

# Le détecteur ATLAS

*Ce chapitre décrit le détecteur ATLAS. La structure globale du détecteur est brièvement présentée, puis le principe de détection et la géométrie de chaque sous-détecteur sont précisément décrits. Les performances du détecteur obtenues lors de tests en faisceau et importantes pour le canal  $W \rightarrow e\nu$  sont finalement données.*

## 3.1 Présentation générale

Une vue générale du détecteur ATLAS est représentée sur la Figure 3.1 : il mesure 25 m de haut, 44 m de long et pèse environ 7000 tonnes. Il est installé dans la caverne du point 1 du CERN, à 90 m sous-terre. C'est un détecteur devant couvrir plusieurs domaines de physique. Il est constitué successivement (en partant du point d'interaction) d'un trajectographe entouré d'un solénoïde, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muon couplé à un système de toroïdes. Cette structure en couches successives est classique pour un détecteur sur collisionneur : elle est imposée par l'interaction différente avec

la matière des particules que l'on cherche à identifier : les photons, les électrons, les hadrons et les muons. Une spécificité importante du détecteur est sa couverture azimutale presque complète, permettant une excellente reconstruction de l'énergie transverse manquante.

Le système de coordonnées utilisé tout au long de cette thèse est introduit ici. L'axe  $z$  est l'axe du faisceau. La partie  $z > 0$  du détecteur est appelée partie A et la partie  $z < 0$  est appelée partie C. Le plan  $(x - y)$  est le plan transverse : l'axe  $x$  pointe vers le centre de l'anneau du LHC, l'axe  $y$  pointe vers le haut. Pour une quantité  $X$ , la grandeur transverse associée sera notée  $X_T$ . L'angle  $\Phi$  est l'angle azimutal autour de l'axe du faisceau. L'angle  $\theta$  est l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. La pseudo-rapacité  $\eta$  est définie par :  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$  ( $\eta > 0$  pour la partie A et  $\eta < 0$  pour la partie C).

### 3.2 Le système d'aimants

Le détecteur ATLAS possède un système complexe de quatre aimants supraconducteurs (voir Fig. 3.2), imposant des contraintes fortes sur la structure générale du détecteur. Leur rôle est de fournir un champ magnétique pour la mesure de l'impulsion des traces dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muon. Les bobines utilisées sont des enroulements d'un supraconducteur en Al/Cu/Nb/Ti placés dans des masses froides à la température de l'hélium liquide ( $-269^\circ$ ). Le système est composé de :

- un solénoïde (d'axe l'axe du faisceau) produisant un champ magnétique axial de 2 T pour le détecteur interne. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Il mesure 5.3 m de long et 2.5 m de diamètre. La conception a été optimisée afin d'avoir une quantité de matière la plus faible possible en amont des calorimètres. Il partage notamment une même chambre à vide avec le calorimètre électromagnétique tonneau. Pour une particule en incidence normale, l'assemblage complet contribue à 0.66 longueurs de radiation<sup>1)</sup>.
- un toroïde tonneau et deux toroïdes bouchon (voir Fig. 3.3 et Fig. 3.4), produisant des champs magnétiques toroïdaux pour le spectromètre à muon, d'intensité respective 1 et 0.5 T. La partie tonneau est constituée de huit bobines rectangulaires, mesurant 25 m de long et 5 m de large et placées dans des masses froides indépendantes. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Chaque toroïde bouchon comporte huit bobines carrées de 5 m et placées dans une même masse froide.

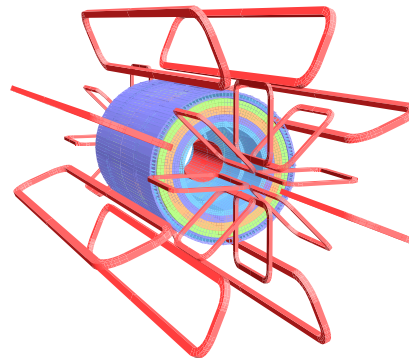


FIG. 3.2 – Géométrie du système d'aimants [54]. Le calorimètre à tuiles scintillantes est également représenté : il est modélisé par quatre couches successives aux propriétés magnétiques différentes.

### 3.3 Le détecteur interne

A haute luminosité, environ 1000 particules chargées seront produites dans la zone  $|\eta| < 2.5$  à chaque collision, créant une très forte densité de traces dans le détecteur. Le rôle du détecteur interne d'ATLAS est de reconstruire le passage des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV dans la zone  $|\eta| < 2.5$  et de mesurer leur impulsion. Etant donné l'environnement dense de traces, une granularité très fine est nécessaire. Il doit permettre la reconstruction des vertex primaires et secondaires et l'identification des

<sup>1)</sup>distance après laquelle un électron a perdu  $\frac{1}{2}$  de son énergie initiale par bremsstrahlung

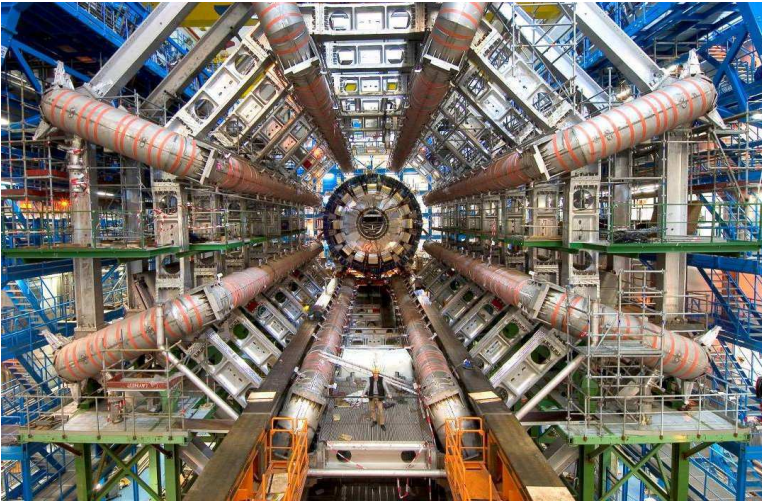


FIG. 3.3 – Photographie du toroïde tonneau installé dans la cavité d'ATLAS [54]

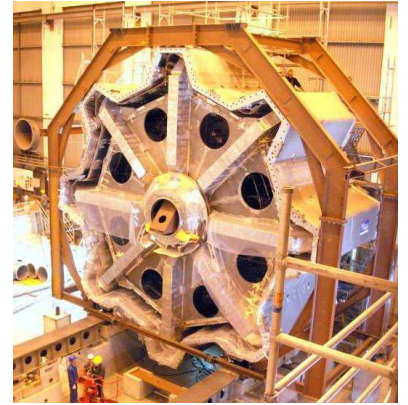


FIG. 3.4 – Photographie du toroïde bouchon inséré dans son cryostat, juste avant assemblage avec le reste du détecteur [54]

électrons par rayonnement de transition pour des énergies de 0.5 à 150 GeV. Il doit avoir une excellente tenue aux radiations à cause de sa proximité avec le faisceau. La quantité de matière doit être minimisée afin de limiter la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.

Le détecteur interne est inséré dans le solénoïde et immergé dans son champ magnétique de 2 T. Il est constitué de trois sous-détecteurs :

- le détecteur à pixels
- le trajectographe à micropistes de silicium (appelé SCT pour *SemiConductor Tracker*)
- le trajectographe à rayonnement de transition (appelé TRT pour *Transition Radiation Tracker*).

Chaque sous-détecteur est divisé en une partie tonneau et deux parties bouchons : l'ensemble est représenté sur la Figure 3.5, des vues en perspective de chaque partie sont représentées sur les Figures 3.6 et 3.7.

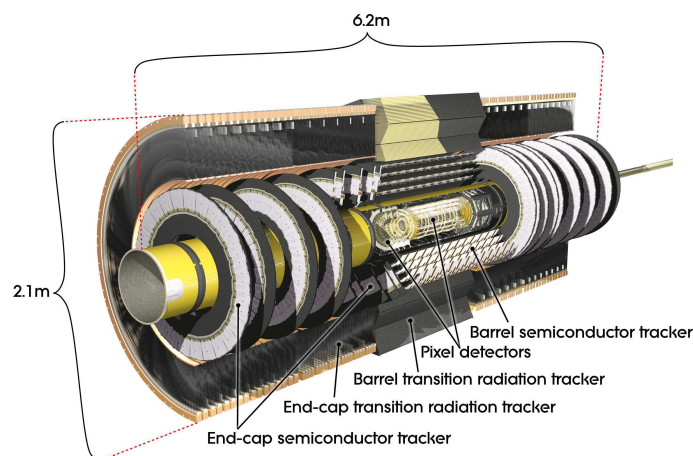


FIG. 3.5 – Vue générale du détecteur interne [54]

