

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.

11.1.2 Temps de vol

Pour calculer le temps de vol pour un canal donné, un point d'arrivée doit être défini, correspondant au temps de début du pulse de physique (le point de départ est fixé au centre du détecteur). L'exigence ici est d'avoir une définition cohérente avec la précision recherchée pour tous les calorimètres. Pour les calorimètres électromagnétiques, le choix a été fait d'utiliser la profondeur effective de la gerbe dans chaque compartiment : cette profondeur (r pour le tonneau, z pour les bouchons) a été déterminée en fonction de η à partir de la simulation complète d'événements avec un photon de 100 GeV venant du point d'interaction et interagissant avec le calorimètre électromagnétique. Une étude semblable n'a pas été effectuée pour le HEC et le FCal : pour ces calorimètres, le point d'arrivée pour le calcul de la distance en z à partir du vertex est défini comme le milieu en profondeur de chaque compartiment. Pour le HEC, les positions suivantes (correspondant aux quatre compartiments longitudinaux) ont été utilisées :

$$z_1 = 4.398 \text{ m}, z_2 = 4.806 \text{ m}, z_3 = 5.359 \text{ m}, z_4 = 5.840 \text{ m}$$

Pour le FCal, les positions suivantes (correspondant aux trois compartiments longitudinaux) ont été utilisées :

$$z_1 = 4.916 \text{ m}, z_2 = 5.366 \text{ m}, z_3 = 5.816 \text{ m}$$

En utilisant ces hypothèses, le temps est directement calculé à partir de la position en η du canal :

- pour le tonneau :

$$TOF(\eta, \text{compartiment}) = \frac{r(\eta, \text{compartiment})}{c \cosh \eta}$$

- pour le bouchon :

$$TOF(\eta, \text{compartiment}) = \frac{z(\eta, \text{compartiment})}{c \tanh \eta}$$

où c est la vitesse de la lumière. Le temps de vol varie de ~ 5 ns (pour un canal du pré-échantillonneur à $\eta \sim 0$) à ~ 19 ns (pour un canal du dernier compartiment du HEC).

11.1.3 Correction TTC

Deux termes contribuent à cette correction, due au câblage des différentes partitions (voir Sec. 10.2). Schématiquement, elle s'écrit :

$$\Delta TTC = (LTP_{\max} - LTP) + (L_{\max} - L)$$

où LTP est le temps de propagation du CTP au LTP de la partition à laquelle appartient le canal et L est le temps de propagation dans la fibre optique jusqu'au châssis front-end correspondant au canal. Les différences sont calculées par rapport aux lignes les plus longues.

Le terme $LTP_{\max} - LTP$ possède deux contributions : le câble LTPI→LTP est plus long (30 cm) pour la paire de partitions EMECA-EMECC et les partitions C reçoivent les signaux de commande de la partition A correspondante par un câble LTP→LTP de 65 cm. Une vitesse de propagation de 5.5 ns.m^{-1} est utilisée pour calculer les délais correspondants.

Le terme $L_{\max} - L$ est donné pour toutes les fibres en annexe D. Le temps de propagation dans les fibres des bouchons est ~ 80 ns plus long que dans celles du tonneau ; la dispersion à l'intérieur de chacun des deux groupes de fibres est ~ 5 ns.

L'application de cette correction est équivalente à synchroniser les commandes de déclenchement au niveau des châssis front-end.

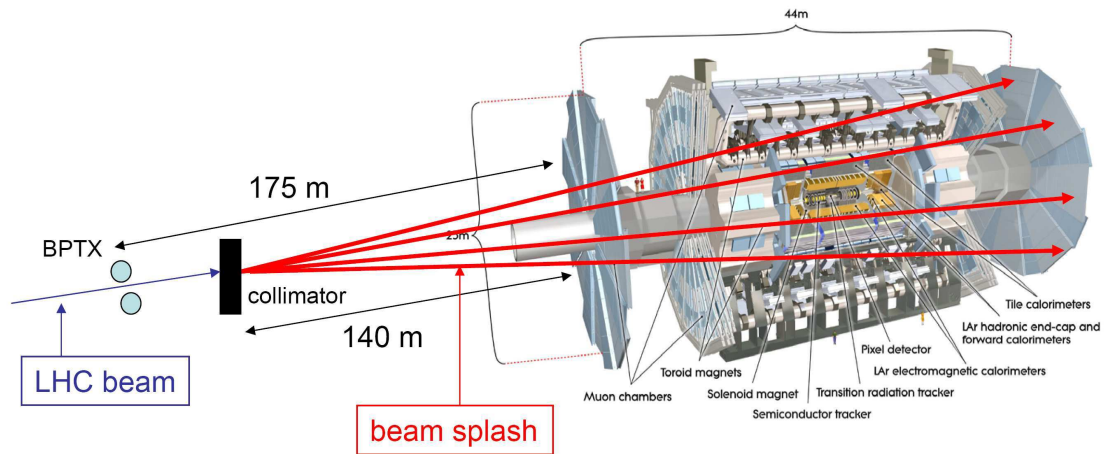


FIG. 11.1 – Schéma d'un événement splash dans le détecteur ATLAS avec un faisceau du LHC

11.1.4 Calcul des délais par FEB

A partir des temps prédits par canal, un temps moyen par FEB ($\langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}$) est calculé. Les délais nécessaires pour aligner les FEBs sont ensuite calculés par rapport à la valeur minimum :

$$D_{\text{FEB}} = \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}} - \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}^{\text{min}}$$

11.2 Analyse des données du premier faisceau du LHC

11.2.1 Configuration des événements splash

Le 10 septembre 2008, des bunchs de protons des faisceaux 1 et 2 du LHC ont successivement été injectés et ont effectué des tours complets de l'anneau principal, à une énergie de 450 GeV (énergie d'injection en sortie du SPS). Afin de produire des événements avec une activité élevée dans les différents sous-détecteurs, le faisceau a été envoyé successivement sur les collimateurs en position fermée placés 140 mètres en amont du détecteur ATLAS (un collimateur de chaque côté) : le collimateur est alors équivalent à une cible fixe de tungstène. En frappant la cible, le faisceau produit des gerbes de particules (essentiellement des muons) qui se propagent jusqu'au détecteur²⁾. La configuration de ces événements (appelés splash) est schématisée sur la Figure 11.1. Des événements avec une activité allant jusqu'à 1000 TeV ont été enregistrés.

