

Précision attendue et mise en perspective

L'incertitude globale sur la mesure de la section efficace est calculée dans ce chapitre. Des mesures de la section efficace dans d'autres expériences sont décrites : $W \rightarrow \mu\nu$ dans ATLAS, $W \rightarrow e\nu$ dans CMS et $W \rightarrow e\nu$ dans CDF. Les perspectives d'une mesure à 10 TeV sont également abordées.

9.1 Résultat final

Les paramètres d'entrée pour le calcul de la section efficace sont donnés dans la Table 9.1. L'incertitude relative globale attendue sur la mesure de la section efficace avec 50 pb^{-1} de données est également calculée :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta N \oplus \delta B}{N - B} \oplus \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \frac{\delta A}{A}$$

Les différentes contributions sont supposées non-corrélées et l'incertitude sur la luminosité n'est pas prise en compte (voir Tab. 9.2). En regroupant les différentes contributions en fonction de leur nature (statistique, systématique ou théorique), l'incertitude relative s'écrit :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.2\%(\text{stat.}) \pm 8.6\%(\text{syst.}) \pm 5.6\%(\text{th.})$$

Dans la formule précédente, le terme systématique regroupe les incertitudes dues à l'estimation du bruit de fond et à l'efficacité de reconstruction des événements. Il est important de rappeler ici que ce résultat a été obtenu en utilisant une sélection de l'électron non-optimale : ce choix a été fait pour mettre en évidence la capacité d'ATLAS à mesurer correctement la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron dès la première phase de l'expérience. Etant donné la faible erreur statistique, il est possible d'appliquer une sélection plus sévère : une baisse importante de l'efficacité de l'électron ne dégrade pas la mesure de manière significative. Mais en augmentant la réjection du bruit de fond QCD d'un facteur 10 (tout en supposant le même niveau d'incertitude), le terme systématique tombe à 2.2% et l'incertitude dominante devient d'origine théorique : l'incertitude globale vaut alors 6%. Or l'accumulation des premières données permettra de réduire l'incertitude sur l'acceptance. Une mesure à $\sim 5\%$ devrait donc être rapidement possible.

À l'inverse, l'impact des erreurs expérimentales (p. ex. un mauvais alignement détecteur interne-calorimètre EM ou un biais sur l'échelle d'énergie transverse manquante) n'a pas été estimé. Cependant, les méthodes développées rendent la mesure peu sensible à ces effets.

9.2 Autres mesures de la section efficace

9.2.1 Le canal $W \rightarrow \mu\nu$ dans ATLAS

Le spectromètre à muon du détecteur ATLAS a été décrit dans la section 3.6. Une analyse de la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal muon est présentée dans la référence [25] ; cette

	$W \rightarrow e\nu$
N	272069 ± 522
B	52154 ± 18419
ε	0.694 ± 0.014
A	0.334 ± 0.019
σ	20510 pb

TAB. 9.1 – Paramètres d’entrée pour la mesure de la section efficace pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$

Source	$\Delta\sigma/\sigma$
$\delta N/(N - B)$	0.2%
$\delta B/(N - B)$	8.3%
$\delta\varepsilon/\varepsilon$	2%
$\delta A/A$	5.6%
Globale	10.2%

TAB. 9.2 – Incertitude relative attendue sur la mesure de la section efficace pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$

analyse est résumée ici.

Pour sélectionner les événements, les critères suivants sont exigés :

- la signature trigger mu20 (un muon d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV) doit être passée ;
- exactement un muon isolé tel que $p_T > 25 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$ doit être présent dans l’événement. Le critère d’isolation utilisé est le suivant : l’énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique autour de la trace du muon doit être inférieure à 5 GeV ;
- \cancel{E}_T doit être supérieure à 25 GeV ;
- la masse transverse du W doit être supérieure à 40 GeV.

Les bruits de fond possibles sont les suivants :

- $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$: un des deux muons n’est pas identifié (produit en dehors de l’acceptance ou ne satisfait pas les conditions d’identification). \cancel{E}_T est mal reconstruite.
- $W \rightarrow \tau\nu$ avec $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$: un muon est produit dans l’état final et les trois neutrinos contribuent à \cancel{E}_T .
- $b\bar{b} \rightarrow \mu X$: malgré la coupure sur \cancel{E}_T , ce bruit de fond est non-négligeable à cause de la section efficace de production très élevée. Le muon produit est bien plus mou que celui du boson W .
- $t\bar{t}$: le quark top se désintègre à 100% en Wb ; un des deux W produits se désintègre semi-leptoniquement en muon-neutrino.

Il est estimé que la contribution de faux muons est négligeable. Les nombres d’événements attendus pour 50 pb^{-1} de données pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond sont donnés dans la Table 9.3. La Figure 9.1 représente la distribution de masse transverse du W (avant la coupure sur celle-ci) pour le signal et les bruits de fond (le bruit de fond $b\bar{b}$ est désigné par “QCD” sur la figure), normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} . Les bruits de fond dominants sont $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \tau\nu$. Ces bruits de fond sont bien connus théoriquement, en particulier leur rapport au signal $W \rightarrow \mu\nu$: ils peuvent être estimés précisément à partir de la simulation. Le bruit de fond $t\bar{t}$ est non négligeable. Dans le canal $W \rightarrow e\nu$, ce bruit de fond a été négligé, par rapport aux autres bruits de fond : pour une sélection plus sévère, il peut également devenir non-négligeable dans le canal $W \rightarrow e\nu$ (c’est un bruit de fond irréductible). Le bruit de fond $b\bar{b}$ est mal connu théoriquement et doit donc être estimé à partir des données. Mais étant donné son faible niveau, la mesure est peu atteinte par l’imprécision

	$W \rightarrow \mu\nu$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$b\bar{b} \rightarrow \mu X$	$t\bar{t}$
Sélection complète	28.03 ± 0.05	0.57 ± 0.01	1.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.24 ± 0.05

TAB. 9.3 – Nombre d’événements attendus ($\times 10^4$) pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$ pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$. Les incertitudes sont uniquement dues aux nombres d’événements simulés.

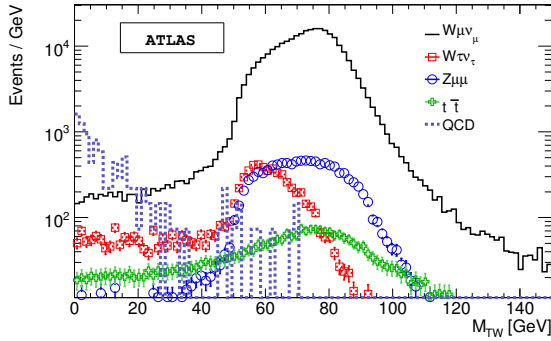


FIG. 9.1 – Distribution de masse transverse du W pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond après sélection complète, normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} dans l'expérience ATLAS [25]

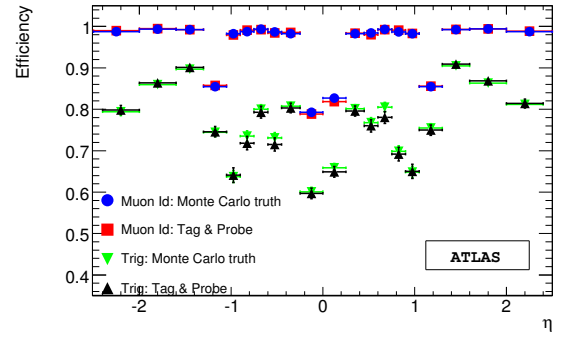


FIG. 9.2 – Efficacités de reconstruction du muon online et offline en fonction de la pseudo-rapidité [25]. Les valeurs mesurées avec la méthode tag-and-probe sont comparées aux valeurs calculées à partir de la vérité Monte-Carlo.

sur son estimation.

