures à 10 MeV pour les calorimètres hadroniques à argon liquide (HEC et FCal), qui ont un bruit moyen de quelques centaines de MeV.



**Figure 3.7** – *Energie moyenne des cellules  $\langle E \rangle$  mesurée pour le run de référence, à gauche pour les calorimètres électromagnétiques, à droite pour les calorimètres hadroniques. Les valeurs sont moyennées en  $\varphi$ , et 3000 événements ont été utilisés.*

A cause de la grande granularité du système calorimétrique, en particulier de sa partie électromagnétique, il est important que les piédestaux soient sous contrôle, car on verra au paragraphe 4.2.4 qu'une déviation du piédestal de 1 MeV par cellule peut décaler la variable  $\sum E_T$  de 10 GeV. Les variations temporelles des piédestaux effectifs sont illustrés dans la figure 3.8 pour le calorimètre électromagnétique bouchon. Dans les second et troisième compartiments, on peut observer une variation systématique, jusqu'à +0.5 MeV, qui pourrait être expliquée par une variation de la température de l'électronique de fin de chaîne. Cependant, si une seule

base de données a été utilisée à l'automne 2008, depuis fin 2009 les piédestaux sont contrôlés et éventuellement mis à jour plusieurs fois par semaine, supprimant ainsi une telle variation.



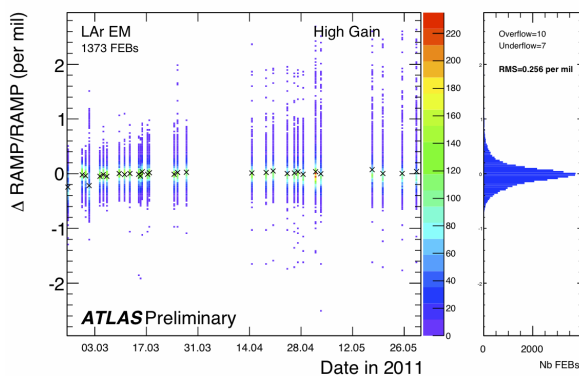
**Figure 3.8** – Evolution temporelle de l'énergie moyenne des cellules dans des événements de déclenchement aléatoire dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique bouchon. Le temps  $t=0$  correspond au 10 septembre 2008 et le run de référence est repéré par un triangle ouvert.

### 3.3.2 Gain

Le gain  $G$  est mesuré lors de runs de calibration, et sa stabilité a été vérifiée en 2009. On a montré que ces valeurs étaient très stables, avec en 6 mois une variation inférieure à 0.3% dans les calorimètres électromagnétiques et dans le HEC, et inférieure à 0.1% dans le FCal. Ces valeurs sont par ailleurs vérifiées tous les 2 ou 3 jours, et mises à jour si nécessaire. Ainsi, en 2011, les variations sont inférieures à 0.1%, 0.2% et 0.01% dans des calorimètres EM, HEC et FCal respectivement. On peut voir l'exemple en 2011 du gain dans le calorimètre électromagnétique mesurée en gain haut sur la figure 3.9.

### 3.3.3 Bruit électronique

Le bruit électronique de chaque cellule peut-être calculé à partir des coefficients de filtrage optimal, comme le RMS de la valeur du piédestal lors de runs de calibration. On réduit ce bruit d'un facteur 1.5 à 1.8 en le mesurant avec 5 échantillons au lieu d'un seul (dans le cas où il n'y a pas d'empilement) [121]. Cependant, il est également possible de le mesurer avec des données, en utilisant des événements déclenchés aléatoirement, et donc pour lesquels aucune énergie n'est réellement déposée dans la cellule. Cette deuxième méthode est utilisée actuellement. En supposant que le bruit électronique est gaussien, la valeur du bruit correspond à l'écart-type de la distribution en énergie de chaque cellule. La figure 3.10 montre la valeur de ce bruit mesuré, moyenné en  $\varphi$ , en fonction de la pseudo-rapacité. On peut voir que le bruit