Les données analysées ont été obtenues lors d'un même run (87851) avec le faisceau 2 du LHC (le faisceau 2 frappe le collimateur placé du côté C du détecteur). Le mode d'acquisition des calorimètres LAr est en 5 échantillons (le mode en 32 échantillons, permettant de reconstruire les pulses d'ionisation complets, a été utilisé pour d'autres runs mais ces runs ne possèdent pas suffisamment d'événements intéressants pour notre étude). Le système de déclenchement utilise le détecteur BPTX (Beam Pick-up Trigger) : ce système, placé 175 mètres en amont du détecteur, est basé sur la modification du potentiel électrostatique d'une électrode au passage d'un bunch de protons. Afin de sélectionner des événements avec suffisamment de cellules touchées, une coupure à 25 TeV sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre électromagnétique est appliquée : un échantillon de 26 événements est ainsi obtenu.

²⁾ Ayant effectué un séjour au CERN de juin 2008 à novembre 2008, j'ai eu l'opportunité de participer à l'acquisition de ces données, dans la salle de contrôle d'ATLAS au sein du groupe LAr.

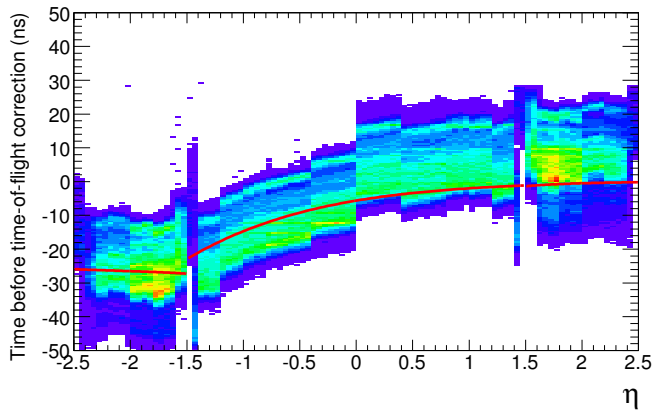


FIG. 11.2 – Distribution du temps reconstruit en fonction de η pour les canaux du compartiment milieu de l’EMC. La ligne rouge représente la correction de temps de vol nécessaire pour passer dans une configuration équivalente au mode collisions.

11.2.2 Calcul du temps avec les OFCs

Le calcul du temps par canal est effectué en itérant sur les OFCs³⁾. Le principe de l’itération est le suivant. Un jeu d’OFCs par pas de x ns est calculé. Le temps t est calculé avec un premier jeu central d’OFCs. Le temps obtenu impose la phase du jeu suivant : l’itération s’arrête lorsque $|t| < x$. Durant la prise de données du 10 septembre, la latence des partitions du côté A était (par erreur) d’une unité plus grande, produisant des pulses en avance par rapport au côté C. 33 jeux d’OFCs couvrant des phases de -50 à 50 ns ont dû être calculés puis utilisés. La phase 0 correspond à un troisième échantillon situé au pic. Les OFCs sont calculés à partir de la forme prédite du pulse de physique.

Afin que la résolution en temps ne soit pas détériorée par le bruit d’électronique, une coupure en énergie est appliquée par canal : 500 MeV pour l’EMB 0, 250 MeV pour l’EMB 1, 1 GeV pour l’EMB 2, 250 MeV pour l’EMB 3, 500 MeV pour l’EMEC, 10 GeV pour le HEC et 5 GeV pour le FCal. A cause de la différence de latence, 25 ns sont soustraites au temps reconstruit des canaux du côté A. La Figure 11.2 montre la distribution du temps reconstruit pour les canaux du compartiment milieu de l’EMC : la propagation du flux de particules selon l’axe z est clairement visible.

11.2.3 Correction du temps

Afin de pouvoir comparer avec la prédiction, il est nécessaire d’appliquer une correction de temps de vol au temps mesuré pour passer de la configuration événement splash à la configuration équivalente au mode collisions. Les particules produites sont essentiellement des muons : l’hypothèse est faite que les muons se propagent parallèlement à l’axe z à la vitesse c . On suppose également que les muons sont émis de manière synchrone. Sous ces hypothèses, le flux de muons peut être considéré comme synchrone dans le plan $z = 0$ du détecteur et la correction de temps de vol TOF_{corr} est directement calculable.

Pour un canal du tonneau :

$$TOF_{\text{corr}} = -\frac{r}{c}(\sinh \eta - \cosh \eta)$$

Pour un canal des bouchons :

$$TOF_{\text{corr}} = -\frac{|z|}{c} \left(\frac{z}{|z|} - \frac{1}{|\tanh \eta|} \right)$$

³⁾L’itération est effectuée “offline” ; le calcul du temps “online” est fait avec l’unique jeu d’OFCs chargé dans le système au moment de la prise de données.

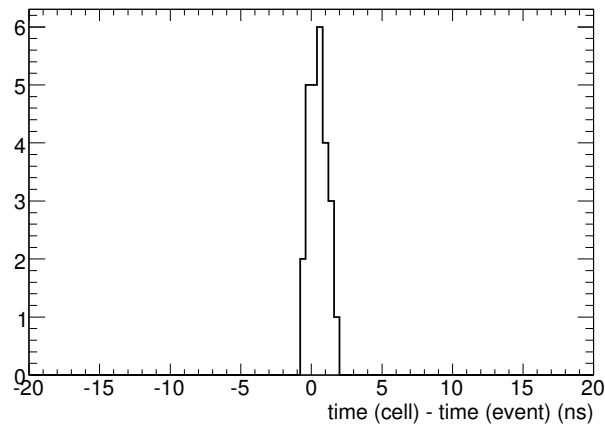


FIG. 11.3 – Distribution du temps corrigé d’un canal du compartiment milieu de l’EMBC pour les 26 événements sélectionnés.

Les hypothèses utilisées pour la détermination de r et z sont identiques à celles utilisées dans la méthode de prédiction (voir Sec. 11.1).