Les efficacités de reconstruction online et offline sont mesurées à partir de la méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow \mu\mu$, de manière complètement similaire au canal électron (voir Fig. 9.2). L'incertitude sur l'acceptance est similaire.

La principale différence entre les deux canaux repose donc sur la nature des bruits de fond dominants : le bruit de fond dominant (QCD) dans le canal électron est mal connu théoriquement et doit être déterminé à partir des données, ce qui n'est pas le cas dans le canal muon. Pour cette raison, le canal muon est plus favorable.

9.2.2 Le canal $W \rightarrow e\nu$ dans CMS

Un schéma du détecteur CMS est représenté sur la Figure 2.5. Le détecteur est décrit de manière complète dans la référence [31]. Une analyse de la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron sur données simulées a été récemment publiée [81].

La sélection suivante est appliquée :

- un électron isolé doit être présent au niveau du *High Level Trigger* ;
- un cluster du calorimètre électromagnétique à cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4), associé à une trace dans le détecteur interne, est exigé. Il doit satisfaire les conditions $E_T > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$. Trois critères de qualité sont appliqués : un critère d'isolation de la trace, un critère sur la largeur de la gerbe en η et le rapport de la composante hadronique sur la composante électromagnétique de la gerbe. L'efficacité combinée de reconstruction de l'électron vaut 0.65. Les événements avec deux clusters satisfaisant les conditions précédentes sont rejetés.

Aucune coupure sur \cancel{E}_T n'est appliquée : l'acceptance est donc déterminée seulement à partir de la sélection cinématique et géométrique appliquée à l'électron.

Les bruits de fond sont identiques à ceux présents dans ATLAS (voir Sec. 4.3). La distribution complète de \cancel{E}_T est utilisée pour extraire la contribution du bruit de fond QCD (regroupant les contributions di-jets et $b\bar{b}$, voir Fig. 9.3). La méthode utilisée est la suivante :

- un *template* de \cancel{E}_T pour le bruit de fond QCD est déterminé en inversant le critère d'isolation de l'électron ;
- un *template* pour le signal est obtenu à partir des événements $Z \rightarrow ee$, en enlevant un électron du calcul de \cancel{E}_T (les tours calorimétriques dans un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.1$ autour de l'électron sont exclues). Afin de prendre en compte la différence de cinématique entre les événements, l'impulsion

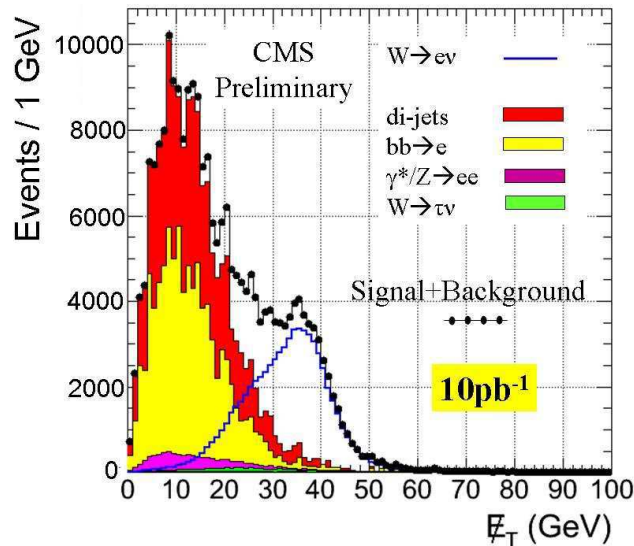


FIG. 9.3 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection, normalisée à une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} dans l'expérience CMS [81]

transverse du boson Z est soustraite puis ajoutée avec la correction M_W/M_Z ;

- un ajustement combiné à partir des deux templates est effectué sur les données pour déterminer les fractions de signal et de bruit de fond.

Une erreur systématique de 5% (sur l'estimation du nombre d'événements de signal) est attendue. Le traitement des bruits de fond électrofaibles, compatible avec cette méthode, n'a pas été étudié.

Il est important de noter que, de manière analogue à l'analyse effectuée dans ATLAS, la sélection de l'électron utilisée est non-optimale : dans les deux cas, les critères d'identification seront optimisés à partir des données et évolueront en fonction du degré de compréhension du détecteur, du niveau de bruit de fond réel et de la quantité de données accumulées. L'incertitude sur les niveaux attendus respectifs du bruit de fond QCD limite la comparaison.

9.2.3 Le canal $W \rightarrow e\nu$ dans CDF

Une description complète du détecteur CDF est présentée dans la référence [71]. Une analyse de la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal électron sur les données du run II du Tevatron¹⁾ a été publiée en 2007 [82].

La sélection suivante est appliquée :

- le trigger est basé sur un électron d'énergie transverse élevée dans la partie centrale définie par $|\eta| < 1.1$;
- un cluster du calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-scintillateur doit satisfaire $E_T > 25 \text{ GeV}$; il doit être associé à une trace dans le détecteur interne ($p_T^{\text{track}} > 10 \text{ GeV}$). Les critères de qualité suivants sont considérés : i) le rapport de la composante hadronique sur la composante électromagnétique de la gerbe ; ii) le rapport E/p de l'énergie du cluster sur l'impulsion de la trace ; iii) deux critères sur le profil latéral de la gerbe ; iv) un critère sur l'association géométrique cluster-trace ; v) un critère d'isolation du cluster. Le critère d'isolation est défini de la manière suivante : l'énergie transverse dans un cône $\Delta R = 0.4$ autour du cluster doit être inférieure à 10% de l'énergie transverse du cluster. Les événements avec deux clusters satisfaisant les conditions précédentes sont rejetés ;
- \cancel{E}_T doit être supérieure à 25 GeV.

¹⁾L'expérience D0 n'a pas publié de résultats sur cette mesure pour le run II.

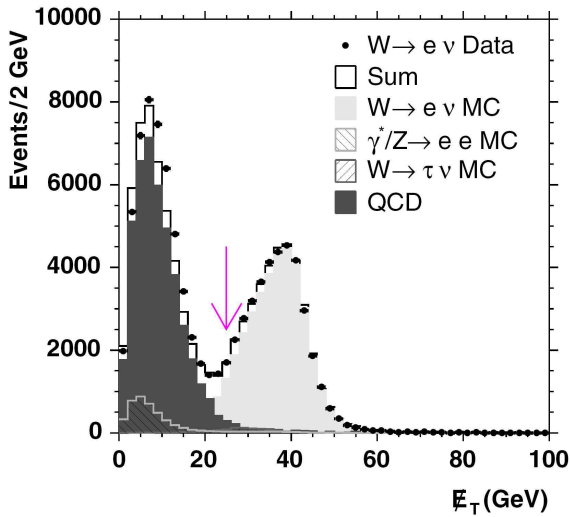


FIG. 9.4 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection, pour une luminosité intégrée de 72 pb^{-1} dans l'expérience CDF [71]