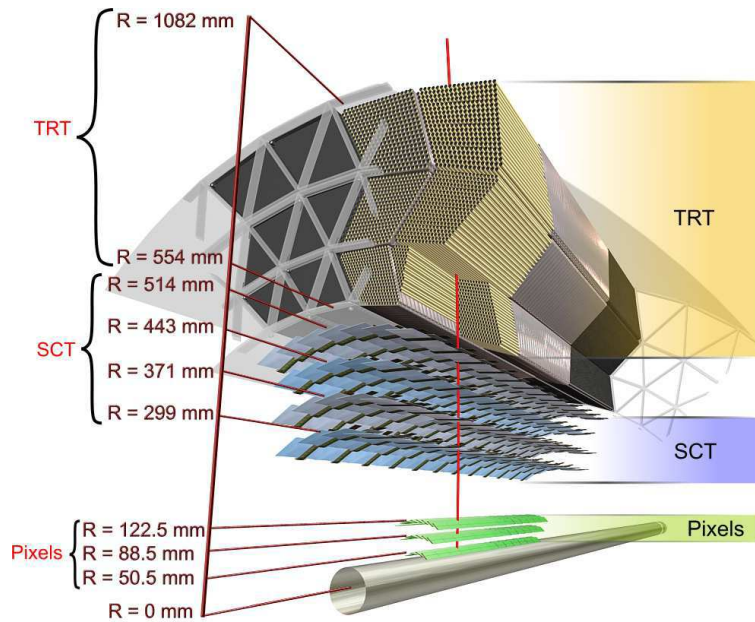


FIG. 3.6 – Schéma en perspective du passage d’une particule chargée dans le détecteur interne tonneau ( $\eta = 0.3$ ) [54]

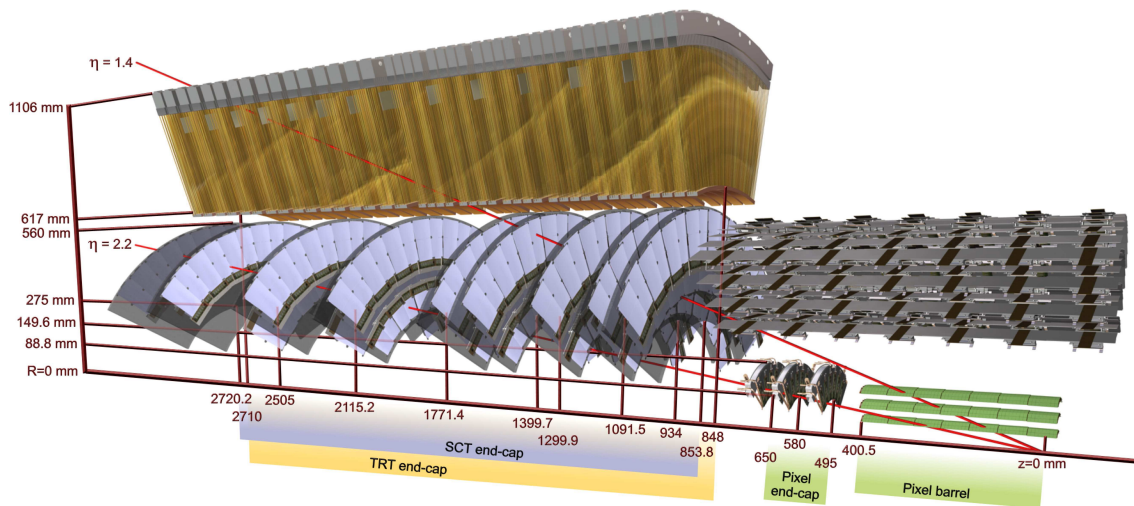


FIG. 3.7 – Schéma en perspective du passage d’une particule chargée dans le détecteur interne bouchon ( $\eta = 1.4$  et  $\eta = 2.2$ ) [54]



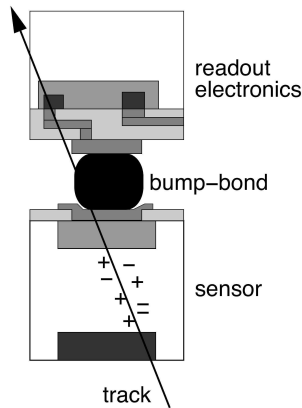


FIG. 3.8 – Passage d'une particule chargée dans un pixel [55]

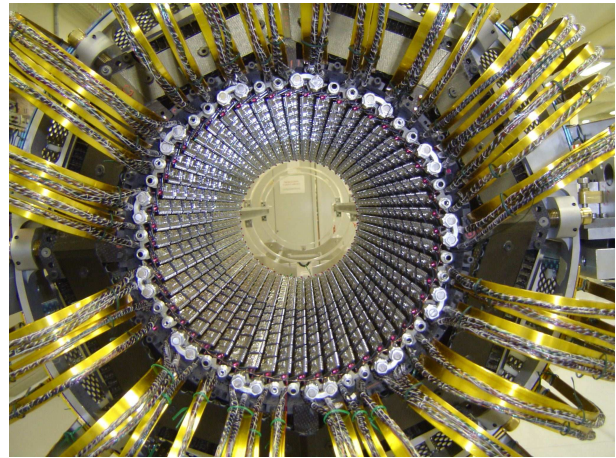


FIG. 3.9 – Photographie de la deuxième couche de pixels de la partie tonneau [54]

### 3.3.1 Le détecteur à pixels

Le rôle du détecteur à pixels est de fournir des points de passage des particules chargées à très faible rayon pour la reconstruction des vertex primaires et secondaires, en particulier pour l'identification des hadrons B (la première couche de pixels, située à 5 cm du tube à faisceau, est appelée *b-layer*).

**Principe de détection** Le milieu actif d'un module est un plan de silicium type n d'épaisseur  $250\ \mu\text{m}$ . Un module est une matrice de 47.232 diodes bipolaires : un pixel correspond à une diode de détection, à l'électronique de lecture associée et à la connexion diode-électronique. Le détecteur comporte  $\sim 80$  millions de pixels, soit autant de canaux de lecture. Chaque diode couvre une surface  $50 \times 400\ \mu\text{m}^2$ . Un double dopage ( $p^+$  et  $n^+$ ) est effectué de chaque côté de la couche. L'électronique de lecture est située du côté du dopage  $n^+$ . Ce double dopage permet une bonne efficacité de collection de charge, même après le phénomène d'inversion du semiconducteur pouvant apparaître à cause des radiations. Des atomes d'oxygène ont également été ajoutés au silicium afin d'augmenter sa tolérance aux radiations. Lors du passage d'une particule chargée, des paires électron-trou apparaissent dans la zone de déplétion du silicium (voir Fig. 3.8) : sous l'effet du champ électrique, les électrons s'accumulent du côté  $n^+$ , produisant un signal.

**Géométrie** Le détecteur à pixels est constitué de trois couches cylindriques autour de l'axe du faisceau dans la partie tonneau et de trois disques perpendiculaires pour chaque partie bouchon (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.7). Une photographie de la deuxième couche de pixels du tonneau est représentée sur la Figure 3.9. Le détecteur à pixels est divisé en 1744 modules identiques.

La précision intrinsèque du détecteur à pixels est de  $10\ \mu\text{m}$  en  $(R - \Phi)$  et de  $115\ \mu\text{m}$  en  $z$  et  $R$ , respectivement pour le tonneau et le bouchon.

### 3.3.2 Le détecteur à micropistes de silicium

Le rôle du SCT est de fournir la mesure de quatre points par trace.

**Principe de détection** Le principe de détection est identique à celui du détecteur à pixels. L'élément de base de détection du SCT est une micropiste de silicium : c'est un capteur dopé p-dans-n classique, l'électronique de lecture est du côté p. L'épaisseur du silicium est de  $285\ \mu\text{m}$ .

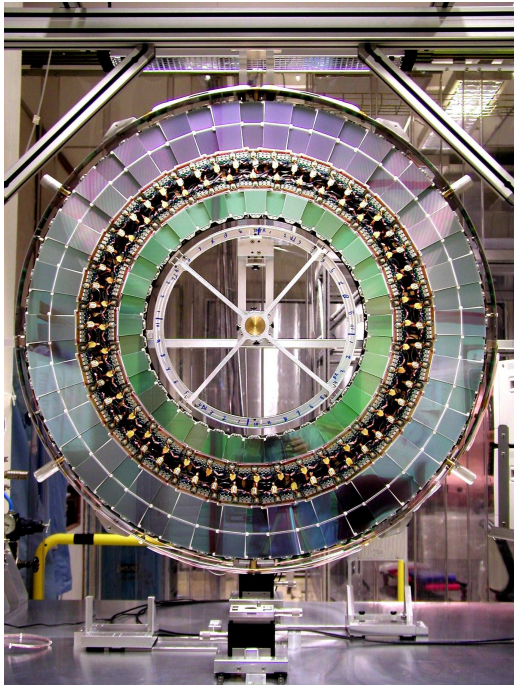


FIG. 3.10 – Photographie d’un disque d’une partie bouchon du SCT [54]. Les modules de la roue du milieu ne sont pas montés.