Lors de la prise de données, l’horloge d’ATLAS n’était pas synchronisée avec celle du LHC, ce qui résulte en une dispersion en temps de 25 ns d’un événement à l’autre. Afin d’utiliser la même référence en temps pour tous les événements, un temps global est défini par événement : la moyenne des temps des canaux sélectionnés de l’EMBC est utilisée. Plus de 14.000 canaux sont utilisés dans chaque événement pour le calcul de cette moyenne. Le temps par canal est ensuite calculé par rapport à cette référence dans chaque événement. La Figure 11.3 montre la distribution du temps corrigé pour un canal de l’EMBC : la dispersion en temps est inférieure à 1 ns.

11.3 Comparaison données-prédiction

Les temps moyens par FEB attendus en mode collisions ont été calculés en utilisant la méthode de prédiction décrite dans la section 11.1 d’une part et à partir des données des événements splash d’autre part. L’objet de cette section est la comparaison de ces résultats : dans la suite, les résultats des événements splash seront référencés comme “les données” et ceux obtenus par la méthode de prédiction comme “la prédiction”. Les temps absolus ne sont pas significatifs, seuls les temps relatifs sont pertinents à comparer.

Afin de distinguer les différents effets, les temps relatifs à l’intérieur de chacun des quatre calorimètres sont d’abord étudiés. Pour l’EMB et l’EMEC, le temps moyen pour les données et la prédiction est mis à 0 pour le slot 2 (le slot 1 n’est pas choisi afin de ne pas prendre le pré-échantillonneur comme référence). Pour le HEC, le slot 6 est choisi et pour le FCal, le slot 1 est choisi. Les résultats pour les partitions du côté C sont montrés sur les Figures 11.4, 11.5 et 11.6. Pour chaque slot de chaque calorimètre, la moyenne est effectuée sur les différents modules en Φ . Les données des FEBs correspondant à une fibre optique TTC bien plus courte ou longue que la moyenne (> 5 ns) ne sont pas incluses. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules. Pour le HEC, les slots 1 et 2, correspondant aux canaux de la roue interne de l’EMEC, ne sont pas représentés : l’accord est similaire à celui obtenu pour les autres FEBs de l’EMEC. Il est à noter que pour le HEC, un quart du calorimètre ne fonctionnait pas à cause d’un problème d’alimentation basse tension. Les résultats obtenus pour l’EMBA et l’EMECA sont similaires. Les données du HECA et du FCalA n’ont pas été analysées (des OFCs couvrant une phase plus grande auraient été nécessaires). Les variations en temps observées peuvent aller jusqu’à 20 ns : un bon accord général données-prédiction (~ 2 ns) est obtenu pour tous les calorimètres. Ce résultat permet de valider simultanément la méthode de prédiction et les hypothèses

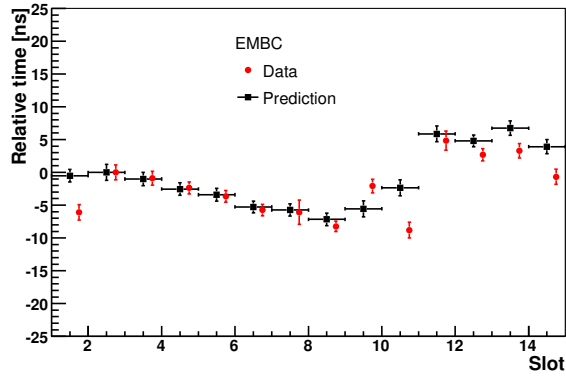


FIG. 11.4 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMBC. Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 2. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules.

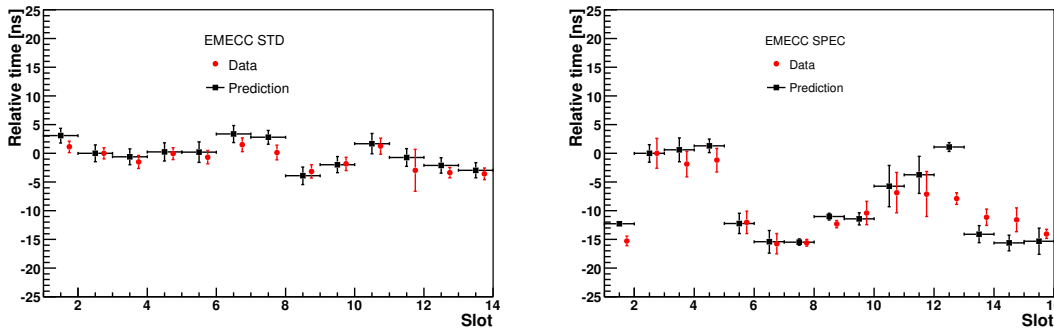


FIG. 11.5 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMECC. Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 2. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules. Gauche : EMECC STD. Droite : EMECC SPEC.

utilisées pour le calcul du temps à partir des événements splash. Quelques slots sont moins bien compris (p. ex. le pré-échantillonneur de l’EMB) : afin d’améliorer leur compréhension, une analyse plus précise du câblage de ces slots particuliers sera nécessaire.

11.4 Exploration du système TTC

Les données des événements splash permettent de mettre en évidence les propriétés du système TTC ; cela est impossible à partir des données d’étalonnage, car les commandes d’étalonnage et de déclenchement suivent le même chemin de propagation.

11.4.1 Effets du câblage du châssis TTC

Différence entre les partitions A et C Des câbles identiques relient les LTP des partitions A et C, pour chaque paire de partitions (voir Sec. 10.2). Le délai introduit par ces câbles a été mesuré à partir des données de l’EMB : la Figure 11.7 montre le temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMBA et l’EMBC. Un

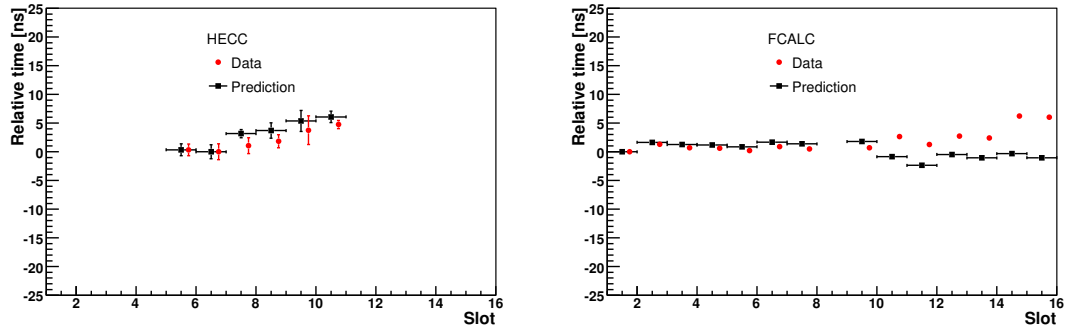


FIG. 11.6 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour le HECC (gauche) et le FCALC (droite). Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 6 (HECC) et pour le slot 1 (FCALC). Pour le HECC, les barres d'erreur correspondent aux dispersions sur les trois quarts du calorimètre connectés.