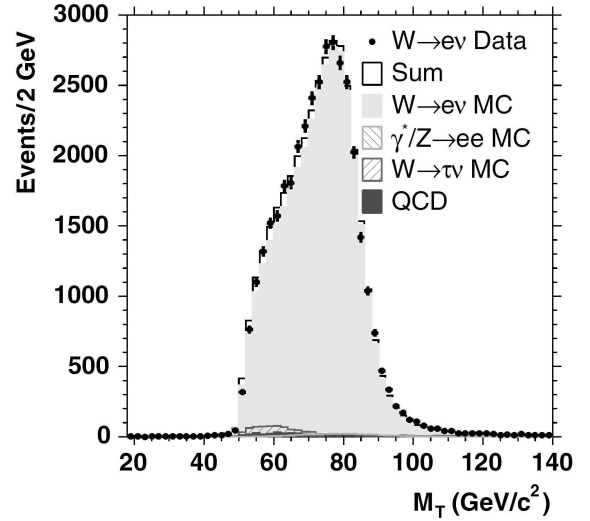


FIG. 9.5 – Distribution de masse transverse du W pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection complète, pour une luminosité intégrée de 72 pb^{-1} dans l'expérience CDF [71]

Les distributions de E_T (avant la coupure sur celle-ci) et de masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond sont représentées respectivement sur les Figures 9.4 et 9.5. Le niveau du bruit de fond QCD dans la région du signal est de 2% ; il est déterminé avec une précision de 50%, en utilisant la méthode de la matrice appliquée à l'énergie transverse manquante et à l'isolation de l'électron. Le rapport signal sur bruit (dû aux jets) est dix fois plus défavorable au LHC ; les performances du détecteur ATLAS supérieures pour la réjection électron-jet devraient cependant permettre de réduire le bruit de fond QCD à un niveau similaire. L'efficacité combinée de reconstruction de l'électron vaut 0.749, l'incertitude relative est de 1.2%. La statistique accumulée permet de réduire cette incertitude (dans ATLAS, une incertitude de 0.4% est attendue pour 1 fb^{-1} [25]). L'incertitude systématique globale est dominée par l'incertitude sur l'acceptance : 1.8%. La valeur obtenue dans l'analyse présentée dans cette thèse est plus élevée (5.6%) : elle ne tient pas compte de l'utilisation des données qui permettent d'optimiser les paramètres des générateurs pour obtenir un excellent accord données-simulation et de réduire ainsi l'incertitude.

Le résultat final, obtenu pour 72 pb^{-1} de données, est :

$$\sigma = 2780 \pm 14(\text{stat.}) \pm 63(\text{syst.}) \pm 166(\text{lumi.}) \text{ pb}$$

soit une incertitude relative :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.5\%(\text{stat.}) \pm 2.3\%(\text{syst.}) \pm 6.0\%(\text{lumi.})$$

9.3 Perspectives pour 2009-2010

Au jour d'écriture de ces lignes, le planning du LHC est basé sur l'hypothèse d'un long run de physique à partir de Novembre 2009 (précédé d'un court run à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV) : le run pourrait durer une année (sans shutdown hivernal) et permettre de collecter jusqu'à 200 pb^{-1} de données de collisions à une énergie dans le centre de masse de 10 TeV [83].

Des données simulées à 10 TeV sont actuellement en cours de production. Dans cette section, seul le

	14 TeV		10 TeV	
	σ (nb)	S/B	σ (nb)	S/B
$W \rightarrow e\nu$ (MC@NLO)	20103	-	13926	-
QCD (PYTHIA)	$2.1 \cdot 10^8$	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^8$	$13.5 \cdot 10^{-5}$

TAB. 9.4 – Sections efficaces pour le signal et le bruit de fond QCD à 14 TeV et 10 TeV

rapport initial signal sur bruit (pour le bruit de fond QCD, avant sélection) est estimé au niveau générateur (voir Tab. 9.4). La section efficace pour le bruit de fond QCD est donnée après application du filtre au niveau générateur simulant la sélection appliquée au trigger L1 pour les objets électromagnétiques (voir Sec. 4.4). Comme attendu, le rapport S/B semble plus favorable à 10 TeV ($\sim +30\%$). Ce résultat doit être vérifié au niveau reconstruit après sélection ; l'analyse complète à 10 TeV sera effectuée d'ici le démarrage.

Conclusion partie II

Dans cette partie, le potentiel d'ATLAS pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron a été étudié. Les méthodes développées ont permis de montrer qu'une précision de 10% sur la mesure devrait être accessible dès la première phase de l'expérience, au cours de laquelle la compréhension du détecteur et de la physique du LHC sera incomplète. L'essentiel des résultats présentés a été publié [25] ; ils ont également été présentés à la conférence QCD08 (l'article correspondant des proceedings [84] est joint en annexe). Il a été mis en évidence que le contrôle du bruit de fond QCD à partir des données et l'incertitude théorique sur l'acceptance étaient les deux éléments déterminant la précision de la mesure. Ces deux sujets ont été approfondis au-delà des résultats publiés. Ils sont actuellement réétudiés dans le cas de collisions à 10 TeV.

Troisième partie

Alignement en temps des calorimètres à argon liquide

Chapitre 10

Le système d'acquisition des calorimètres à argon liquide

L'objet d'étude de la troisième partie de cette thèse est l'alignement en temps des près de 200.00 canaux de lecture des calorimètres à argon liquide, étape indispensable pour atteindre un fonctionnement optimal du détecteur. Ce chapitre décrit les différents éléments de la chaîne d'acquisition des calorimètres, depuis les cellules de détection jusqu'au système contrôlant les signaux de commande du LHC. Le câblage des canaux de lecture est détaillé et étudié à travers une analyse de données d'étalonnage. L'importance de l'alignement en temps des signaux de physique pour une reconstruction optimale de l'énergie est finalement mise en évidence.

10.1 La chaîne d'électronique

Les calorimètres à argon liquide (LAr) ont été décrits dans le chapitre 3. Les notations EMB et EMEC seront utilisées pour désigner le calorimètre électromagnétique tonneau (*Barrel*) et bouchon (*End-cap*).

Un schéma-bloc de la chaîne d'électronique complète est représenté sur la Figure 10.1. Pour les quatre calorimètres (EMB, EMEC, HEC et FCal), le courant dans l'électrode, dû aux électrons d'ionisation, est un signal de forme triangulaire. Les électrodes sont regroupées sur des cartes sommatriques pour former des canaux de lecture¹⁾. Plusieurs cartes sommatriques sont connectées sur une même carte mère ; pour l'EMB et l'EMEC, une carte mère couvre une zone $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.2 \times 0.2$. Pour un canal, le signal est transmis depuis la carte mère jusqu'à une carte *front-end* (FEB pour *Front-End Board*). Cette carte est située dans un châssis front-end en dehors du cryostat : le signal se propage dans des câbles passant par des traversées étanches (FTs pour *FeedThroughs*). Deux FTs sont regroupés par châssis. Un FT rassemble 14 FEBs pour le tonneau et jusqu'à 15 FEBs pour le bouchon. Les châssis du tonneau sont tous identiques. Les châssis des bouchons sont principalement de deux types : les châssis standard (STD), regroupant des FEBs de l'EMEC, et les châssis spéciaux (SPEC), regroupant des FEBs de l'EMEC et des FEBs du HEC. Le FCal occupe un dernier châssis dans chaque bouchon. Une FEB est identifiée par sa position dans chaque demi-châssis (correspondant à un FT), appelée *slot*. Une FEB regroupe 128 canaux d'un même compartiment d'un calorimètre.