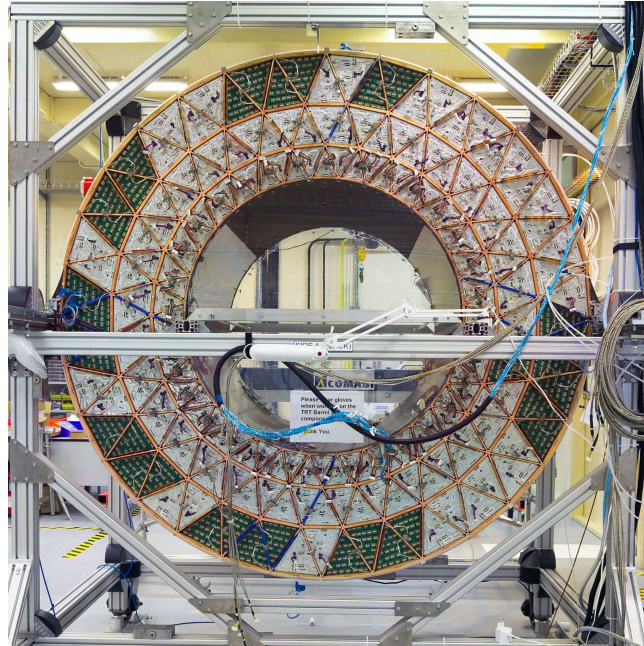


FIG. 3.11 – Photographie de la partie tonneau du TRT [54]

**Géométrie** La structure support du SCT est constituée de quatre couches cylindriques pour la partie tonneau et de neuf disques pour chaque partie bouchon (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.7). Sur chaque couche, des capteurs sont collés dos-à-dos de part et d’autre d’un substrat conducteur thermique. Les capteurs sont regroupés par module. Les modules sont placés axialement dans la partie tonneau et radialement dans la partie bouchon. Dans chaque module, les capteurs de la seconde face sont décalés de 40 mrad par rapport à la première face afin d’éliminer les ambiguïtés sur la position réelle des hits : cela permet d’améliorer la résolution en  $(R - \Phi)$  par rapport à un assemblage classique en plans perpendiculaires. Cela est crucial étant donné l’environnement très dense au LHC. Pour la partie tonneau, les modules sont regroupés axialement par 12 sur des échelles. Une échelle chevauche la précédente sur une zone de  $11^\circ$  en  $\phi$ , afin d’améliorer la résolution angulaire. Pour les parties bouchon, chaque disque est constitué de modules trapézoïdaux disposés en roues (voir Fig. 3.10) : un disque est composé de trois roues comportant chacune 40 ou 50 modules en fonction de sa position (interne, milieu ou externe). Les modules se chevauchent également en  $\Phi$ . Au total, 2112 modules constituent la partie tonneau et 1976 modules constituent les parties bouchon. Le nombre total de canaux est  $\sim 6.3$  millions.

La précision intrinsèque du SCT est  $17 \mu\text{m}$  en  $(R - \Phi)$  et  $580 \mu\text{m}$  en  $z$  et  $R$ , respectivement pour le tonneau et le bouchon.

### 3.3.3 Le trajectographe à rayonnement de transition

Le TRT est la couche la plus externe du détecteur interne. En ajoutant des points ( $\sim 35$  hits) à grand rayon, le TRT permet d’améliorer la mesure de l’impulsion des traces. Il contribue également à l’identification des électrons.

**Principe de détection** Etant donné la surface à couvrir pour ce détecteur, l’utilisation du silicium comme matière de détection n’était pas envisageable pour des raisons de coût : le choix a été fait d’utiliser des tubes à dérive entourés d’un matériau à rayonnement de transition. L’élément de base de détection est un tube à dérive

en polyimide de 4 mm de diamètre. Au centre de chaque tube est placé un fil de tungstène recouvert d'or, jouant le rôle d'anode à potentiel nul. Un potentiel élevé ( $\sim -1350$  V) est imposé aux parois du tube, qui jouent le rôle de cathode. Le tube est rempli d'un mélange gazeux 70% Xe-27% CO<sub>2</sub>-3% O<sub>2</sub>. Lors du passage d'une particule chargée, des atomes du gaz vont être ionisés ; sous l'effet du champ électrique (de direction radiale par rapport à l'axe du tube), les électrons libérés dérivent jusqu'à l'anode, en ionisant à leur tour d'autres atomes, produisant ainsi un signal collecté par l'anode et transmis jusqu'à l'électronique de lecture. Le temps de dérive maximal est  $\sim 48$  ns. Le nombre total de canaux de lecture est  $\sim 351.000$ .

Le TRT utilise également le principe du rayonnement de transition pour la discrimination  $e^\pm/\pi^\pm$  : une particule chargée rayonne des photons de basse énergie lorsqu'elle passe d'un milieu à un autre milieu ayant une constante diélectrique différente. Le radiateur utilisé est du polypropylène. Les photons émis sont absorbés par le mélange gazeux, produisant un signal d'amplitude bien plus grande que celle du signal produit par l'ionisation d'une particule chargée. Un pion chargé ayant une probabilité beaucoup plus faible qu'un électron de rayonner, pions et électrons peuvent être séparés en comptant le nombre de hits bas-seuil et haut-seuil par trace.

**Géométrie** Le TRT couvre la zone  $|\eta| < 2.0$ . Dans la partie tonneau, les tubes sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.11) et insérés dans une matrice de fibres en polypropylène. L'anode est divisée en deux parties à  $\eta = 0$ . Dans les parties bouchon, les tubes sont disposés radialement (voir Fig. 3.6) ; deux couches successives de tubes sont séparées par une couche de polypropylène.

Le TRT fournit une information seulement sur la position en  $(R - \Phi)$  : la précision intrinsèque est  $130 \mu\text{m}$ .

### 3.3.4 Distribution de matière

Afin de ne pas détériorer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, la quantité de matière du détecteur interne doit être minimisée ; ce principe a guidé sa conception. Cependant, pour satisfaire les exigences physiques, les choix technologiques réalisés ont été tels que les effets de la quantité de matière sont importants : à l'entrée du calorimètre électromagnétique, des électrons peuvent avoir perdu jusqu'à 50% de leur énergie par bremsstrahlung et près de 40% des photons sont convertis (valeur intégrée entre  $\eta = 0$  et  $\eta = 2.5$ ). La Figure 3.12 représente la quantité de matière en sortie du détecteur interne en fonction de la pseudo-rapidité.

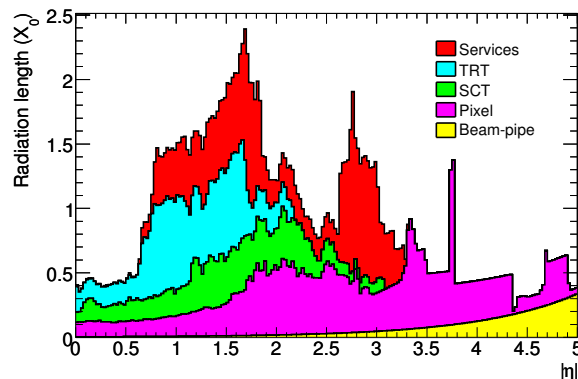


FIG. 3.12 – Distribution de matière *versus*  $\eta$  en sortie du détecteur interne [54]



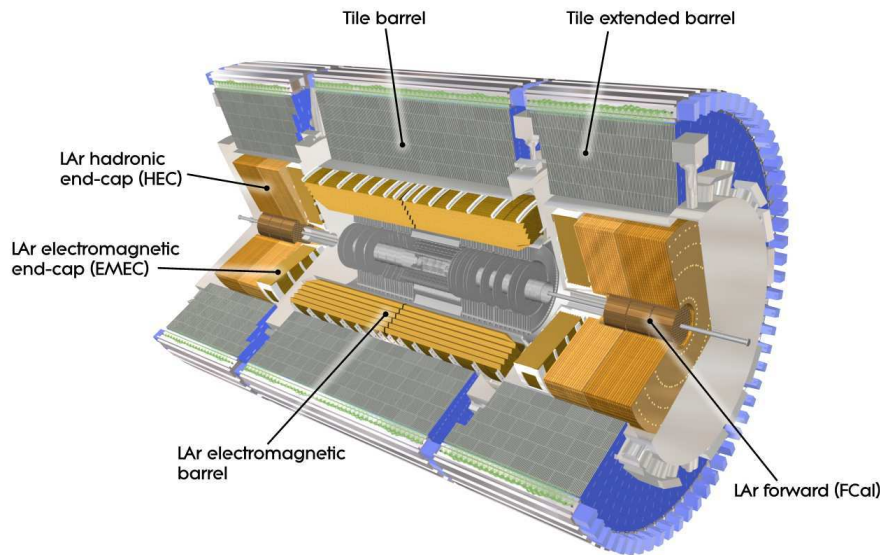


FIG. 3.13 – Vue générale des calorimètres du détecteur ATLAS [54]

### 3.4 Le calorimètre électromagnétique

Le rôle du calorimètre électromagnétique (appelé EMC pour *Electromagnetic Calorimeter*) est d'identifier les électrons et les photons, de mesurer précisément leur énergie et leur position. Il contribue également à la reconstruction de l'énergie transverse manquante des événements. Sa conception a été optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ . Sa géométrie peut être vue sur la Figure 3.13, qui représente l'ensemble des calorimètres du détecteur ATLAS. La Figure 3.14 montre une vue longitudinale d'un quart de l'EMC et met en évidence son insertion par rapport au reste du détecteur.

#### 3.4.1 Principe de détection

L'EMC est un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide (LAr) : le plomb est l'absorbeur, le matériau actif est l'argon liquide. Le rôle de l'absorbeur est de faire se développer la gerbe électromagnétique suffisamment pour qu'elle soit contenue dans le calorimètre (la longueur de radiation du plomb est bien plus élevée que celle de l'argon liquide). Au-delà de 100 MeV, la gerbe électromagnétique est produite presque exclusivement par production de paires pour un photon ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) et bremsstrahlung pour un électron ( $e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$ ). Ces réactions se produisent en cascade dans les couches successives de plomb, donnant naissance à une gerbe électromagnétique (voir Fig. 3.15). Les électrons secondaires produits dans la cascade ionisent les atomes d'argon. Sous l'effet d'un champ électrique, les électrons libérés dérivent vers une électrode : le courant mesuré dans l'électrode permet d'accéder à l'énergie déposée dans la cellule correspondante. La chaîne d'électronique du calorimètre électromagnétique permettant l'acquisition du signal sera détaillée dans le Chapitre 10.