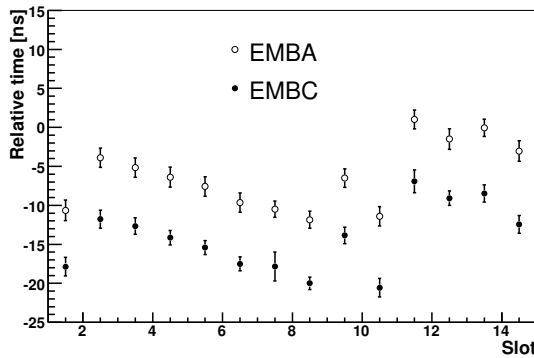


FIG. 11.7 – Temps des FEBs moyenné par slot pour l'EMBA et l'EMBC

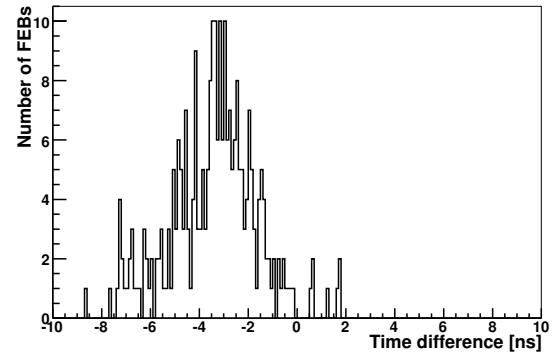


FIG. 11.8 – Délai entre les partitions EMBC et EMECC

écart moyen de 8.0 ± 0.2 ns est extrait⁴⁾. Un délai de 7.1 ns était attendu à cause de la longueur du câble LTP→LTP (3.6 ns) et des délais internes du LTP maître (3.5 ns).

Délai dans les partitions du EMEC Etant donné les longueurs différentes des câbles LTPI→LTP, un délai apparaît dans les partitions du EMEC (câble plus long). Ce délai a été testé de la manière suivante :

- un temps moyen est calculé à partir de toutes les FEBs de l'EMBC pour les données (t_d^m) et la prédiction (t_p^m) ;
- dans chaque cas (données et prédiction), la différence par rapport au temps moyen est calculée pour chaque FEB de l'EMECC : $t'_d = t_d - t_d^m$ et $t'_p = t_p - t_p^m$. La prédiction est ici calculée en supposant le délai étudié nul ;
- pour chaque FEB de l'EMECC, la différence entre les deux grandeurs obtenues précédemment est calculée : $\Delta t' = t'_d - t'_p$.

La valeur moyenne de $\Delta t'$ permet de déterminer le délai introduit dans les partitions de l'EMEC (une valeur constante est attendue). La Figure 11.8 montre la distribution de $\Delta t'$: un délai de 3.4 ± 0.1 ns est extrait. Un délai de seulement 1.5 ns était attendu à partir des longueurs des câbles LTPI→LTP. Le délai supplémentaire de 1.9 ns observé n'est pas expliqué.

⁴⁾Cet effet a déjà été observé lors de l'analyse de muons cosmiques.

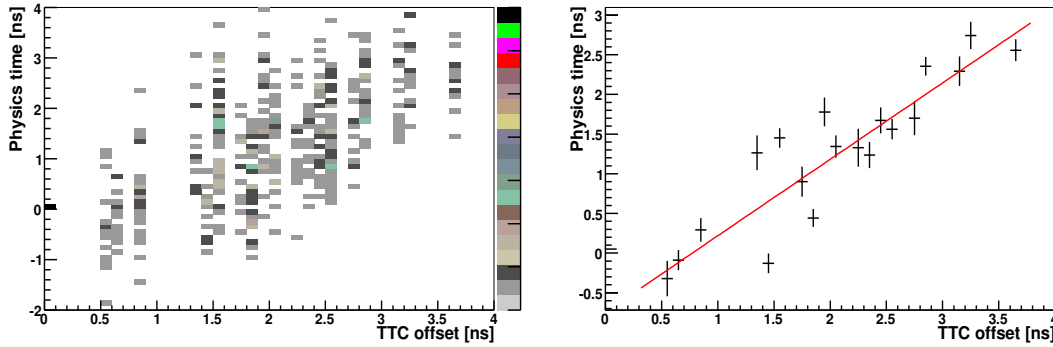


FIG. 11.9 – Gauche : Temps moyen relatif par FEB en fonction de la longueur relative de fibre TTC (la référence est le FT 0) - Droite : Même distribution moyennée par bins en temps de 0.1 ns

11.4.2 Longueur des fibres optiques TTC

Les différences de longueur de fibre impliquent que pour un type de FEB donné, les signaux sont échantillonnés à des temps différents d'un FT à l'autre. La corrélation entre le temps moyen d'une FEB et la longueur de la fibre du FT correspondant peut donc être étudiée. Les données de l'EMBC sont utilisées pour cette étude. Le FT 0 est choisi comme référence. Pour chaque FEB, un temps moyen est calculé par rapport à cette référence :

$$t_{\text{FEB}} = t_{\text{FEB}}(\text{FT}) - t_{\text{FEB}}(\text{FT } 0)$$

Pour chaque FT, la différence de longueur de fibre (en ns) est calculée par rapport à celle de la fibre du FT 0 :

$$\Delta\text{TTC} = L(\text{FT}) - L(\text{FT } 0)$$

La Figure 11.9 (gauche) montre la distribution de t_{FEB} en fonction de ΔTTC . Un facteur de corrélation de 0.96 ± 0.04 est obtenu (les points du FT 0 ne sont pas inclus dans l'ajustement linéaire).