Le signal brut arrivant à la FEB est un courant triangulaire. En négligeant le temps de montée (~ 1 ns), ce courant s'écrit :

$$I(t) = \frac{Q_0}{\tau_D} \left(1 - \frac{t}{\tau_D}\right)$$

où Q_0 est la charge d'ionisation du canal et τ_D est le temps de dérive. L'amplitude du courant est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule ionisante et dépend de la fraction d'échantillonnage (p.ex. le facteur de proportionnalité est $2.6 \mu\text{A}/\text{GeV}$ pour l'EMC). Ce signal est d'abord amplifié par un préamplificateur, puis divisé et amplifié avec trois gains différents (dans des rapports 1, ~ 10 et ~ 100). Les trois signaux sont mis

¹⁾La granularité des canaux de lecture des quatre calorimètres est donnée dans le chapitre 3.

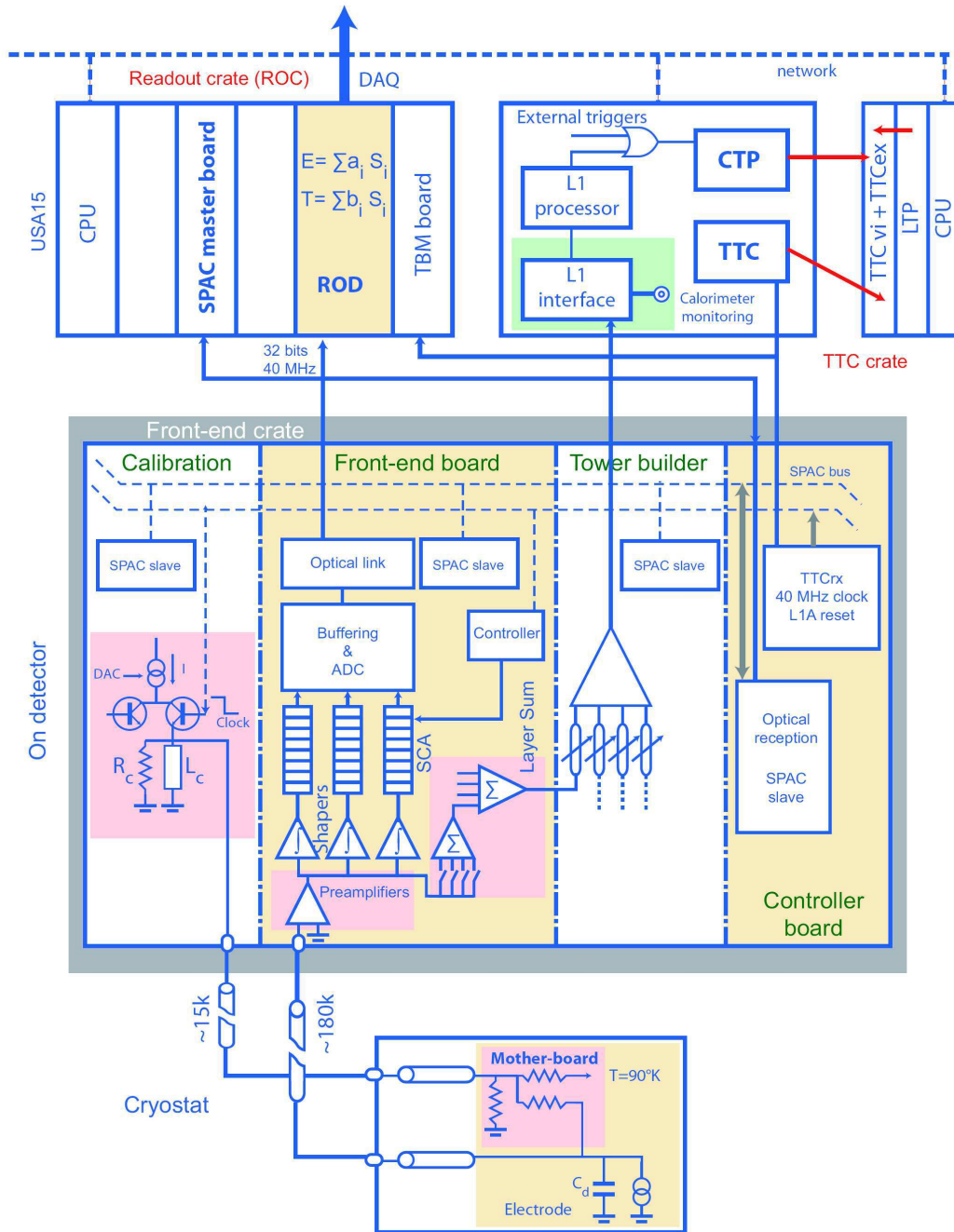


FIG. 10.1 – Schéma-bloc de la chaîne d'électronique complète [54]. Les éléments décrits dans cette section sont principalement, de bas en haut sur le schéma, le canal de lecture, la carte-mère, le cryostat, la carte front-end et le châssis de lecture.

en forme par un filtre $CR - RC^2$. Les signaux mis en forme sont échantillonnés à 40 MHz et les amplitudes des échantillons sont stockées dans trois *pipelines* analogiques, constitués chacun de 144 condensateurs. Les signaux bruts et échantillonnés sont représentés sur la Figure 10.2. Les amplitudes sont stockées durant la latence du trigger L1. Pour les événements acceptés par le L1, les cinq échantillons correspondant au gain optimal (gain évitant la saturation et correspondant au meilleur rapport signal sur bruit) sont numérisés et

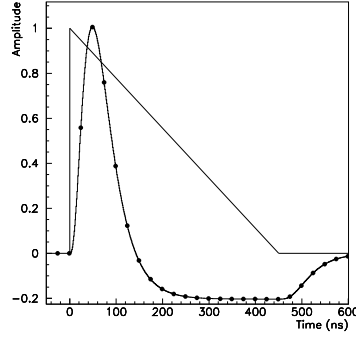


FIG. 10.2 – Distributions de l’amplitude en fonction du temps pour le signal d’ionisation avant et après mise en forme [54]. Les points d’échantillonnage toutes les 25 ns sont représentés sur le signal mis en forme.

transmis par fibre optique jusqu’au châssis de lecture, situé dans la salle de comptage (USA15). Les amplitudes numérisées sont utilisées pour reconstruire à la fois l’amplitude (A) et le temps d’arrivée (τ) de la particule par la méthode de filtrage optimal, décrite dans la référence [85] :

$$A = \sum_{i=1}^n a_i(s_i - p), \quad \tau = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n b_i(s_i - p)$$

où s_i est l’amplitude du i^e échantillon, p est le piédestal, les a_i et les b_i sont les coefficients de filtrage optimal (OFCs), respectivement en énergie et en temps. Les OFCs sont déterminés pour minimiser le bruit total (électronique et empilement), à partir de la méthode des multiplicateurs de Lagrange. La détermination des valeurs des OFCs nécessite la connaissance de la forme du signal en sortie du filtre (forme prédite ou mesurée), de sa dérivée et de la matrice d’autocorrélation du bruit. L’amplitude et le temps calculés (ainsi qu’un facteur de qualité) sont transmis vers le L2 trigger.