L'absorbeur et l'électrode possèdent une géométrie projective en accordéon. Une telle géométrie fournit une couverture azimutale complète et permet une extraction rapide du signal à l'avant ou à l'arrière du calorimètre. L'absorbeur est constitué d'une couche de plomb d'épaisseur  $\sim 1.5$  mm recouverte par deux plaques d'acier, qui maintiennent la structure en accordéon et sont reliées à la masse. Les électrodes de mesure sont faites de trois couches de cuivre séparées par un isolant (kapton). La couche centrale est à potentiel nul, les couches externes sont à un potentiel  $\sim 2$  kV (voir Fig. 3.16) : la mesure du signal se fait par couplage capacitif.



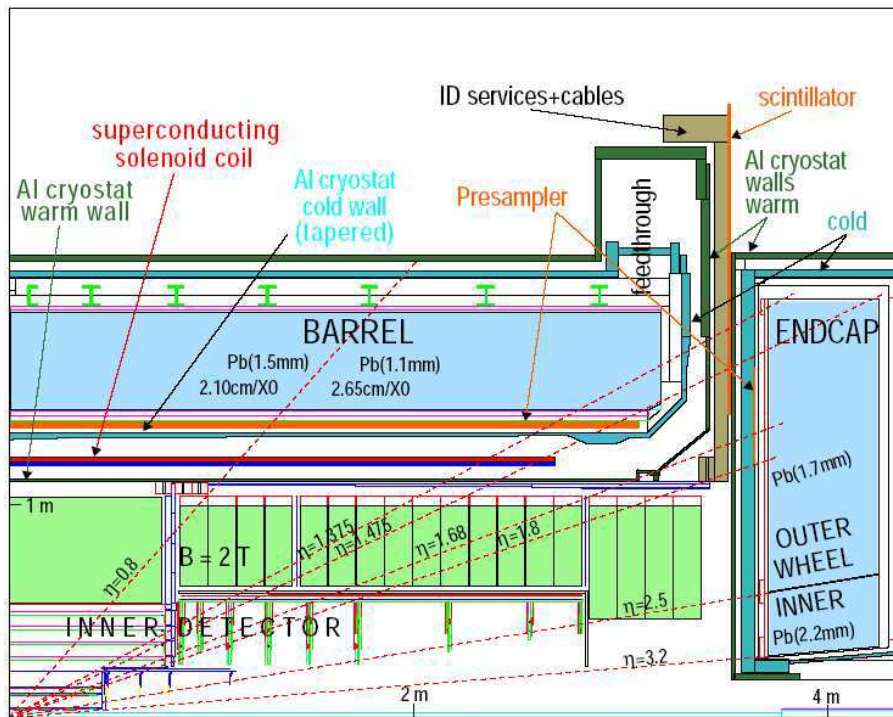


FIG. 3.14 – Vue longitudinale d'un quart de l'EMC

Les électrodes sont maintenues au milieu de l'intervalle entre deux absorbeurs à l'aide de séparateurs à structure en nids d'abeille (voir Fig. 3.17). Les intervalles sont remplis d'argon liquide, maintenu à 89.3 K. L'argon liquide a été choisi comme milieu actif pour son excellente tenue aux radiations. La taille de l'intervalle de dérive est  $\sim 2$  mm, ce qui correspond à un temps total de dérive maximum d'environ 450 ns.

### 3.4.2 Géométrie

Le calorimètre électromagnétique est divisé en une partie tonneau ( $|\eta| < 1.475$ ) et deux parties bouchon ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ). Chaque composante est insérée dans son propre cryostat.

#### Le tonneau

Le tonneau est constitué de deux demi-tonneaux, séparés par un intervalle de 4 mm en  $z = 0$ . Pour la fabrication, chaque demi-tonneau a été divisé en 16 modules identiques. La profondeur d'un module est supérieure à 22 longueurs de radiation. Les électrodes sont segmentées en profondeur en trois compartiments (voir Fig. 3.19) :

- le compartiment avant (*Front*) est finement segmenté en  $\eta$ , afin de permettre la séparation  $\gamma/\pi^0$  et de mesurer la direction des photons. Ses cellules sont appelés *strips*.
- le compartiment milieu (*Middle*) accumule la majeure partie de l'énergie déposée par la gerbe.
- le compartiment arrière (*Back*) permet d'estimer les fuites de gerbe et contribue à la discrimination  $e^\pm/\pi^\pm$  à haute énergie.

Un pré-échantillonneur (fine couche d'argon d'épaisseur 1.1 mm, placée en amont de la partie active principale) permet d'estimer les pertes d'énergie dues à la matière en amont.

La granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\Phi$  des différents compartiments est donnée dans la Table 3.1. La granularité en  $\Phi$

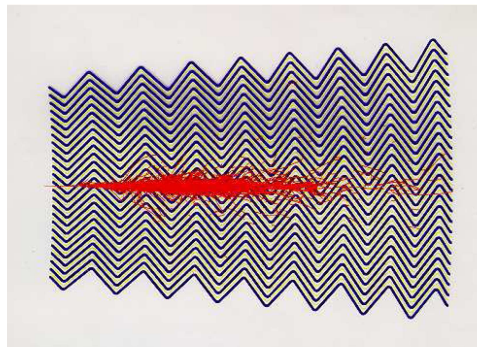


FIG. 3.15 – Développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre [56]

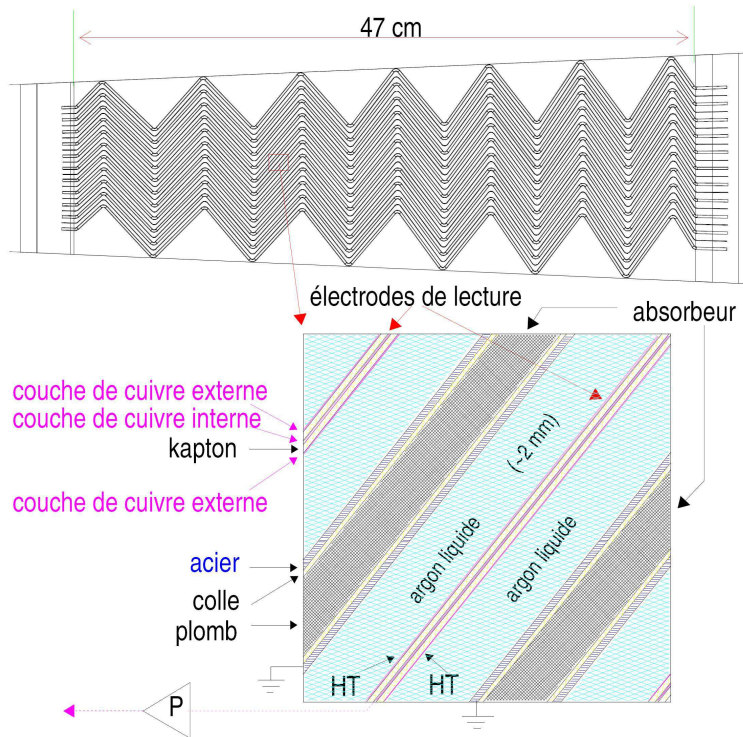


FIG. 3.16 – Schéma de l'ensemble absorbeur-milieu actif-électrode [56]

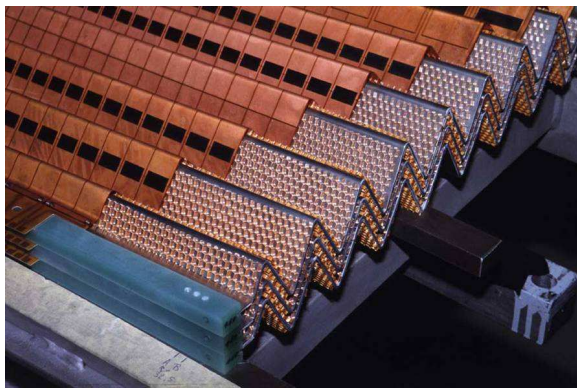


FIG. 3.17 – Photographie de plaques d'absorbeur d'un module du tonneau. Les électrodes et le séparateur à structure en nid d'abeilles sont visibles.

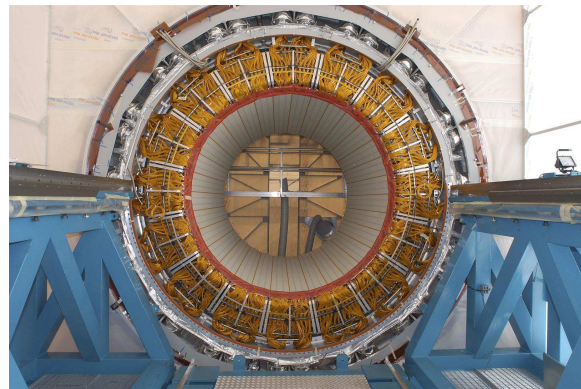


FIG. 3.18 – Photographie de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique insérée dans son cryostat

est obtenue en utilisant des cartes sommatriques, pouvant sommer jusqu'à 16 électrodes : 16 électrodes sont sommées pour le compartiment avant et 4 électrodes sont sommées pour les compartiments milieu et arrière. Le nombre total de canaux du tonneau est 109.568.