11.5 Timing dans une carte front-end

Un seul délai est ajustable par FEB ; les éventuels ajustements supplémentaires doivent être faits par le choix de la meilleure phase pour les OFCs. Pour certains types de FEBs, cet ajustement est indispensable à cause de la grande dispersion en temps sur la FEB, due aux différences de longueur de câble et de temps de vol (p. ex. les FEBs du compartiment arrière de l'EMB). Le but de cette section est d'illustrer les effets observés à l'intérieur d'une FEB, en prenant l'exemple des FEBs du compartiment milieu de l'EMB.

Dans le calcul du temps à partir des événements splash, les OFCs utilisés sont extraits des formes des pulses de physique prédites à partir des pulses d'étalonnage. La structure en temps due au câblage de la FEB est donc prise en compte par cette méthode : la structure en V inversé ne doit plus être présente. La Figure 11.10 représente la déviation en temps par canal par rapport au temps moyen de temps de la FEB correspondante, pour toutes les FEBs du slot 11 de l'EMB (compartiment milieu). La structure en V inversé n'est effectivement plus présente ; une structure marquée par groupes de 8 canaux est cependant visible. Celle-ci peut être attribuée partiellement au câblage de la carte d'étalonnage (voir Sec. 10.3). Cet effet est pris en compte dans le calcul des OFCs alors qu'il n'est pas présent en physique. La Figure 11.11 montre le délai relatif en sortie de la carte d'étalonnage en fonction du canal d'une FEB du slot 11 de l'EMB : une structure similaire par groupes de 8 canaux, mais avec une amplitude de variation plus faible, est visible (la structure marquée en deux groupes de 64 canaux consécutifs est également visible). La prise en compte de cet effet permettrait de réduire la dispersion en temps résiduelle à l'intérieur de chaque FEB obtenue par cette méthode.

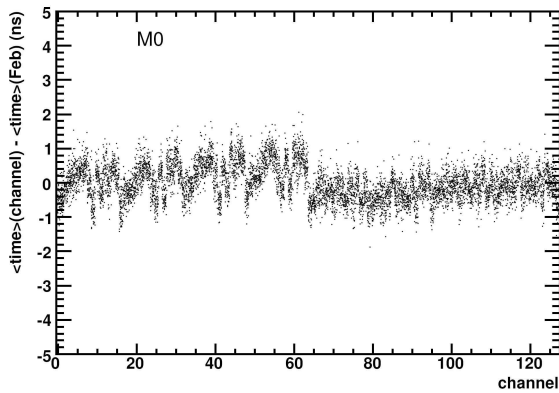


FIG. 11.10 – Déviation en temps par canal (par rapport au temps moyen de la FEB correspondante) en fonction du numéro de canal, pour les FEBs du slot 11 de l’EMB

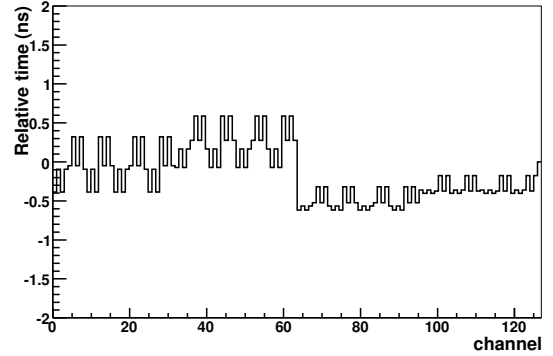


FIG. 11.11 – Délai relatif (mesuré sur un banc de test) en sortie de la carte d’étalonnage en fonction du numéro de canal d’une FEB du slot 11 de l’EMB

11.6 Stratégie pour le démarrage

11.6.1 Timing du système LAr complet

L’alignement en temps simultané de toutes les FEBs est maintenant considéré (les partitions ne sont plus étudiées séparément). La prédiction a été corrigée en utilisant les constantes dues aux connections LTPI→LTP et LTP→LTP extraites à partir des données. La distribution de la différence en temps (données – prédiction) pour toutes les FEBs du côté C est représentée sur la Figure 11.12 : un RMS (*Root-Mean-Square*) de 3.7 ns est obtenu. Les résultats pour l’EMBA et l’EMECA sont similaires. Les résultats du FCal sont en dehors de la fenêtre ± 25 ns : le système d’étalonnage du FCal est particulier et la méthode de prédiction utilisée dans ce cas devra être revue pour améliorer l’accord absolu (les variations relatives sont correctement décrites). En dehors du FCal, le plus mauvais accord est observé pour le HEC : une longueur moyenne a été utilisée pour toutes les lignes d’étalonnage du HEC dans la prédiction.

11.6.2 Calcul des délais avant le démarrage

Un ajustement moyen des délais des FEBs permettra de simplifier la mise en route des calorimètres. Les données ou la prédiction peuvent à priori être utilisées pour cet ajustement. Etant donné les désaccords observés pour certains types de FEBs, une approche plus robuste est d’utiliser les données des événements splash ; la complexité générale du système d’acquisition rend difficile la prise en compte de tous les effets pour les différentes partitions.

Pour le HEC et le FCal, les données sont seulement disponibles pour le côté C : les valeurs du côté A sont calculées en appliquant la correction LTP→LTP. Durant la prise de données, une différence de latence (3 unités) était mise entre les partitions du tonneau et celles des bouchons (à cause de la différence de longueur des fibres TTC) : une constante de 75 ns doit donc être d’abord ajoutée aux temps de l’EMB. Pour les FEBs du FT manquant du HEC, une moyenne est calculée à partir des autres FTs. Une table avec un temps moyen pour toutes les FEBs du système LAr est ainsi obtenue. Afin de définir les délais, une FEB de référence doit être fixée. La FEB avec le temps le plus petit doit être choisie car elle correspond à celle dont les signaux sont échantillonnés le plus tard : l’échantillonnage des autres FEBs doit être retardé. C’est la FEB Back 1 (slot 13) du FT 12 du bouchon C (EMECC SPEC) : le FT 12 correspond à la fibre la plus courte du côté C (voir annexe D). Les délais sont alors calculés de la manière suivante :

$$D = \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}} - \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}^{\min}$$

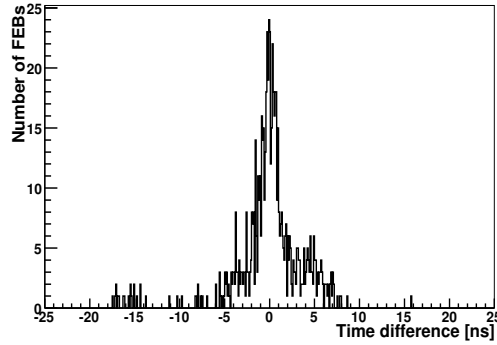


FIG. 11.12 – Différence en temps (données – prédiction) pour toutes les FEBs du côté C (en dehors du FCal)

La Table 11.6.3 donne les délais pour chaque type de FEB du côté C (un FT particulier est choisi dans chaque cas). Les délais du côté A sont similaires, différant seulement par l'effet de la connexion LTP→LTP (délais plus grands).