Sur chaque FEB, une puce TTCRx [86] (*Timing Trigger and Control Receiver*) permet d’ajuster la commande d’échantillonnage donnée par l’horloge du LHC avec la phase réelle du signal : le TTCRx peut retarder la commande par pas de 25 ns (délai grossier) et de 0.104 ns (délai fin).

10.2 Le système Trigger, Timing and Control

Le système *Trigger, Timing and Control* (TTC) du LHC joue le rôle de référence en temps pour toutes les expériences du LHC : il distribue des signaux de commande et de contrôle à l’électronique d’acquisition des différents sous-détecteurs, dans les châssis front-end et de lecture. Ces signaux incluent la décision du L1 trigger (L1A pour *L1 Accept*), le type de trigger, le *Bunch Counter Reset*, le *Bunch Counter Identifier* et l’*Event Counter Reset*. Toutes les commandes sont encodées sur l’horloge du LHC, ce qui permet un fonctionnement synchrone des sous-détecteurs.

Le système argon liquide contient six branches indépendantes, appelées partitions. Les partitions peuvent être opérées simultanément ou individuellement. Elles sont regroupées par paire dans trois châssis situés dans USA15 : EMB A/C, EMEC A/C et HEC-FCal A/C. Un quatrième châssis contrôle le mode d’opération des partitions LAr. Il permet notamment le routage des signaux de l’ATLAS Central Trigger Processor (CTP), qui est l’interface centrale entre ATLAS et le LHC. Un schéma du câblage des quatre châssis est représenté sur la Figure 10.3. Le câblage de cette partie du système d’acquisition introduit des délais relatifs entre les partitions et sa prise en compte est donc nécessaire pour aligner en temps les canaux de lecture. Le système TTC utilise quatre types de module VME :

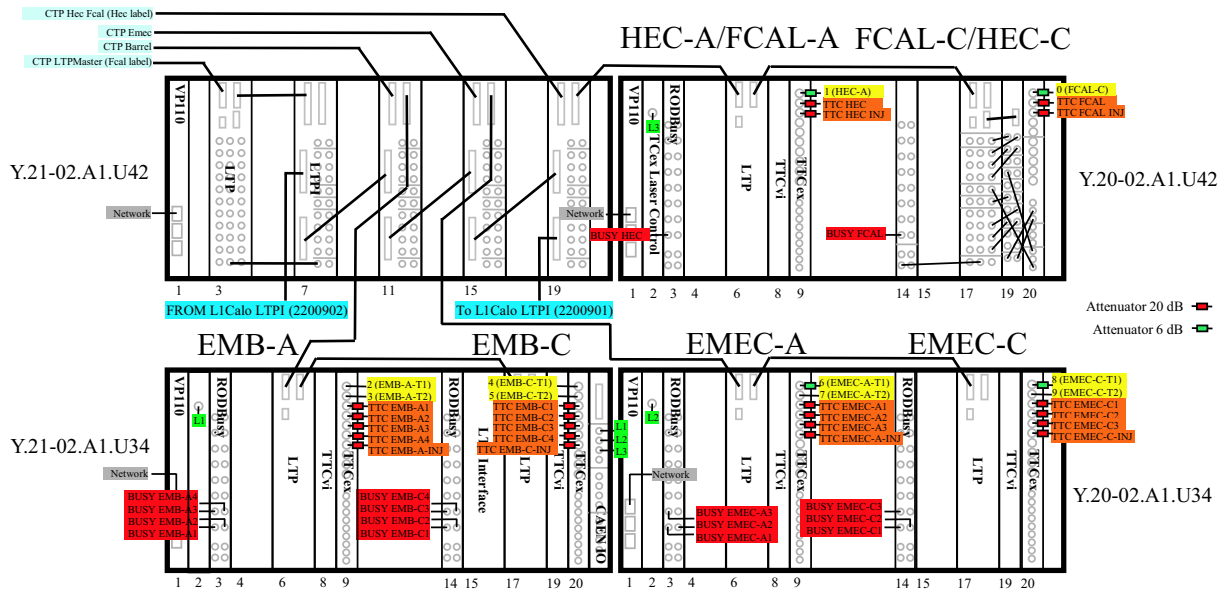


FIG. 10.3 – Schéma des quatre châssis du système TTC contrôlant les partitions LAr [87]

The Local Trigger Processor Interface module (LTPI) [88] Ce module a principalement le rôle d'interface entre l'ATLAS CTP et les différentes partitions. Quatre LTPIs sont situés dans le quatrième châssis (un connecté à chaque paire de partitions et un supplémentaire pour un fonctionnement en mode autonome, sans le CTP).

The Local Trigger Processor (LTP) module [89] Ce module contrôle chaque partition. Le LTP de la partition A reçoit les signaux du LTPI correspondant et peut les transmettre au LTP de la partition C. Un LTP supplémentaire est situé dans le quatrième châssis et permet de faire fonctionner toutes les partitions sans le CTP.

TTCvi module [90] Ce module reçoit les signaux d'un LTP et les encode sur deux canaux synchronisés avec l'horloge du LHC (les deux canaux correspondent aux demi-périodes du signal de l'horloge). Il peut également générer des signaux de commande de manière autonome.

TTCex module [91] Le TTCex reçoit le L1A sur un canal et les signaux de commande sur le second canal. Ces signaux sont codés en signaux optiques par un ensemble de huit lasers. Les signaux optiques passent par un diviseur puis sont envoyés aux châssis front-end et ROD par fibre optique. La longueur des fibres optiques diffère d'un châssis front-end à l'autre [92]. Deux fibres sont utilisées par châssis, sauf pour les châssis spéciaux des bouchons (3 fibres).

Le système TTC peut fonctionner principalement en mode physique ou en mode étalonnage (quelques autres modes sont possibles pour des études spécifiques).

Mode physique Le CTP envoie les signaux aux LTPIs contrôlant chaque paire de partitions. D'un LTPI, le signal est envoyé vers le LTP de la partition A ; de ce LTP, un câble transmet le signal au LTP de la partition B dans le même châssis. A partir du LTPI, un signal suit le chemin :

LTPI → LTP A(→ LTP C) → TTCVi → TTCex → optical splitter → optical fiber → controller board → FEB

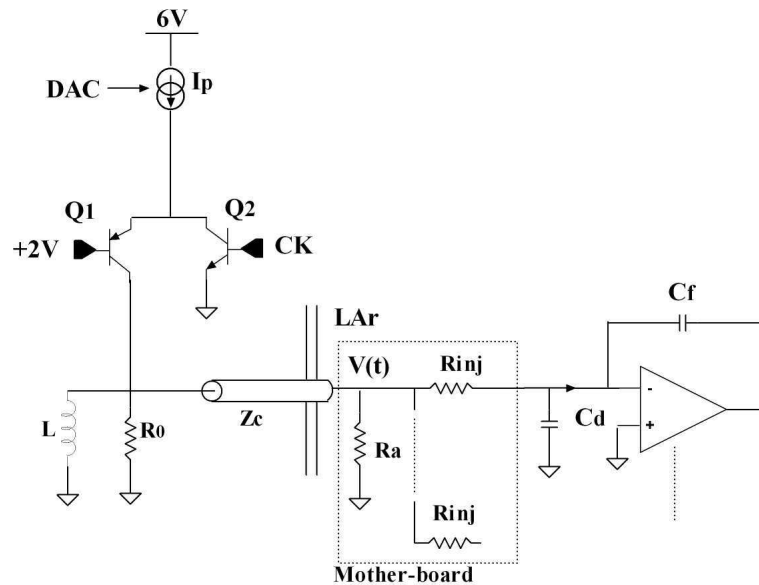


FIG. 10.4 – Schéma du système d'étalonnage des calorimètres LAr [93]

Du LTPI à une carte front-end donnée, plus le temps de propagation est long, plus le signal mis en forme sera échantillonné tard : les différences entre FEBs seront compensées par l'ajustement des délais des puces TTCRx au niveau des FEBs.