**Les bouchons** Chaque bouchon est constitué de deux roues coaxiales : la roue externe couvre la région  $1.375 < |\eta| < 2.5$ , la roue interne couvre la région  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . Les deux roues sont séparées par un intervalle de 3 mm. Pour la fabrication, chaque roue a été conçue en huit modules identiques. L'épaisseur totale d'un module est supérieure à 24 longueurs de radiation. Un pré-échantillonneur couvre la région

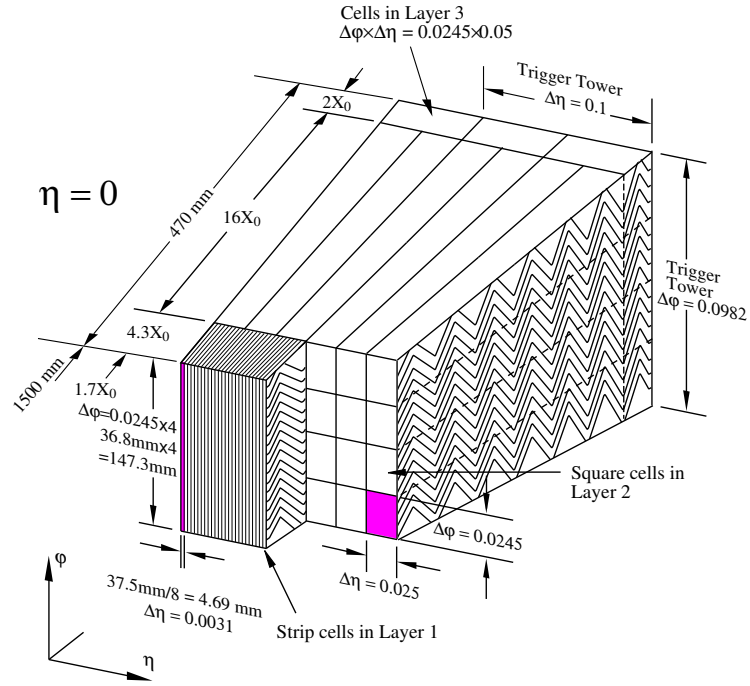


FIG. 3.19 – Segmentation longitudinale d’un module du tonneau [54]. La granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\Phi$  des canaux de lecture est représentée.

Compartiment	Couverture en $\eta$	$\Delta\eta \times \Delta\Phi$
Pré-échantillonneur	$ \eta  < 1.52$	$0.025 \times 0.1$
Avant	$ \eta  < 1.40$	$0.025/8 \times 0.1$
	$1.4 <  \eta  < 1.475$	$0.025 \times 0.025$
Milieu	$ \eta  < 1.4$	$0.025 \times 0.025$
	$1.4 <  \eta  < 1.475$	$0.075 \times 0.025$
Arrière	$ \eta  < 1.35$	$0.050 \times 0.025$

TAB. 3.1 – Granularité des canaux de lecture de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d’ATLAS

$1.5 < |\eta| < 1.8$ . La granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\Phi$  des différents compartiments est donnée dans la Table 3.2. La granularité de la roue externe est très similaire à celle du tonneau ; celle de la roue interne est plus grossière (la roue interne correspond à une région non couverte par le détecteur interne et n’appartient pas à la région de mesure de “précision” pour les électrons). La granularité en  $\Phi$  des canaux de lecture est obtenue en utilisant des cartes sommatriques, pouvant sommer jusqu’à 12 électrodes pour la roue externe et jusqu’à huit électrodes pour la roue interne. Pour la roue externe, huit électrodes sont sommées pour le compartiment avant et 4 pour les deux autres compartiments ; pour la roue interne, 4 électrodes sont sommées. Le nombre total de canaux des deux bouchons est 63.744.

### 3.5 Le calorimètre hadronique

Le rôle du calorimètre hadronique est de mesurer la position et l’énergie des jets en complément de l’EMC. Il contribue à la reconstruction de l’énergie transverse manquante. Il doit permettre le tagging des jets vers l’avant. La granularité a été optimisée pour la reconstruction des désintégrations  $W \rightarrow jet - jet$ .

Il se compose de trois sous-détecteurs :

Compartiment	Couverture en $\eta$	$\Delta\eta \times \Delta\Phi$
Pré-échantillonneur	$1.5 <  \eta  < 1.8$	$0.025 \times 0.1$
Avant	$1.375 <  \eta  < 1.425$	$0.05 \times 0.1$
	$1.425 <  \eta  < 1.5$	$0.025 \times 0.1$
	$1.5 <  \eta  < 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$
	$1.8 <  \eta  < 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$
	$2.0 <  \eta  < 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$
	$2.4 <  \eta  < 2.5$	$0.025 \times 0.1$
	$2.5 <  \eta  < 3.2$	$0.1 \times 0.1$
Milieu	$1.375 <  \eta  < 1.425$	$0.050 \times 0.025$
	$1.425 <  \eta  < 2.5$	$0.025 \times 0.025$
Arrière	$2.5 <  \eta  < 3.2$	$0.1 \times 0.1$
	$1.5 <  \eta  < 2.5$	$0.050 \times 0.025$

TAB. 3.2 – Granularité des canaux de lecture des parties bouchon du calorimètre électromagnétique d’ATLAS

- le calorimètre à tuiles scintillantes (appelé TileCal pour *Tile Calorimeter*)
- le calorimètre hadronique bouchon (appelé HEC pour *Hadronic End-cap Calorimeter*)
- le calorimètre avant (appelé FCal pour *Forward Calorimeter*).

Les trois calorimètres sont représentés sur la Figure 3.13 : ils couvrent la région  $|\eta| < 4.9$ . Le HEC et le FCal sont situés dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique bouchon. Le principe commun aux trois calorimètres est de faire se développer une gerbe hadronique à l’aide d’un absorbeur et de mesurer l’énergie déposée par les particules ionisantes produites dans un milieu actif. Une gerbe hadronique est initialement produite par interaction nucléaire inélastique entre un hadron et un noyau d’un atome de l’absorbeur : cette réaction produit des hadrons neutres et chargés. Les pions neutres vont se désintégrer en paires de photons, donnant ainsi une composante électromagnétique à la gerbe.

De manière analogue à la longueur de radiation pour une gerbe électromagnétique, la longueur d’interaction est définie pour une gerbe hadronique : c’est le libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires inélastiques pour un hadron. Une partie de l’énergie est dissipée sous forme d’énergie invisible lors de la fragmentation des noyaux (énergie de liaison nucléaire). D’une gerbe à l’autre, les fluctuations dans leur développement sont importantes : la résolution en énergie d’un hadron est bien inférieure à celle d’un objet électromagnétique.

### 3.5.1 Le calorimètre à tuiles scintillantes

**Principe de détection** Le TileCal est un calorimètre hadronique à échantillonnage acier/scintillateur : l’acier est l’absorbeur, le matériau actif est le scintillateur (polystyrène dopé). Une tuile scintillante émet de la lumière ultraviolette lors du passage d’une particule ionisante ; cette lumière est transmise dans une fibre optique à décalage de longueur d’onde vers un photomultiplicateur, premier élément de l’électronique de lecture. Les tuiles scintillantes ont une moins bonne tenue aux radiations que l’argon liquide : le choix de cette technologie n’a été possible que pour la partie centrale du détecteur (niveau de radiation plus faible que dans les parties bouchon).

**Géométrie** Le TileCal est situé derrière le calorimètre électromagnétique (voir Fig. 3.13). La matière en amont du TileCal représente environ 2 longueurs d’interaction, l’épaisseur du TileCal est d’environ 7 longueurs d’interaction. Il est divisé en une partie tonneau ( $|\eta| < 1.0$ ) et deux parties tonneau étendu ( $0.8 < |\eta| < 1.7$ ). Chaque tonneau est constitué de 64 modules en  $\Phi$ . Un schéma d’un module est représenté sur la Figure 3.20. Un module est segmenté en trois compartiments en profondeur, avec une géométrie pseudo-projective en  $\eta$ . La granularité en  $\Phi$  des canaux de lecture correspond à la taille d’un module ; la granularité en  $\eta$  est obtenue



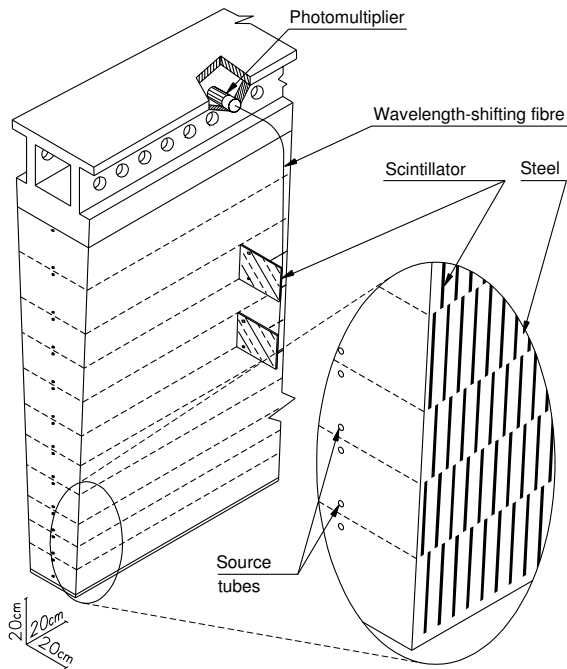


FIG. 3.20 – Schéma d'un module du TileCal [54]



FIG. 3.21 – Groupement de fibres optiques, avant placement en amont d'un photomultiplicateur [54]

nue en groupant les fibres optiques (voir Fig.3.21). Les signaux d'un groupe de fibres sont lus par un même photomultiplicateur. Pour les trois tonneaux, la granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\Phi$  est  $0.1 \times 0.1$  pour les deux premiers compartiments et  $0.2 \times 0.1$  pour le dernier compartiment. Le nombre total de canaux est 9.852.