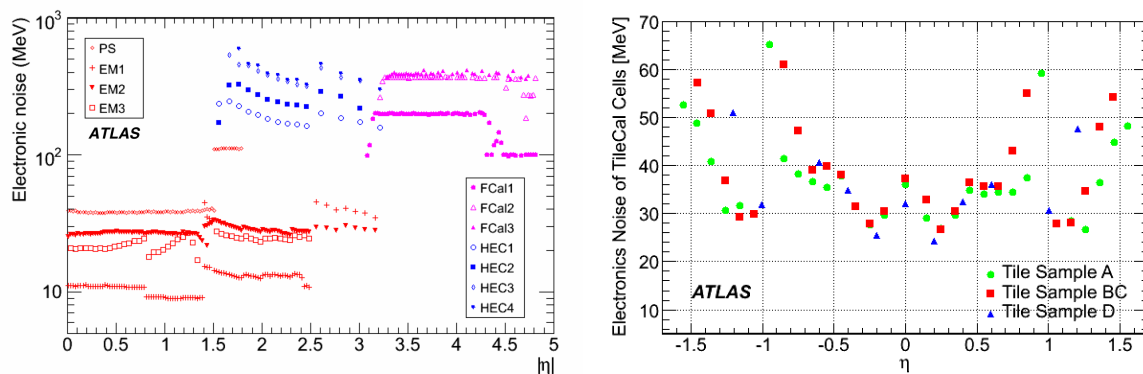


**Figure 3.9** – Variation du gain  $G$  moyen de chacune des 1448 FEBs du calorimètre électromagnétique pendant 3 mois en 2011. Les points noirs correspondent à la moyenne pour chaque mesure [120].

électronique est de l'ordre de 10-50 MeV pour les cellules du calorimètre électromagnétique et celles du calorimètre à tuiles, alors qu'il est 10 fois plus grand dans le calorimètre hadronique bouchon et dans le calorimètre à l'avant.

La stabilité du bruit a été vérifiée en 2009 sur une période d'environ 6 mois. Les variations relatives sont de l'ordre de 0.2% pour les cellules du calorimètre électromagnétique et de 0.2-1% pour celles des calorimètres HEC et FCal [119], et inférieures à 1% dans le calorimètre à tuiles [117].

Par ailleurs, le bruit cohérent dans le calorimètre électromagnétique a été mesuré, et est de l'ordre de 6%, 2-3%, et 2% dans les compartiments 1, 2 et 3 respectivement. Ce qui est en accord avec les spécifications de 5%, nécessaires à la reconstruction de l'énergie d'un électron ou d'un photon contenant de 50 à 100 cellules [119].



**Figure 3.10** – Bruit électronique mesuré par sous-détecteur en fonction de la pseudo-rapidity  $\eta$ , pour les calorimètres à argon liquide à gauche [115], et pour le calorimètre à tuiles à droite [122]. Pour ce dernier, les compartiments A, BC, et D correspondent aux compartiments 1, 2, et 3 dans ce document (cf annexe B).

Le contrôle du bruit de chaque cellule est important, puisque celui-ci sert de base au calcul de l'énergie transverse manquante (cf paragraphe 4.1). Les valeurs de bruit incluses dans la base de données au moment de l'étude ont été calculées à la fin de la période considérée, et la figure 3.11 montre le rapport entre le bruit mesuré dans le run de référence et celui contenu dans la base de données. L'accord entre les 2 bruits est meilleur que 5% dans les calorimètres à argon liquide, et meilleur que 10% dans les calorimètres à tuiles. Le décalage systématique, plus

prononcé dans les couches 2 et 3 du calorimètre électromagnétique est dû à un changement de la phase par défaut prise pour calculer l'énergie. Cette phase a en effet changé entre le moment où le bruit de la base de données a été calculé et le traitement des données étudiées.