Mode étalonnage Le LTP d'une partition envoie une commande (appelée BGo-2) qui déclenche au niveau du TTCVi l'envoi d'une commande d'étalonnage. La réception de cette commande par la carte d'étalonnage déclenche l'injection du courant d'étalonnage (voir Fig. 10.1). Après un délai programmable (appelé inhibit delay), le TTCvi génère un L1A qui déclenche ensuite la numérisation. La commande d'étalonnage et le L1A suivent le même chemin : le système d'étalonnage n'est donc pas affecté par les différences de temps de propagation du CTP au châssis front-end.

10.3 Le système d'étalonnage

Le but principal du système d'étalonnage est de mesurer précisément le gain électronique par canal et de contrôler sa stabilité dans le temps. L'uniformité en énergie requise pour l'EMC impose des contraintes fortes sur les performances des cartes d'étalonnage. Le système d'étalonnage permet également d'étudier la réponse en temps des calorimètres.

Le principe de l'étalonnage des calorimètres LAr est d'injecter un courant aussi semblable que possible au courant d'ionisation triangulaire. Un schéma du système complet d'étalonnage est représenté sur la Figure 10.4. Un pulse de tension est généré dans la carte d'étalonnage, située dans le châssis front-end. Ce pulse est généré à partir d'un courant continu I_p en utilisant une inductance L . L'amplitude du signal est fixée par une puce *Digital-to-Analog Converter* (DAC). La tension aux bornes de l'inductance lors de sa décharge est une exponentielle décroissante : $V(t) = -R_0 I_p e^{-t/\tau}$ avec $\tau = R_0/2L$. Le courant de décharge est transmis par un câble adapté en impédance ($Z_C = R_0$) jusqu'à la carte-mère et appliqué à l'électrode via une résistance d'injection R_{inj} . Le signal suit ensuite la chaîne d'acquisition décrite dans la section 10.1.

128 cartes d'étalonnage sont utilisées pour l'étalonnage de tous les canaux du système LAr. Une carte possède 128 lignes qui distribuent simultanément le signal à un nombre de canaux variant de 4 à 32 (en fonction du calorimètre et du compartiment). Trois types de runs sont utilisés :

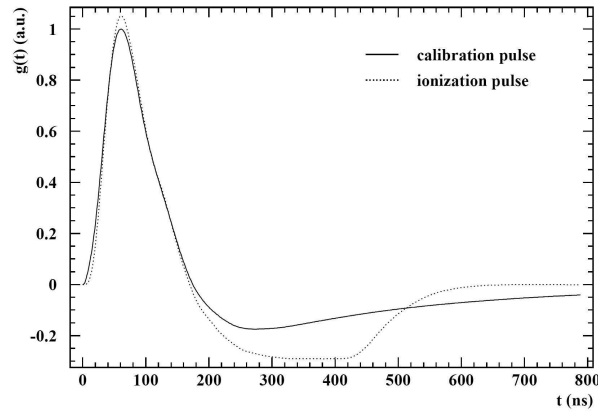


FIG. 10.5 – Pulse d'étalonnage et prédiction du pulse d'ionisation, après mise en forme [94]

- piédestal : ce type de runs est utilisé pour extraire le niveau zéro de la chaîne d'électronique, le bruit moyen et la matrice d'autocorrélation du bruit. Aucun signal n'est envoyé (toutes les voies d'étalonnage sont éteintes) ;
- délai : ce type de runs permet de mesurer la forme complète du pulse d'étalonnage et ainsi de prédire le pulse de physique à partir de modèles électriques [94, 95]. Des puces délai (huit par carte) sont utilisées pour ajuster la phase entre le signal d'étalonnage et la commande d'échantillonnage toutes les 25 ns. En ajustant cette phase par pas de 1 ns pour des pulses successifs, il est ainsi possible de reconstruire artificiellement la forme complète du pulse ;
- rampe : ce type de runs a pour but de mesurer le gain de la chaîne d'électronique par canal. Des valeurs de DAC croissantes sont imposées et la réponse est mesurée pour les trois gains d'amplification.

Les pulses d'étalonnage et de physique diffèrent légèrement pour deux raisons : i) le courant d'ionisation est triangulaire alors que le courant d'étalonnage est exponentiel ; ii) le courant d'ionisation est généré à l'intérieur du détecteur alors que le signal d'étalonnage traverse une inductance supplémentaire avant d'atteindre l'électrode (inductance due à la connection carte sommatrice-électrode). Un pulse de délai et le pulse correspondant de physique prédit, après mise en forme, sont représentés sur la Figure 10.5. Les pulses prédits ont été comparés avec les pulses d'électrons mesurés lors des tests en faisceau : l'amplitude des résidus est inférieure à 1 – 2%.

10.4 Câblage des canaux de lecture

Au LHC, les collisions ont lieu toutes les 25 ns. Les dimensions du détecteur nécessitent des câbles de longueur pouvant aller jusqu'à 15 m : cela correspond à un temps de propagation d'environ 75 ns, soit trois intervalles de croisement des faisceaux. La synchronisation des différents sous-détecteurs requiert une compréhension précise du câblage.

10.4.1 Les différents câbles

Les connections entre les différents câbles utilisés au cours de la propagation du signal de physique sont schématisées sur la Figure 10.6 ; ce schéma de propagation est identique pour tous les calorimètres LAr. Depuis la carte-mère, le signal se propage successivement dans le câble signal (ou câble froid), le câble pigtail, le câble vide et le câble chaud jusqu'à la carte front-end. Tous les câbles vides et chauds sont identiques [97] : ils n'introduisent donc aucun délai relatif entre les canaux. Ces câbles ne seront pas pris en compte dans la suite. De manière symétrique, le signal d'étalonnage se propage successivement depuis la carte d'étalonnage dans le