La région de transition (appelée *crack*) entre les parties tonneau et bouchon (ou tonneau étendu), de l'EMC et du TileCal, est remplie de câbles et services pour le détecteur interne et l'EMC (voir Fig. 3.14) : un module supplémentaire du TileCal de géométrie particulière, composé de quatre scintillateurs, a été installé pour couvrir cette région. Il permet de réduire le flux de neutrons du détecteur interne vers le spectromètre à muon et de corriger pour les pertes d'énergie dues à l'excès de matière dans la région de transition.

### 3.5.2 Le calorimètre hadronique bouchon

**Principe de détection** Le principe de détection du HEC est identique à celui du calorimètre électromagnétique : c'est un calorimètre à échantillonnage cuivre/LAr.

**Géométrie** Le HEC est situé derrière le calorimètre électromagnétique bouchon, dans le même cryostat (voir Fig. 3.13). Il couvre la région  $1.5 < |\eta| < 3.2$ . Chaque bouchon est constitué de deux roues placées l'une derrière l'autre et segmentées en deux compartiments longitudinaux. Chaque roue est constituée de 32 modules en  $\Phi$ . Un schéma d'un module est représenté sur la Figure 3.22. L'absorbeur est fait de plaques de cuivres disposées dans le plan transverse (24 plaques d'épaisseur 25 mm pour la roue avant, 16 plaques d'épaisseur 50 mm pour la roue arrière). L'intervalle rempli d'argon entre deux plaques mesure 8.5 mm d'épaisseur. Trois électrodes divisent chaque intervalle en quatre intervalles de dérive égaux. L'électrode centrale est l'électrode de lecture. Les électrodes sont regroupées pour former des canaux de lecture de granularité  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$  dans la région  $1.5 < |\eta| < 2.5$  et  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$  dans la région  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . Le nombre total de canaux est 5.632.

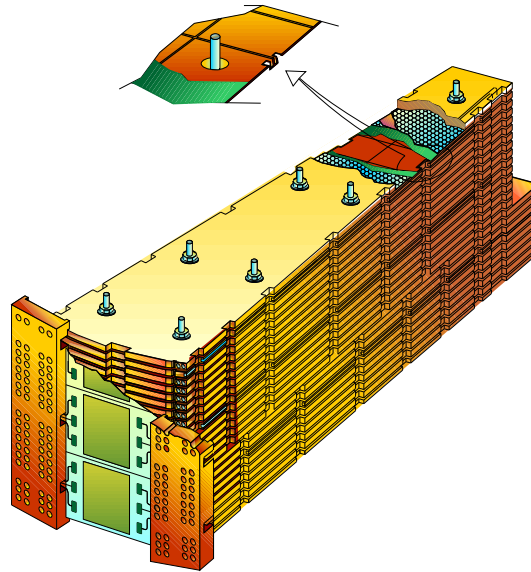


FIG. 3.22 – Schéma d’un module du HEC [54]

### 3.5.3 Le calorimètre avant

**Principe de détection** Le FCal se compose de trois modules placés l’un derrière l’autre : le premier module (FCal1) est un calorimètre à échantillonnage cuivre/LAr, optimisé pour les mesures électromagnétiques. Les deux modules suivants (FCal2 et FCal3) forment un calorimètre à échantillonnage tungstène/LAr, optimisé pour les mesures hadroniques.

**Géométrie** Le FCal couvre la région  $3.1 < |\eta| < 4.9$ . Afin de réduire l’albédo en neutrons vers le détecteur interne, le FCal est placé 1.2 m en retrait par rapport à la face avant de l’EMC bouchon, dans le même cryostat (voir Fig. 3.13). Contrairement aux autres calorimètres du détecteur, les électrodes sont placées perpendiculairement à l’absorbeur (soit parallèlement à l’axe du faisceau). L’intervalle d’argon est plus fin pour éviter le

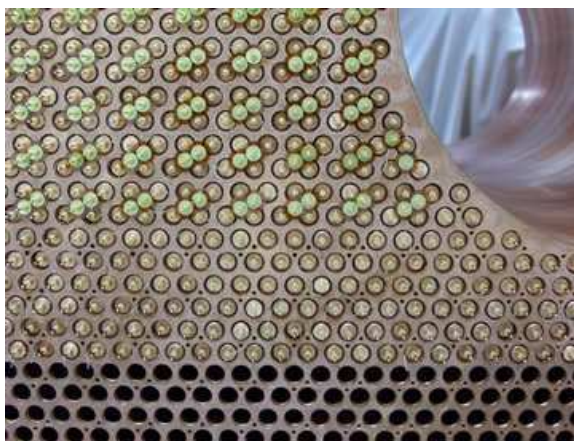


FIG. 3.23 – Photographie de la face avant du module FCal1 [57]

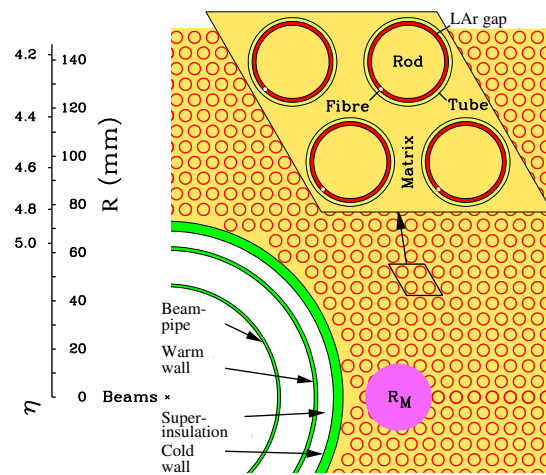


FIG. 3.24 – Coupe transversale du module FCal1 [54]. La structure d’une électrode est détaillée.

problème d'accumulation d'ions, qui apparaît à flux de particules élevé. Cela permet également de maximiser la densité.

Le module FCal1 est fait de 38 plaques de cuivre empilées dans le plan transverse. Chaque plaque est percée de 12.260 trous contenant les électrodes (voir Fig. 3.23). L'électrode est constituée d'une tige de cuivre à un potentiel de 250 V entourée par un tube de cuivre à potentiel nul. Une fibre plastique maintient l'électrode centrale en position. L'espace libre est rempli d'argon liquide.

La géométrie des modules FCal2 et FCal3 est similaire à celle du FCal1. L'absorbeur est une matrice de tungstène, ce qui permet de bien contenir des gerbes de haute énergie malgré la faible profondeur.

Les canaux de lecture sont obtenus en groupant de 4 à 9 électrodes : la granularité est  $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.1 \times 0.1$  pour le module FCal1 et  $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.2 \times 0.2$  pour les autres modules. Le nombre total de canaux est 3.524.

L'épaisseur du calorimètre hadronique ( $\sim 10$  longueurs d'interaction) est suffisante pour réduire le bruit de fond pour le spectromètre à muon bien en-deça du bruit de fond irréductible dû aux muons de désintégration.

### 3.6 Le spectromètre à muon

Le rôle du spectromètre à muon est de détecter les muons après leur passage à travers les calorimètres et de mesurer leur impulsion à partir de leur déflexion dans le champ magnétique produit par les toroïdes. Sa conception a été optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ .

Le spectromètre à muon couvre la région  $|\eta| < 2.7$ . Il est constitué d'une partie tonneau et de deux parties bouchon (voir Fig. 3.1). La disposition des chambres à muon est fortement contrainte par le système d'aimants (voir Fig. 3.25). Dans la partie tonneau, les chambres sont disposées en trois couches cylindriques ; dans les parties bouchon, elles sont disposées en quatre roues. Chaque partie est divisée en huit secteurs, qui se recouvrent légèrement en  $\Phi$ , afin de pouvoir aligner les chambres à partir des traces mesurées.

Une chambre est constituée de trois à huit couches de tubes à dérive (MDTs pour Monitored Drift Tubes). La résolution spatiale d'une chambre dans le plan de courbure est  $\sim 35 \mu\text{m}$ . Seule la première couche de

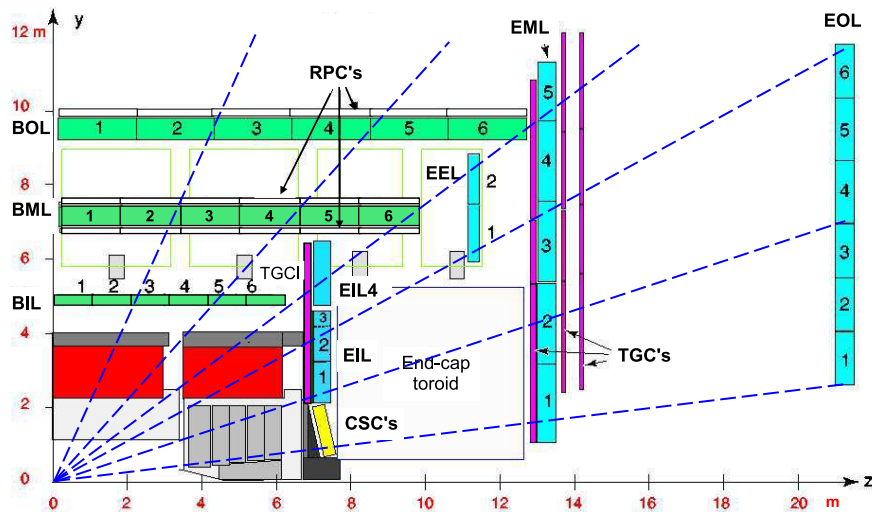


FIG. 3.25 – Coupe transversale du spectromètre à muon [54]. Un muon traverse trois chambres de précision en moyenne.