11.6.3 Les premières données de collisions

Lors de la phase de mise en route de la machine, des tests avec un seul faisceau injecté auront d'abord lieu. L'utilisation du trigger BPTX permettra de synchroniser le passage du faisceau avec l'horloge du LHC au niveau du CTP. En appliquant une correction de temps de vol, le CTP pourra ainsi être ajusté correctement en temps pour les collisions. Les premiers runs en mode collisions seront effectués avec très peu de bunchs dans les deux faisceaux. La première étape sera alors de configurer les différents systèmes de déclenchement de telle sorte que pour chaque sous-détecteur, la même latence puisse être utilisée indépendamment du système déclenchant l'acquisition. Une fois cette configuration atteinte, dès que quelques événements seront accumulés par les canaux d'une même FEB bien contrôlée en temps (p. ex. une FEB du compartiment milieu de l'EMB), une itération des OFCs sur les canaux de cette FEB permettra de déterminer le délai correct pour cette FEB. En utilisant cette nouvelle référence et les délais calculés à partir des événements splash, les délais des 1524 FEBs des calorimètres LAr pourront être ajustés. Lorsque la statistique accumulée deviendra suffisante, l'itération des OFCs sera effectuée sur tous les canaux. Pour la phase de démarrage, il est prévu de calculer des jeux d'OFCs par pas de 3 ns.

EMB	g	f	EMEC STD	g	f	EMEC SPEC	g	f	HEC	g	f
PS	3	43	PS	0	161	PS	0	178	L1	2	179
F0	3	120	F0	0	146	F0	1	81	L2	2	174
F1	3	107	F1	0	135	M0	1	63	M1	2	202
F2	3	86	F2	0	150	M1	1	61	M2	2	201
F3	3	73	F3	0	148	F1	0	229	H1	2	237
F4	3	47	F4	0	166	F2	0	199	H2	2	221
F5	3	43	F5	0	164	F3	0	176	Fcal	g	f
F6	3	32	B0	0	121	F4	0	211	1-15	2	~ 220
B0	3	90	B1	0	135	B0	0	232			
B1	3	29	M0	0	168	M2	1	31			
M0	3	155	M1	0	139	M3	0	204			
M1	3	135	M2	0	123	F5	1	13			
M2	3	131	M3	0	113	B1	0	224			
M3	3	108				M4	0	196			
						M5	0	200			
						I1	1	26			
						I2	0	155			

TAB. 11.1 – Délais des FEBs nécessaires pour aligner le système LAr. Les délais sont calculés par rapport à une FEB Back 1 de l'EMECC (FT 12). Un FT particulier du côté C est choisi dans chaque cas (FT 0 pour l'EMB, FT 1 pour l'EMEC STD, FT 9 pour l'EMEC SPEC, FT 10 pour le HEC et FT 6 pour le FCal) mais des résultats similaires sont obtenus pour les autres FTs. Dans chaque colonne, les types de FEB sont classés par slot croissant. Les délais grossier (g) et fin (f) sont respectivement en unités de 25 ns et 104 ps. Pour le FCal, les variations sont faibles autour de la valeur moyenne donnée. Principales notations : PS pour *PreSampler*, F pour *Front*, M pour *Middle*, B pour *Back*.

Conclusion partie III

Dans cette partie, le système d'acquisition des calorimètres LAr a été précisément décrit. La bonne compréhension des temps de propagation des signaux a été mise en évidence dans l'analyse de données d'étalonnage. A partir de ces données, une méthode de prédiction des temps relatifs de physique a été développée et implémentée dans l'environnement logiciel d'ATLAS, rendant ainsi facilement accessible la différence de temps par canal entre les signaux d'étalonnage et de physique pour les analyses futures. Cette méthode a permis de valider la détermination des délais par FEB pour le mode collisions à partir des événements splash enregistrés en septembre 2008. Les délais ainsi extraits faciliteront la mise en route des calorimètres LAr : ils permettront d'assurer un alignement en temps à $\sim 2-3$ ns de tous les canaux pour les premières collisions. Le travail décrit dans cette partie a fait l'objet d'une note interne [100].

Conclusion

Le LHC est aujourd'hui est un projet de vingt-cinq ans : les premières discussions sur l'éventuel successeur du LEP eurent lieu en 1984 lors d'un séminaire à Lausanne. En 2009, les premières collisions proton-proton au LHC devraient enfin avoir lieu. Depuis 1984, plusieurs expériences ont permis de confirmer le Modèle Standard avec une précision allant jusqu'au pour mille (le quark top a également été découvert). Mais le boson de Higgs reste toujours introuvable ; le LEP a permis de repousser la limite inférieure sur sa masse jusqu'à 115 GeV. De plus, les limites théoriques du Modèle Standard demeurent et la nécessité d'une nouvelle physique présente à l'échelle du TeV s'est affirmée. Le LHC est sans conteste une machine de découverte : quelque soit sa masse, le boson de Higgs sera découvert au LHC (s'il existe) et dans le nouveau domaine d'énergie sondé par les collisions du LHC, des signes de nouvelle physique devraient être observés. Jamais l'attente de la communauté scientifique n'a été aussi forte pour une expérience ; les résultats du LHC façonneront la physique des hautes énergies pour les prochaines décennies. La route vers les découvertes sera cependant longue. Au démarrage du LHC, l'étalonnage du détecteur ATLAS *in situ* puis la "redécouverte" du Modèle Standard à une nouvelle énergie seront les premières étapes. Les deux tâches sont intimement liées et ce n'est qu'une fois ces deux étapes franchies que les découvertes seront accessibles. Le travail effectué dans le cadre de cette thèse, lors de la période pré-collisions de l'expérience ATLAS, s'inscrit dans cette double perspective.