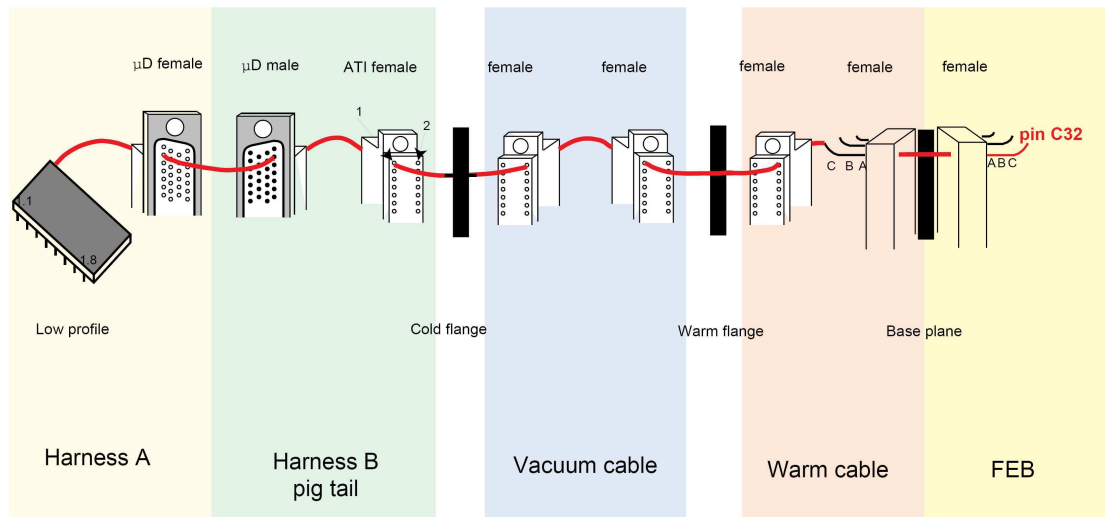


FIG. 10.6 – Connexions électriques entre les différents câbles utilisés depuis la carte-mère jusqu’à la carte front-end [96]

câble chaud, le câble vide, le câble pigtail et le câble d’étalonnage jusqu’à la carte-mère.

Pour l’EMB et le HEC, les longueurs des câbles d’étalonnage ont été ajustées pour égaliser le timing relatif entre les pulses d’étalonnage et de physique sur toute la couverture en η [98]. Mais les longueurs des câbles signal n’ont pas été ajustées pour compenser les différences de temps de vol (pour des raisons de simplicité de production et de montage). Ces deux propriétés sont illustrées sur les Figures 10.7 et 10.8 pour une FEB du compartiment milieu d’un module de l’EMB. Pour l’EMEC, la faible dispersion des temps de vol a permis d’utiliser la même longueur pour tous les câbles d’étalonnage. Pour le FCal, le signal d’étalonnage ne se propage pas jusqu’à l’électrode mais est directement transmis à l’entrée de la FEB [99].

10.4.2 Effets de câblage

Le câblage des cartes front-end et d’étalonnage introduit des délais relatifs entre les canaux d’une même carte. L’effet du câblage d’une carte front-end est représenté sur la Figure 10.9. La structure en “V inversé” observée est aussi présente pour les signaux de physique et ne devra donc pas être corrigée pour la prédiction du temps des pulses de physique à partir des pulses d’étalonnage. L’effet du câblage d’une carte d’étalonnage est représenté sur la Figure 10.10. Cet effet a été mesuré sur des bancs de test : la structure observée est identique sur toutes les cartes et explicable à partir de la distribution des voies d’étalonnage. Cette structure devra être corrigée pour la prédiction, puisque les signaux de physique ne sont pas affectés.

10.4.3 Analyse des runs de délai

Les runs de délai permettent de reconstruire le pulse complet d’étalonnage. Ils permettent de tester notre compréhension des chaînes d’étalonnage et de lecture. Seules des données de l’EMB ont été complètement analysées ; pour les autres partitions, les ordres de grandeur ont été vérifiés et un accord avec la prédiction satisfaisant (< 5 ns) a été obtenu.

Le temps du pic d’un pulse d’étalonnage mesuré dans un run de délai dépend du couple de valeurs inhibit delay - latence, du temps de propagation dans les câbles, de la capacité du canal et du temps caractéristique de mise en forme. Le temps de début du pulse est indépendant de la forme du pulse : pour un même couple de valeurs inhibit delay - latence, la différence de temps de début du pulse entre deux canaux est donc directement liée à la différence de temps de propagation dans les câbles. Le temps de début est un paramètre difficile à

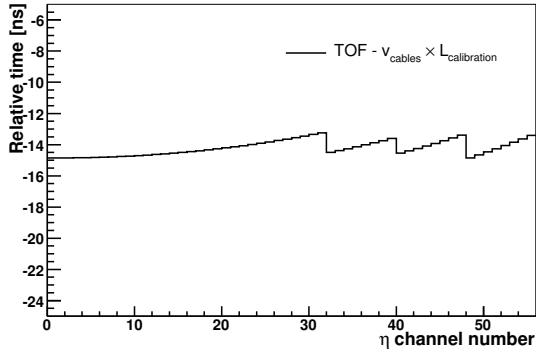


FIG. 10.7 – Différence de temps relative entre l'étalonnage et la physique pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

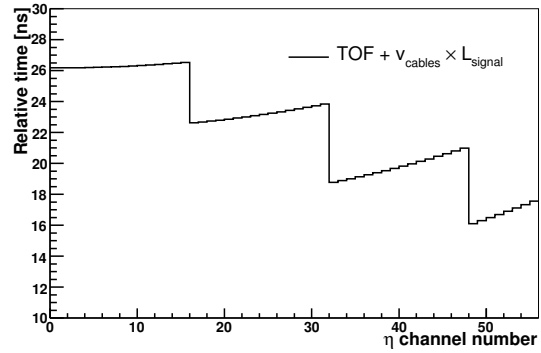


FIG. 10.8 – Non-compensation des différences de temps-de-voil pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

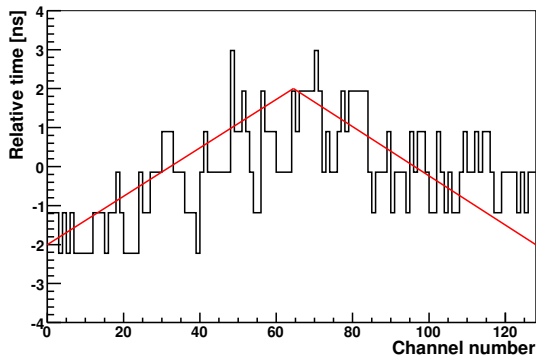


FIG. 10.9 – Différence de temps entre les canaux d'une même FEB, mesurée dans un run de délai pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

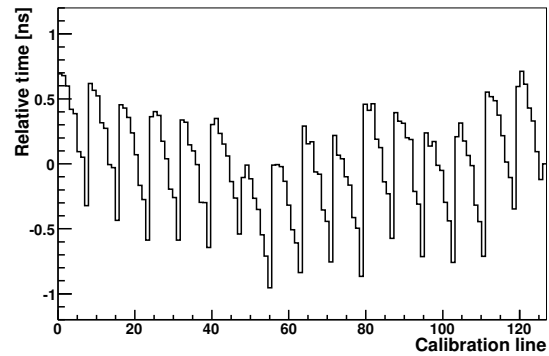


FIG. 10.10 – Différence de temps de sortie des signaux d'une carte d'étalonnage, mesurée sur un banc de test

déterminer : il est défini ici comme le temps où l'amplitude du signal passe au-delà de trois déviations standard du niveau de bruit dans le front montant. Les câbles d'étalonnage ont une impédance caractéristique de 50 Ω. Les câbles signal du compartiment avant ont une impédance caractéristique de 50 Ω, les câbles signal des compartiments milieu et arrière ont une impédance caractéristique de 25 Ω. Les câbles pigtail sont adaptés en impédance. Les vitesses de propagation du signal dans les câbles 25 Ω et 50 Ω ont été mesurées à froid : $v(50 \Omega) = 5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$, $v(25 \Omega) = 6.0 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$. Le temps de début du pulse peut être calculé par canal, à une constante près commune à toutes les FEBs de l'EMB, de la manière suivante :

$$T_0 = L_{calib} \times v_{calib} + L_{signal} \times v_{signal}$$

où L_{calib} et L_{signal} sont les longueurs des lignes d'étalonnage et de signal, v_{calib} et v_{signal} sont les vitesses de propagation correspondantes. Sur la Figure 10.11 sont représentées les distributions de T_0 mesurée et attendue pour les canaux d'un FT de l'EMB : les 8 FEBs du compartiment avant sont d'abord représentées, puis les 2 FEBs du compartiment arrière et enfin les 4 FEBs du compartiment milieu. L'accord général est à un niveau de 2-3 ns. La structure en V inversé est observable sur toutes les FEBs.