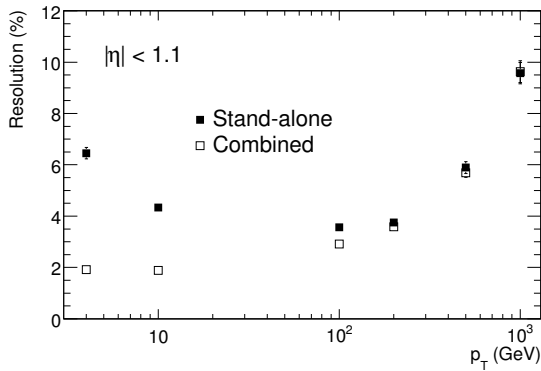


FIG. 3.26 – Résolution attendue en impulsion transverse pour des muons dans la partie tonneau en fonction de l’impulsion transverse [54]

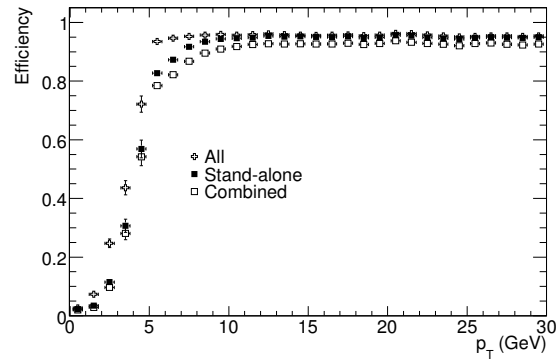


FIG. 3.27 – Efficacité de reconstruction attendue d’un muon en fonction de l’impulsion transverse [54]

chambres de chaque bouchon ( $2 < |\eta| < 2.7$ ) utilise une technologie différente (avec un temps de dérive plus court) à cause du flux de particules plus élevé vers l’avant. Ce sont des chambres proportionnelles multifils (CSCs pour *Cathode-Strip Chambers*). Leur résolution spatiale est  $\sim 40 \mu\text{m}$ . Ces chambres de précision sont complétées par un système rapide de déclenchement : des *Resistive Plate Chambers* (RPCs) sont utilisées dans la partie tonneau et des *Thin Gap Chambers* (TGCs) sont utilisées dans les parties bouchon. La position en  $\Phi$  donnée par ces chambres est utilisée pour reconstruire la trajectoire complète des muons, les MDTs ne mesurant que la position en  $\eta$ .

Le spectromètre à muon ne jouant aucun rôle dans la reconstruction des événements  $W \rightarrow e\nu$ , ses performances ne seront pas étudiées dans la suite. Deux caractéristiques, obtenues à partir de la simulation complète du détecteur, sont présentées ici. La mesure des muons peut se faire en mode *stand-alone* ou en mode combiné (combinaison d’une trace du détecteur interne avec la trace mesurée dans le spectromètre à muon). La résolution attendue en impulsion transverse pour des muons de 5 GeV à 1 TeV dans la partie tonneau est représentée sur la Figure 3.26 : la résolution est inférieure à 5% dans la gamme 10-100 GeV. La résolution dans les parties bouchon est similaire (légèrement inférieure). La Figure 9.2 représente l’efficacité attendue de reconstruction d’un muon en fonction de l’impulsion transverse : au-delà de 10 GeV, elle est supérieure à 95%.

### 3.7 Le système de déclenchement

La fréquence d’interaction entre les deux faisceaux au LHC est de 40 MHz. Le rôle du système de déclenchement (*trigger*) est de sélectionner de manière optimale les événements de physique intéressants : la fréquence d’écriture des événements en sortie du système est de 200 Hz, ce qui équivaut à sélectionner un événement sur 200.000. Le trigger est structuré en trois niveaux : le Level-1 (L1), le Level-2 (L2) et l’Event Filter (EF). La structure globale du trigger est représentée sur la Figure 3.28.

Le L1 recherche des signatures simples d’objets de haute impulsion transverse dans les calorimètres et le spectromètre à muon : muon, électron/photon, jet et tau se désintégrant hadroniquement. Les événements avec une énergie transverse manquante ou totale élevée peuvent également être sélectionnés. Le L1 utilise une granularité réduite dans chaque sous-détecteur (p. ex. des tours trigger  $\Delta\eta \times \Delta\eta \sim 0.1 \times 0.1$  pour les calorimètres). Le L1 est le seul niveau implémenté de manière hardware : des cartes électroniques supplémentaires pour les calorimètres et des chambres spéciales pour les muons ont été ajoutées. Le L1 définit des régions d’intérêt (ROI’s pour *Regions-Of-Interest*) en  $\eta - \Phi$ , correspondant aux zones dans lesquelles un objet-trigger a été identifié. Le taux de trigger en sortie du L1 est  $\sim 75 \text{ kHz}$ . Le temps de calcul maximum est  $2.5 \mu\text{s}$ . Une



fonction essentielle du L1 est l'association des données des différents sous-détecteurs à la bonne collision, rendue difficile par l'espacement entre deux collisions successives de seulement 25 ns.

Le L2 et l'EF forment le *High Level Trigger* (HLT). Le HLT est implémenté seulement de manière logicielle ; les calculs sont effectués dans une ferme de processeurs standards situés dans la salle de comptage d'ATLAS. Pour les événements sélectionnés par le L1, le L2 accède à la granularité complète du détecteur à l'intérieur des ROI's (y compris aux données du détecteur interne). Il utilise des algorithmes optimisés pour leur vitesse. Le taux de trigger en sortie du L2 est  $\sim 3.5$  kHz. Le temps de calcul maximum est  $40 \mu\text{s}$ . L'EF utilise la granularité complète de tout le détecteur. Il sélectionne les événements en utilisant des algorithmes semblables (voire identiques) à ceux utilisés pour la reconstruction complète des événements. Le taux de trigger en sortie de l'EF est  $\sim 200$  Hz. Le temps de calcul maximum est 4 s. La décision de l'EF définit si l'événement est transmis vers la ferme de stockage permanent.

A chaque niveau, les décisions sont basées sur des menus : ce sont des tables définissant les critères de sélection et les éventuelles combinaisons de signatures pour la sélection des événements. Des facteurs de prescale sont également définis pour certaines signatures, afin d'allouer la bande passante de manière optimale pour la physique recherchée. Les études sur données simulées permettent de préparer les configurations initiales des menus ; ceux-ci doivent conserver une grande flexibilité car ils devront pouvoir être modifiés rapidement au cours de la phase de démarrage. Des menus trigger différents sont développés pour les différentes luminosités auxquelles opérera le LHC. Le menu trigger utilisé pour l'analyse présentée dans cette thèse sera développé dans la partie II.

Cette section conclut la description du détecteur ATLAS. Une pièce importante non décrite est le système de protection. Le niveau de rayonnement au LHC est bien plus élevé que dans les collisionneurs précédents à cause de la haute luminosité. En dehors des hadrons chargés venant directement du point d'interaction, le rayonnement de bruit de fond provient presque exclusivement de la diffusion de particules secondaires par les particules produites vers l'avant dans une cible protégeant les quadripôles du LHC, dans le FCal et dans le tube à faisceau. Un système de protection a dû être développé afin de limiter le dommage causé au détecteur (p. ex. le silicium du détecteur interne) et de ne pas dégrader la qualité des mesures (p. ex. à cause de muons secondaires).

La section suivante résume les performances du détecteur pertinentes pour la reconstruction des événements  $W \rightarrow e\nu$ , telles que mesurées lors de tests en faisceau.

### 3.8 Performances du détecteur pour les événements $W \rightarrow e\nu$

Les événements  $W \rightarrow e\nu$  sont caractérisés par la présence d'un électron et d'un neutrino de haute impulsion transverse : dans le détecteur, la reconstruction de l'électron résulte de l'association d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique avec une trace du détecteur interne et l'énergie transverse manquante est déduite à partir de la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les particules de l'événement mesurées par les calorimètres. Hormis le spectromètre à muon, tous les sous-détecteurs sont nécessaires pour l'étude du canal  $W \rightarrow e\nu$ .

Les performances intrinsèques du détecteur ont pu être mesurées lors de tests en faisceau réalisés au CERN. Une tranche complète du détecteur a notamment été étudiée lors d'un test en faisceau combiné en 2004 (voir Fig. 3.29).

La résolution en impulsion transverse du détecteur interne a été mesurée pour des pions :  $\sigma_{p_T}/p_T$  varie de  $\sim 4\%$  à  $\sim 18\%$  pour une impulsion transverse variant de 5 à 100 GeV ( $\sigma_{p_T}/p_T \propto p_T$ ). Les performances du TRT pour l'identification des électrons ont également été mesurées. Pour une efficacité de reconstruction de l'électron de 90%, la réjection des pions varie de  $\sim 10$  à  $\sim 100$  en fonction de l'énergie (voir Fig. 3.30). La méthode combinée utilise le rapport du nombre de hits bas seuil et haut seuil (*High-threshold*) et la durée au cours de laquelle le signal mesuré dans un tube est au-dessus d'un certain seuil (*Time-over-threshold*).