Le potentiel d'ATLAS pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron a été étudié sur des données simulées et une stratégie adaptée à la première phase de l'expérience a été développée. Pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} , la précision suivante est attendue :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.2\%(\text{stat.}) \pm 8.6\%(\text{syst.}) \pm 5.6\%(\text{th.}) \pm 10\%(\text{lumi.})$$

Les incertitudes dominantes proviennent du contrôle du bruit de fond issu de jets, élevé au LHC, et de la détermination théorique de l'acceptance.

Un pas de plus vers les premières collisions a été franchi en 2008 avec l'injection réussie des premiers protons dans l'anneau principal du LHC. Des cibles placées en amont du détecteur ATLAS ont permis de produire des gerbes de muons dans tout le détecteur. Ces données ont été utilisées pour aligner en temps les près de 200.000 cellules des calorimètres à argon liquide : l'itération des coefficients de filtrage optimal a permis de calculer les temps relatifs par cellule attendus pour les collisions avec une précision de $\sim 1 \text{ ns}$.

Bibliographie

- [1] D.H. Perkins, Introduction to high energy physics, Cambridge University Press 4th edition (2000).
- [2] H. Fritzsh et M. Gell-Mann, Current algebra : quarks and what else ?, Proc. XVI Int. Conf. on High Energy Physics (1972).
- [3] S. Weinberg, A model of leptons, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [4] S. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys **22** (1961) 579.
- [5] A. Salam, Weak and electromagnetic interactions, Elementary Particle Theory, W. Svartholm, ed., Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [6] M. Kobayashi et T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [7] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [8] P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133.
- [9] P.W. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, Phys. Rev. **145** (1966) 1156–1163.
- [10] F. Englert et R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–322.
- [11] C. Amsler et al., Particle Data Group, Phys. Lett. **B667** (2008) 1.
- [12] La collaboration UA1, Further evidence for charged intermediate vector Bosons at the SPS collider, Phys. Lett. **B129** (1983) 273.
- [13] La collaboration UA2, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider, Phys. Lett. **B129** (1983) 130–140.
- [14] S. Van der Meer et al., Physics and technique of stochastic cooling, Phys. Rept. **58** (1980) 73–119.
- [15] Site web du LEP electroweak working group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [16] R. Baratte et al., Search for the Standard Model Higgs boson at LEP, Phys. Lett. **B565** (2003) 61–75.
- [17] La collaboration CDF et la collaboration D0, Combined CDF and D0 upper limits on Standard Model Higgs-boson production with up to 4.2 fb^{-1} of Data, arXiv :0903.4001 (2009).
- [18] T. Hambye et K. Riesselmann, SM Higgs mass bounds from theory, arXiv :hep-ph/9708416 (1997).
- [19] La collaboration Super-Kamiokande, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562–1567.
- [20] La collaboration SNO, Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301.
- [21] La collaboration KamLAND, Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 221803.
- [22] J.R. Ellis, New particle physics (en français), arXiv :hep-ph/0506163 (2005).

- [23] S.P. Martin, A supersymmetry primer, arXiv :hep-ph/9709356 (1997).
- [24] La collaboration Kamiokande, Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ in a large water Cherenkov detector, arXiv :0903.0676 (2009).
- [25] La collaboration ATLAS, Expected performance of the ATLAS experiment, detector, trigger and physics, CERN-OPEN-2008-020 (2008).
- [26] T. Kaluza, On the problem of unity in physics, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **966-972** (1921).
- [27] F. Savary et J. Vlogaert, Un exemple d'application de la supraconductivité pour la génération de champs magnétiques intenses : le LHC du CERN, LHC Project Report 855 (2005).
- [28] La collaboration LHC, LHC machine, JINST **3** (2008) S08001.
- [29] La collaboration LHC, The Large Hadron Collider, Technical Design Report, CERN AC/95 05 (1995).
- [30] Site web du LHC, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>.
- [31] The CMS collaboration, CMS physics : Technical Design Report, LHCC 2006-001 (2006).
- [32] N. Besson, et al., Re-evaluation of the LHC potential for the measurement of M_W , Eur. Phys. J. (2008).
- [33] A. Pilkington, The ATLAS forward physics program, Note ATLAS ATL-COM-PHYS-2008-092 (2008).
- [34] A. Tricoli, Structure function measurements at LHC, Acta Physica Polonica B **37** (2006).
- [35] La collaboration D0, Search for W' boson resonances decaying to a top quark and a bottom quark, Phys. Rev. Lett. **B668** (2008) 98–104.
- [36] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Deep inelastic e - p scattering in perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438–450.
- [37] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, e^+e^- pair annihilation and deep inelastic e - p scattering in perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675–684.
- [38] L.N. Lipatov, The parton model and perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94.
- [39] Y.L. Dokshitzer, Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641–653.
- [40] G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic freedom in parton language, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [41] J.M. Campbell, J.W. Huston et W.J. Stirling, Hard interactions of quarks and gluons : a primer for LHC physics, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89.
- [42] TeV4LHC QCD working group, M.G. Albrow et al., Tevatron-for-LHC report of the QCD working group, arXiv :hep-ph/0610012 (2008).
- [43] A.D. Martin et al., Parton distributions and the LHC : W and Z production, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 133–145.
- [44] V.D. Barger et R.J.N. Philipps, Collider Physics, Addison Wesley Longman (1996).
- [45] K. Melnikov et F. Petriello, Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$, Phys. Rev. **D74** (2006) 114017.
- [46] J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, JHEP **07** (2002) 012.
- [47] C. Anastasiou et al., High-precision QCD at hadron colliders : electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO, Phys. Rev. **D69** (2004) 094008.
- [48] E. B. Zijlstra et W.L. van Neerven, Order α_s^2 corrections to the polarized structure function $g_1(x, Q^2)$, Nucl. Phys. **B417** (1994) 61–100.