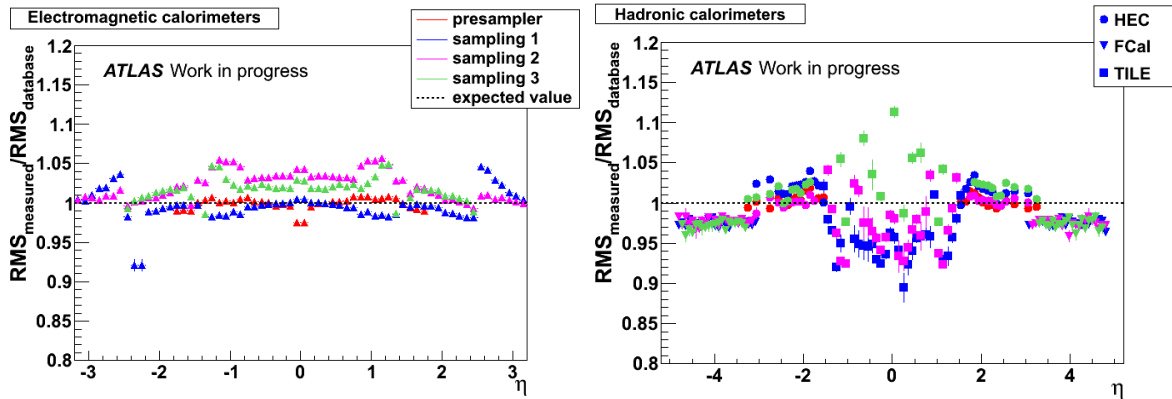


Figure 3.11 – Bruit mesuré pour le run de référence, divisé par le bruit dans la base de données, pour les calorimètres électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite). Les valeurs sont moyennées en  $\varphi$ , et 3000 événements ont été utilisés.

La figure 3.12 montre l'évolution relative du bruit mesuré en fonction du temps pour les 4 compartiments du calorimètre électromagnétique tonneau (EMB). On peut également observer une grande stabilité de ce bruit, avec des variations inférieures à 0.5% et observé dans les autres calorimètres à argon liquide, tandis que le bruit varie de 5 à 10 % dans les calorimètres à tuiles.

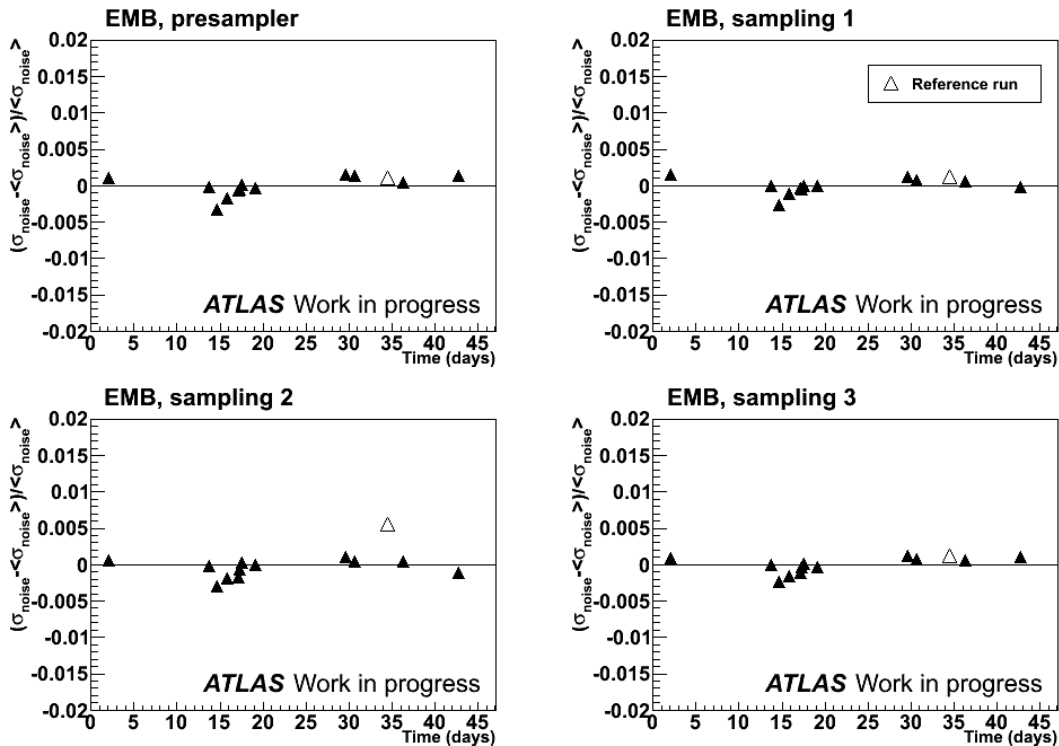
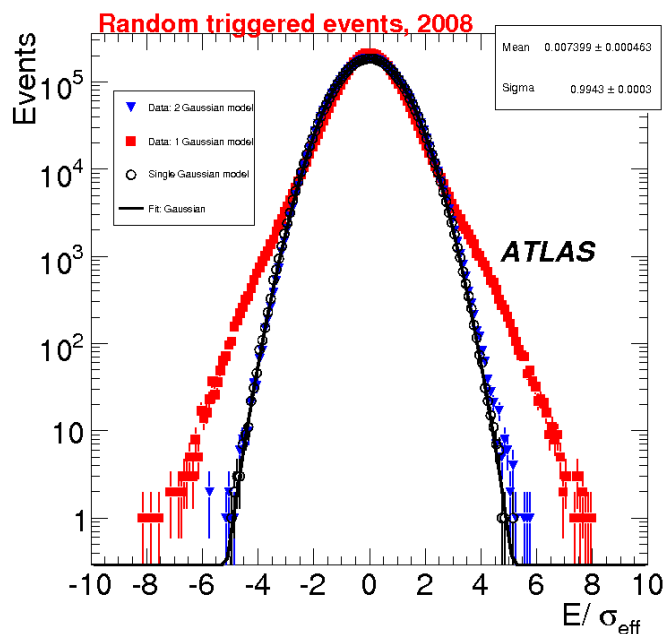