Les performances des calorimètres ont été mesurées en utilisant des faisceaux d'électrons et de pions, pour

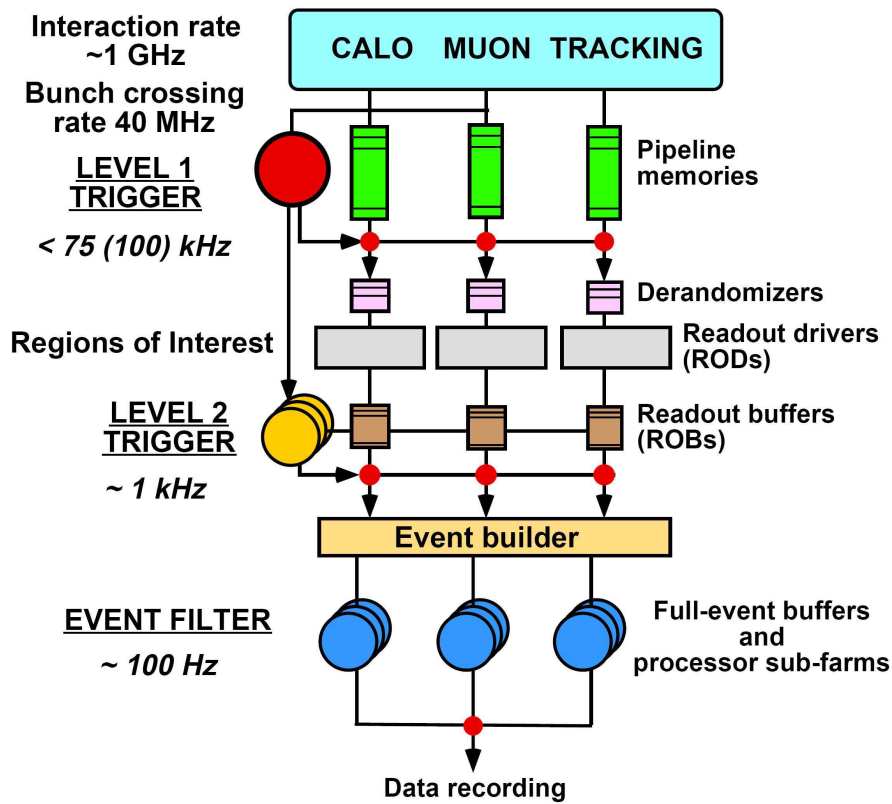


FIG. 3.28 – Schéma bloc du système de déclenchement [58]. Les fréquences autorisées à chaque niveau ont été modifiées depuis le Technical Design Report d'où est extrait la figure.

des énergies de  $\sim 5$  à  $\sim 250$  GeV. Les performances obtenues (en mode non combiné) sont les suivantes :

- pour le calorimètre électromagnétique :
  - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.2\%$ , où  $E$  est l'énergie du faisceau en GeV (voir Fig. 3.31). Le premier terme est le terme d'échantillonnage et le second terme est le terme constant.
  - linéarité : 0.1%
  - uniformité : 0.7%
- pour le FCal :
  - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$  pour des électrons
  - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{70\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$  pour des pions
- pour le TileCal :  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{56\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$  pour des pions
- pour le HEC :
  - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{21\%}{\sqrt{E}}$  pour des électrons
  - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}}$  pour des pions.

Le L1 trigger a été testé lors de prises de données de muons cosmiques régulièrement effectuées depuis l'installation du détecteur complet dans sa caverne et s'avère satisfaire les exigences requises (au niveau du temps de calcul notamment).

Une conséquence générale des résultats obtenus lors des tests en faisceau est que la simulation du détecteur a été considérablement améliorée, jusqu'à atteindre d'excellents accords données-simulation (voir Fig. 3.31). Les performances intrinsèques du détecteur dans les événements simulés utilisés pour l'analyse présentée dans cette thèse sont donc réalistes. Cependant, ces performances ont été obtenues lors de tests en faisceau et dans

l'environnement des collisions du LHC, elles ne pourront être atteintes qu'après une longue phase de commissioning du détecteur. Les performances attendues du détecteur basées sur des algorithmes de reconstruction (p. ex. la résolution en énergie transverse manquante, l'efficacité de reconstruction de l'électron) seront présentées au cours de l'analyse.

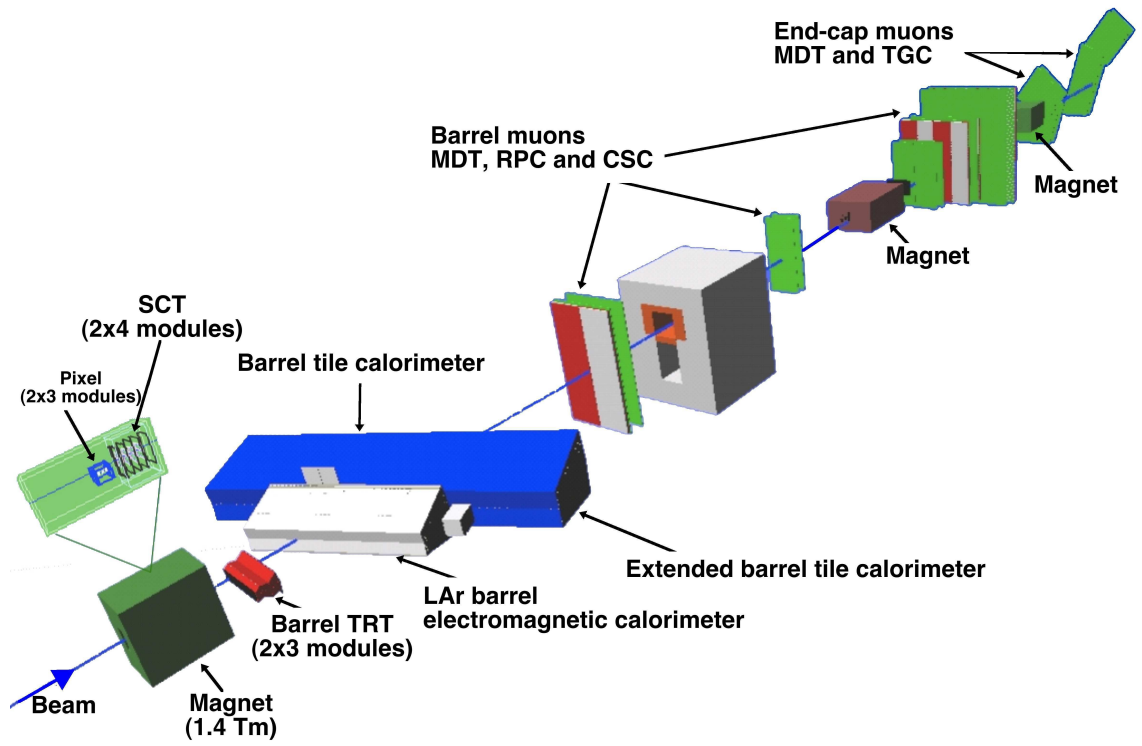


FIG. 3.29 – Schéma du montage du test en faisceau combiné au CERN en 2004 [54].

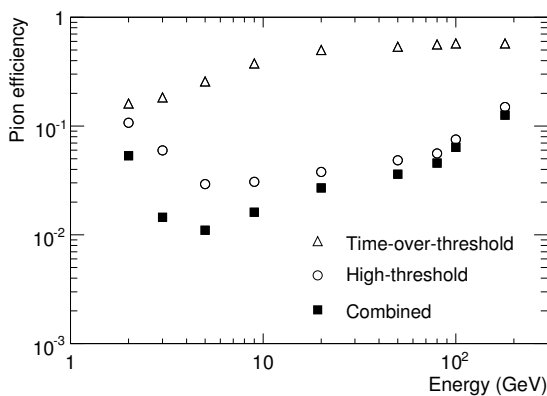


FIG. 3.30 – Efficacité de reconstruction d'un pion (égale à l'inverse de la réjection) par le TRT en fonction de l'énergie du faisceau de pions, telle que mesurée lors du test en faisceau combiné [54]

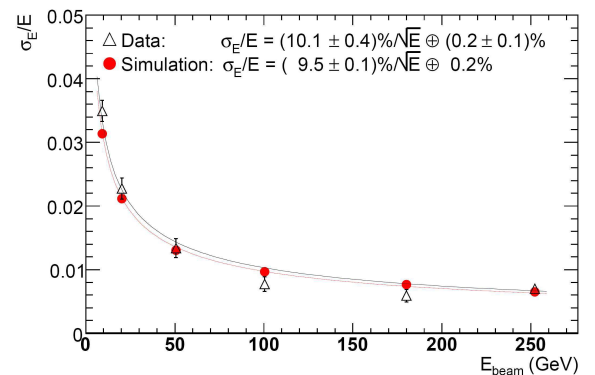


FIG. 3.31 – Résolution en énergie de l'EMC en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons, dans la simulation et telle que mesurée lors du test en faisceau combiné [54]. La quantité de matière en amont correspond à celle pour  $\eta = 0.4$  dans le détecteur.





## **Deuxième partie**

# **Mesure de la section efficace de production inclusive du boson $W$**