La bonne compréhension de la propagation des signaux d'étalonnage pour l'EMB a conduit à développer une méthode de prédiction des temps des pulses de physique, basée sur les runs d'étalonnage (voir Chap. 11).

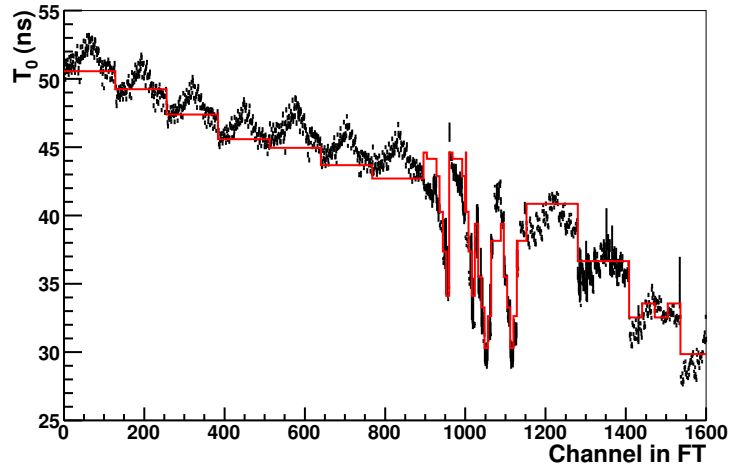


FIG. 10.11 – T_0 mesuré lors de runs de délai. Le temps attendu à partir des longueurs de câble est représenté en trait continu.

10.5 Rôle de l'alignement en temps

L'alignement en temps des canaux de lecture des calorimètres LAr est indispensable pour atteindre les performances nominales sur la reconstruction de l'énergie.

Choix du gain La gamme d'énergie couverte par les calorimètres s'étend de 50 MeV à 3 TeV (recherche d'un boson lourd Z'). Un système à trois gains d'amplification a été choisi pour optimiser le rapport signal/bruit sur toute la gamme. Pour le gain moyen, le signal de sortie est numérisé sur 12 bits. Le gain optimal est choisi à partir du nombre de coups d'ADC (*Analog-to-Digital Converter*) du 3^e échantillon (correspondant à un temps de 75 ns) : si le 3^e échantillon est loin du pic du signal, alors un gain non optimal peut être choisi. Les seuils définissant le passage d'un gain à l'autre sont fixés par FEB : huit couples de seuils bas et haut sont ajustables par FEB (soit huit couples de valeurs pour 128 canaux).

Phase des OFCs L'énergie déposée dans une cellule est reconstruite online par l'algorithme de filtrage optimal en utilisant cinq échantillons et un unique jeu d'OFCs. Par défaut, les OFCs supposent que le 3^e échantillon correspond au pic du pulse. Pour un décalage en temps de ~ 5 ns par rapport au pic, l'erreur sur l'énergie reconstruite est de -0.5% . Si le 3^e échantillon ne correspond pas au pic du pulse, alors un jeu d'OFCs avec une phase différente doit être utilisé pour reconstruire l'énergie de manière non biaisée²⁾. L'influence du bruit est cependant minimale pour un pulse échantillonné au pic.

L'alignement en temps des canaux des calorimètre LAr pour les collisions se fait à deux niveaux :

- les délais des puces TTCRx doivent être ajustés de manière à échantillonner en moyenne les 128 canaux d'une FEB au pic ;
- un jeu d'OFCs avec la phase correcte doit être choisi par canal : ce jeu est utilisé pour la reconstructions online (envoi vers le L2 trigger) de l'énergie.

Ces ajustements pourront être faits en utilisant le calcul du temps par la méthode de filtrage optimal avec les premières données de collisions (quelques événements par canal sont suffisants). Cependant, afin de simplifier la mise en route des calorimètres, il a été décidé d'effectuer un premier ajustement en amont des délais des

²⁾Par exemple, lors du test en faisceau de l'EMC, des jeux d'OFCs ont été calculés par pas de 1 ns.

FEBs : ceux-ci peuvent en effet être estimés à partir des runs de délai ou des événements enregistrés avec le premier faisceau du LHC. Le calcul de ces délais fait l'objet du chapitre 11 : l'objectif est de calculer des délais par FEB permettant d'atteindre un alignement à 2-3 ns près de toutes les cellules des calorimètres LAr.

Chapitre 11

Calcul de délais pour la physique avec le premier faisceau du LHC

Ce chapitre est consacré au calcul des délais nécessaires pour aligner en temps les calorimètres à argon liquide. Une méthode de prédiction est développée et utilisée pour analyser les données enregistrées avec le premier faisceau du LHC en septembre 2008. Les délais extraits de ces données seront utilisés au démarrage de l'expérience.

11.1 Prédiction par canal du temps pour la physique

11.1.1 Principe de la méthode

Les données d'étalonnage permettent de mesurer la propagation des signaux dans le système d'acquisition. A partir de runs de délai et de la connaissance de la chaîne de lecture, le temps d'un pulse de physique en mode collisions peut être prédit, à une constante près commune à tous les canaux. Par canal, ce temps relatif t_{phys} s'exprime de la manière suivante :

$$t_{\text{phys}} = t_{\text{calib}} - L_{\text{calib}} \times v_{\text{calib}} + TOF + \Delta TTC$$

où :

- t_{calib} est le temps au pic du signal d'étalonnage mesuré dans des runs de délai ;
- L_{calib} et v_{calib} sont respectivement la longueur du câble d'étalonnage et la vitesse de propagation dans le câble d'étalonnage ($v_{\text{calib}} = 5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$) ;
- TOF est le temps de vol depuis le point d'interaction ;
- ΔTTC est une constante par FEB, due au câblage du système de déclenchement.

Dans le cas du FCal, le système d'étalonnage utilisé conduit à une autre formule : le terme de propagation dans le câble d'étalonnage est remplacé par un terme de propagation dans le câble signal. Afin de pouvoir comparer les temps des différents canaux, les runs de délai doivent être pris avec des valeurs d'inhibit delay et de latence identiques pour toutes les partitions¹⁾. Les différences de forme des pulses d'étalonnage et de physique et de point d'injection sont négligées dans cette méthode. L'effet dû au câblage de la carte d'étalonnage n'est également pas pris en compte : étant donné l'amplitude des variations et la précision recherchée ($\sim 1 \text{ ns}$), il a été décidé de ne pas corriger cet effet.

Les longueurs des câbles d'étalonnage utilisées sont données en annexe C. Les autres termes contribuant à la prédiction sont détaillés dans la suite.

¹⁾Les runs utilisés ont été pris avec un couple de valeurs 141-92.