Figure 3.12 – Variation relative du bruit moyen des cellules dans des événements de déclenchement aléatoire, dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique bouchon. Le temps  $t=0$  correspond au 10 septembre 2008 et le run de référence est repéré par un triangle ouvert.

### 3.3.4 Etat du calorimètre avant les premières collisions

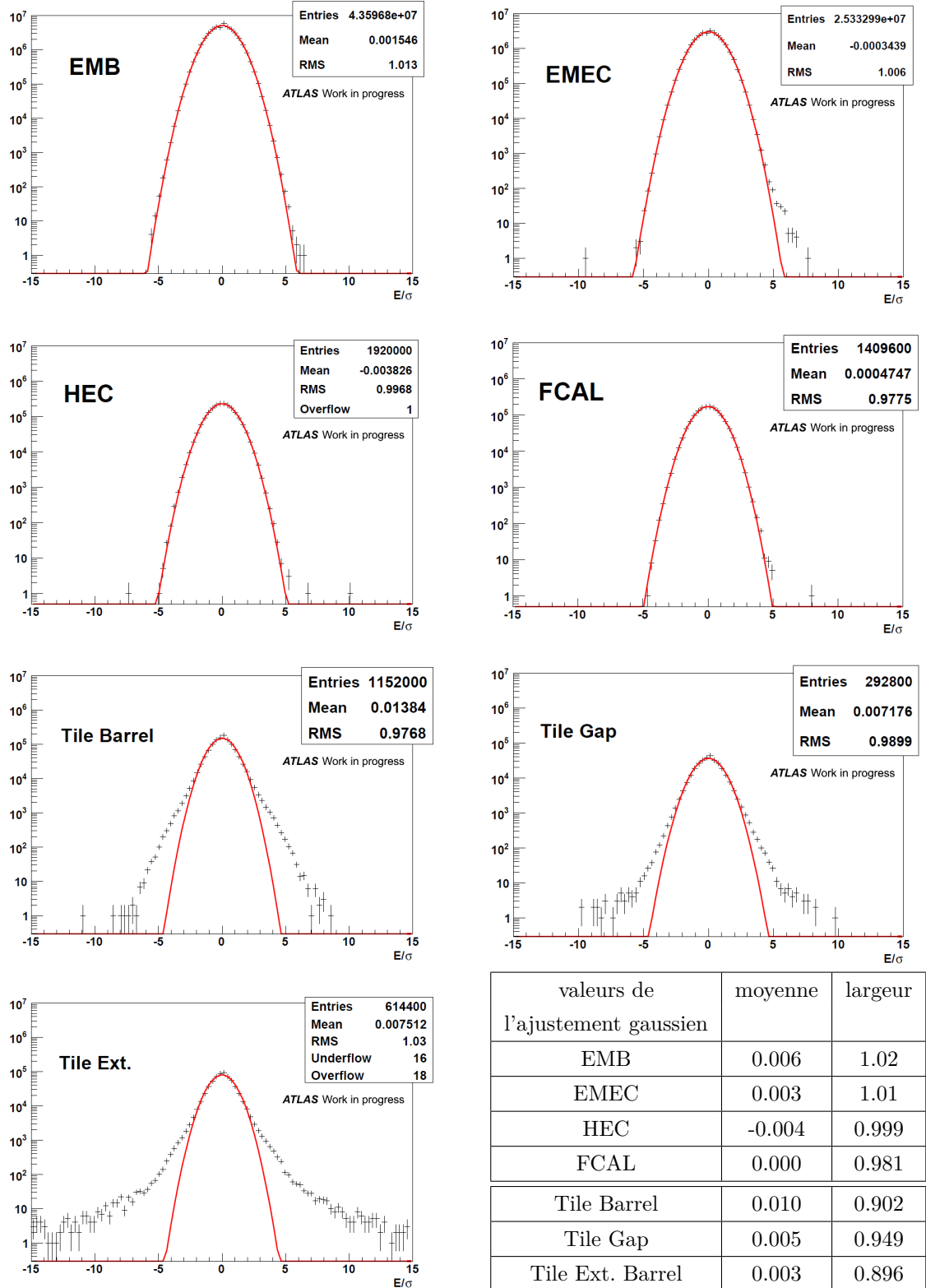
La figure 3.14 montre les distributions de  $E/\sigma_{bruit}$  pour 400 événements du run de référence Dans le calorimètre à argon liquide (LAr), les données peuvent être ajustées par une distribution gaussienne centrée à 0 et de largeur 1, montrant la bonne maîtrise des piédestaux et du bruit de façon globale dans chaque sous-détecteur. En revanche, pour le calorimètre à tuiles, des queues non gaussiennes sont observées, augmentant avec la pseudo-rapidité.