- [49] F.A. Berends et R. Kleiss, Hard photon effect in W^\pm and Z^0 decay, *Z. Phys.* **C27** (1985) 365.
- [50] U. Baur, S. Keller et D. Wackerath, Electroweak radiative corrections to W boson production in hadronic collisions, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 013002.
- [51] S. Frixione et B.R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, *JHEP* **0206** (2002) 029.
- [52] C.M. Carloni Calame et al., Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders, *JHEP* **10** (2007) 109.
- [53] Q.H. Cao et C.P. Yuan, Combined effect of QCD resummation and QED radiative correction to W boson observables at the Tevatron, *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 042001.
- [54] La collaboration ATLAS, The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3 S08003** (2008) 682.
- [55] G. Aad et al., ATLAS pixel detector electronics and sensors, *JINST* **3** (2008) P07007.
- [56] D. Prieur, Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB, Thèse de doctorat (2005).
- [57] Site web du groupe ATLAS de l'université d'Arizona, <http://atlas.physics.arizona.edu/>.
- [58] La collaboration ATLAS, ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report, CERN-LHCC-98-014 (1998).
- [59] La Collaboration ATLAS, ATLAS detector and physics performance. Technical Design Report. Vol. 2, CERN-LHCC-99-15 (1999).
- [60] "Streaming test for users", <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/StreamingTestForUsers>.
- [61] P. Faccioli et al., Inclusive Zee and Wenu cross sections measurements from streaming-test data in ATLAS, Note ATLAS ATL-PHYS-INT-2008-035 (2008).
- [62] J.F. Arguin et al., Data streaming in ATLAS, Note ATLAS ATL-GEN-INT-2007-002 (2007).
- [63] The ATLAS computing workbook, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBook>.
- [64] S. Agostinelli et al., G4 - a simulation toolkit, *Nucl. Instr. and Meth. A* **506** (2003) 250–303.
- [65] I. Bird et al., LHC computing grid, CERN-LHCC-2005-024 (2005).
- [66] T. Sjostrand et al., PYTHIA 6.4 physics and manual, *JHEP* **05** (2006) 026.
- [67] F. Brochu et al., Ganga : a tool for computational-task management and easy access to grid resources, arXiv :0902.2685v1 (2009).
- [68] R. Brun et F. Rademakers, ROOT - An object oriented data analysis framework, *Nucl. Instr. and Meth. A* **389** (1997) 81–86.
- [69] W. Lampl et al., Calorimeter clustering algorithms : description and performance, Note ATLAS LARG-PUB-2008-002 (2008).
- [70] T. Cornelissen et al., Concepts, design and implementation of the ATLAS New Tracking, Note ATLAS ATL-SOFT-PUB-2007-007 (2007).
- [71] La collaboration CDF, Measurements of inclusive W and Z cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, *J. Phys.* **G 34** (2007) 2457–2544.
- [72] G. Corcella et al., HERWIG 6.5, *JHEP* 0101 **010** (2001).
- [73] J.M. Butterworth et al., Multiparton interactions in photoproduction at HERA, *Z. Phys.* **C72** (1996) 637–646.
- [74] W. Placzek et S. Jadach, Multiphoton radiation in leptonic W -boson decays, *Eur. Phys. J.* **C29** (2003) 325–339.

- [75] E. Barberio et Z. Was, PHOTOS, *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994).
- [76] S. Frixione et M.L. Mangano, How accurately can we measure the W cross section ?, *JHEP* **05** (2004) 056.
- [77] S. Dittmaier et M. Kramer, Electroweak radiative corrections to W -boson production at hadron colliders, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 073007.
- [78] C.M. Carloni Calame et al., Comparisons of the Monte Carlo programs HORACE and WINHAC for single W -boson production at hadron colliders, *Acta Phys. Polon.* **B35** (2004) 1643–1674.
- [79] A. Sherstnev et R.S. Thorne, Different PDF approximations useful for LO Monte Carlo generators, *arXiv* :0807.2132 (2008).
- [80] M. Cacciari et al., Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC, *JHEP* **09** (2008) 127.
- [81] La collaboration CMS, Towards a measurement of the inclusive $W \rightarrow e\nu$ and $Z \rightarrow ee$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV, CMS-PAS-EWK-08-005 (2008).
- [82] R. Blair et al., The CDF-II detector : Technical Design Report, FERMILAB-PUB-96-390-E (1996).
- [83] C. Carli et al., Proceedings of the 2009 Chamonix workshop on LHC performance, CERN-ATS-2009-001 (2009).
- [84] T. Guillemin, Production of W and Z in ATLAS, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* (2009).
- [85] W.E. Cleland and E.G. Stern, Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment, *Nucl. Instr. and Meth. A* **338** (1994) 467.
- [86] J. Christiansen et al., A Timing, Trigger and Control Receiver ASIC for LHC detectors, <http://ttc.web.cern.ch/TTC/intro.html> (2005).
- [87] G. Perrot, USA15 TTC hardware system description, <https://edms.cern.ch/document/873126/5> (2008).
- [88] P.G. Gallno, LTPIM main card schematics, <https://edms.cern.ch/document/720656/2> (2007).
- [89] P.G. Gallno, Atlas LTP schematics, <https://edms.cern.ch/document/432804/2> (2005).
- [90] P. Farthouat and P.G. Gallno, TTC VME bus interface TTCV, <https://edms.cern.ch/document/110746/2> (2000).
- [91] B.G. Taylor, TTCex specification, <http://edms.cern.ch/document/305816/1> (2001).
- [92] G. Perrot, USA 15 to front-end TTC fibers parameters, <https://edms.cern.ch/document/872687/2> (2008).
- [93] J. Colas et al., Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters, *Nucl. Instr. and Meth. A* **593** (2008) 269–291.
- [94] D. Banfi et al., Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals, *JINST* **1** (2006) P08001.
- [95] C. Collard et al., Prediction of signal amplitude and shape for the ATLAS electromagnetic calorimeter, Note ATLAS ATL-LARG-PUB-2007-010 (2007).
- [96] C. Cerna et al., Cabling of the ATLAS liquid argon calorimeters, <https://edms.cern.ch/document/400127/2> (2005).
- [97] D. Axen et al., Signal feedthroughs for the ATLAS barrel and end-cap calorimeters, *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005) 063306.
- [98] La collaboration ATLAS, Liquid argon calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-041 (1996).
- [99] A. Artamonov et al., The ATLAS forward calorimeters, *JINST* **3** **P02010** (2008).

- [100] T. Guillemin et al., Time alignment of the ATLAS liquid argon calorimeters, Note ATLAS ATL-COM-LARG-2009-001 (2009).
- [101] J. Banv et al., Cold electronics for the liquid argon hadronic end-cap calorimeter of ATLAS, Nucl. Instr. and Meth. A **556** (2006) 158–168.