**Figure 3.13** – Distribution de  $E/\sigma_{bruit}$  tracée pour toutes les cellules du calorimètre à tuiles d'événements déclenchés aléatoirement. Les ronds rouges correspondent aux données avec une description du bruit par une simple gaussienne, les triangles bleus aux données avec une description du bruit par une double gaussienne, et les ronds ouverts noirs au jouet Monte-Carlo de bruit gaussien [117].

Pour corriger ce problème de bruit non-gaussien dans le calorimètre à tuiles, une nouvelle description du bruit a été proposée et implémentée par les experts de ce calorimètre [123]. L'origine de ce bruit non gaussien n'est pas encore totalement comprise, mais serait en lien avec les alimentations basse tension situées à proximité de l'électronique de fin de chaîne [124]. Pour mesurer le bruit électronique, la distribution de l'énergie de chaque cellule est ajustée avec une distribution double gaussienne à la place d'une distribution gaussienne simple. Le  $\sigma_{noise}$  associé à cette cellule est tiré d'un écart-type effectif calculé à partir de l'ajustement. On peut voir sur la figure 3.13 la distribution  $E/\sigma_{bruit}$  tracée pour toutes les cellules du calorimètre à tuiles. Les points noirs correspondent au jouet Monte-Carlo présenté en 4.2.1, alors que les points rouges et bleus représentent les données. Dans le premier cas, le bruit utilisé est celui calculé en ajustant la distribution en énergie avec une gaussienne simple, alors que dans le deuxième cas, le bruit utilisé est tiré d'un ajustement avec une double gaussienne. On peut constater que cette deuxième description du bruit permet un bon accord des données avec la simulation, et elle est depuis l'automne 2009 utilisée par défaut dans ATLAS.





**Figure 3.14** – Distributions  $E/\sigma_{noise}$  pour tous les sous-détecteurs du système calorimétrique. Les points correspondent aux énergies des cellules mesurées dans un échantillon de 400 événements de déclenchement aléatoire du run de référence. La ligne rouge correspond à un ajustement gaussien dont on peut voir les valeurs en bas à droite.

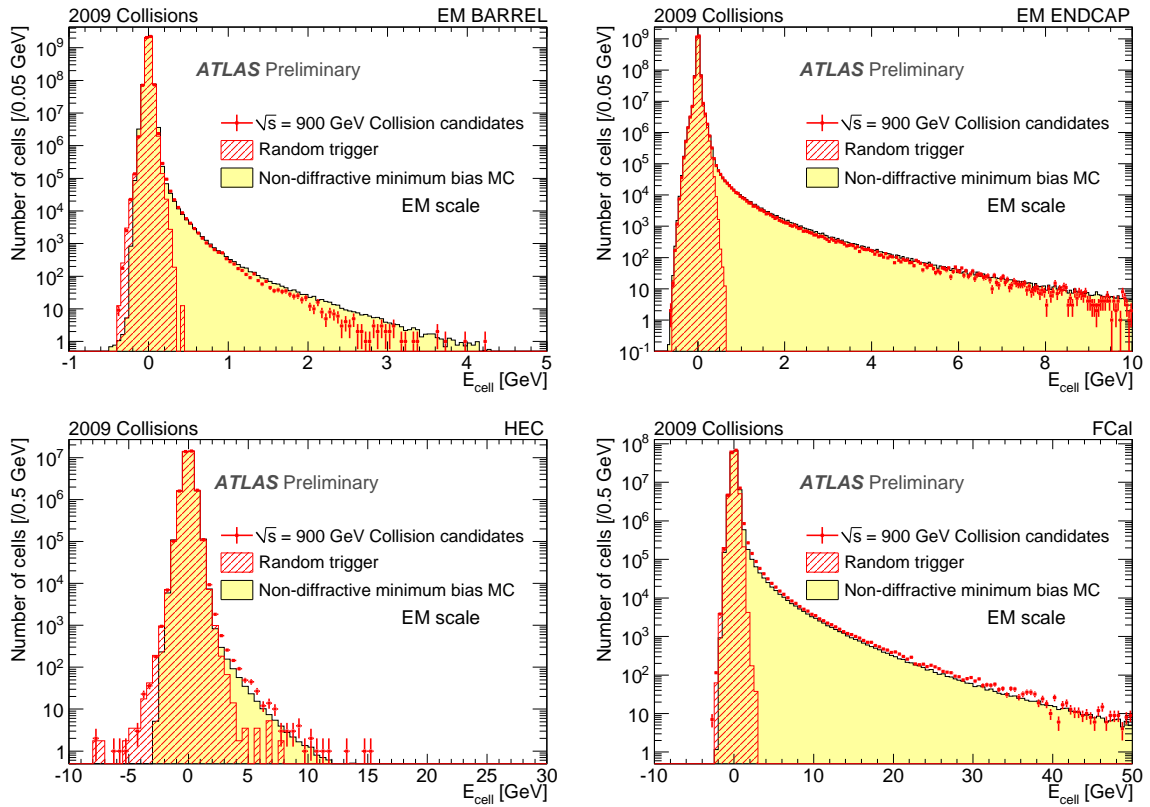
### 3.4 Mise en œuvre du système calorimétrique avec les premières collisions

Les premières collisions dans ATLAS ont eu lieu en novembre 2009, à l'énergie d'injection du LHC, soit 900 GeV dans le centre de masse. Cela a permis de tester la reconstruction de l'énergie des cellules du système calorimétrique. Les graphiques de la figure 3.15 représentent l'énergie de toutes cellules dans chaque sous-détecteur. Les points rouges représentent tous les événements de collision de runs avec une bonne qualité des données (cf annexe C), soit 40000 événements pour les calorimètres électromagnétiques et le calorimètre à l'avant, et 5500 événements pour les calorimètres bouchons hadroniques. Ces événements ont été sélectionnés avec les critères décrits au paragraphe 4.4.2.1.

On peut voir un bon accord entre les données et la simulation pour l'ensemble des cellules du calorimètre. A titre de comparaison sont aussi ajoutés dans l'histogramme en rayé rouge les événements de déclenchement aléatoire, où l'on n'attend pas d'énergie déposée, et donc uniquement la contribution du bruit électronique. On ne s'attend pas à ce que cette distribution soit gaussienne, car le bruit des cellules n'est pas constant, mais augmente avec  $\eta$ , comme on l'a vu dans la figure 3.10.

Dans le calorimètre électromagnétique bouchon EMB, on peut voir que pour les valeurs négatives de l'énergie, il y a bon accord entre les données de collision et les données de déclenchement aléatoire, mais pas avec la simulation Monte-Carlo. Cela est dû au fait que certaines cellules ont des électrodes qui ne sont pas à la haute tension nominale, et que ces cellules ne sont pas simulées. Dans le calorimètre hadronique bouchon HEC, on peut voir également que l'accord des données avec la simulation n'est pas très bon. Cela est dû à quelques cellules qui sont anormalement bruyantes mais qui n'ont pas été masquées.

On peut néanmoins observer un très bon accord de l'énergie des cellules entre les données et la simulation sur 10 ordres de grandeur, un mois seulement après le démarrage du LHC.



**Figure 3.15** – Distribution de l'énergie des cellules des 4 sous-détecteurs du calorimètre électromagnétique. Les points rouges correspondent aux événements de collision à 900 GeV, et la zone jaune pâle à une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum. La zone hachurée en rouge correspond aux données prises avec un déclenchement aléatoire.