

Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans l'expérience ATLAS au LHC

T. Guillemin

► **To cite this version:**

T. Guillemin. Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans l'expérience ATLAS au LHC. Journées Jeunes Chercheurs 2008, Nov 2008, Saint Flour, France. in2p3-00363677

HAL Id: in2p3-00363677

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00363677>

Submitted on 24 Feb 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Première partie

Titre de la session

Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans l'expérience ATLAS au LHC

Thibault Guillemin

LAPP, IN2P3/CNRS, Université de Savoie, France



Résumé

Une stratégie d'analyse devant permettre d'atteindre une précision de 5% sur la mesure de la section efficace de production inclusive avec les premières données d'ATLAS est présentée.

1.1 Introduction

Le boson W sera abondamment produit au LHC (*Large Hadron Collider*) et la désintégration dans le canal électron aura une signature claire dans le détecteur ATLAS, marquée par un électron de haute impulsion transverse et une énergie transverse manquante élevée. Le détecteur ATLAS est un détecteur généraliste constitué successivement (en partant du point d'interaction) d'un détecteur de traces, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muons [1]. Il est entièrement installé dans sa caverne, prend régulièrement des données de muons cosmiques en mode combiné et a enregistré des données avec le premier faisceau du LHC en Septembre 2008.

Dans une première partie, une stratégie d'analyse pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W avec les premières données d'ATLAS, maximisant l'utilisation des données par rapport aux simulations Monte-Carlo, est présentée. Le calorimètre électromagnétique est un sous-détecteur clé pour la mesure des événements $W \rightarrow e\nu_e$, car il contribue à l'identification des électrons et mesure leur énergie. La reconstruction de l'énergie des électrons est optimale si toutes les cellules du calorimètre électromagnétique sont alignées en temps. Une méthode permettant le calcul des constantes à introduire dans la chaîne d'acquisition pour atteindre une telle configuration est présentée dans une seconde partie.

1.2 Mesure de la section efficace

1.2.1 Motivations

Les canaux $W \rightarrow \ell\nu$ et $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e$ ou μ) sont considérés comme des chandelles standards pour la compréhension et l'étalonnage du détecteur. Les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent une source abondante de leptons isolés de haute impulsion transverse ($p_T \sim 40$ GeV). Les électrons produits permettent de tester les chaînes du système de déclenchement consacrées à

la détection des électrons, d'étudier les critères d'identification des électrons, les effets de *bremstrahlung* et de faire une carte de la matière en amont des calorimètres. La présence de neutrinos dans ces événements permet de contrôler la reconstruction de l'énergie transverse manquante : l'échelle et la résolution peuvent être déterminées en ajustant des distributions prédites d'impulsion transverse du lepton aux données.

La mesure de section efficace de production inclusive de W sera parmi les premiers résultats de physique du LHC : elle devra permettre de montrer rapidement le potentiel du détecteur. L'incertitude théorique sur la section efficace est de l'ordre de 1% et sa mesure constitue donc un test de précision de QCD à haute énergie. La précision théorique et la statistique élevée de bosons W accumulée au LHC offrira la possibilité de mesurer précisément la luminosité d'un échantillon de données, la seule limitation étant l'incertitude systématique.

Enfin, les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent un bruit de fond significatif dans plusieurs canaux de recherche dans le Modèle Standard et au-delà, en particulier dans les événements de topologie W +jets.

1.2.2 Mécanismes de production

La section efficace du processus $p + p \rightarrow W$ résulte de la convolution des sections efficaces partoniques élémentaires par les fonctions de distribution de partons (PDFs) du proton. Dans ces collisions, les bosons W sont principalement produits par interaction entre un quark de valence et un quark de la mer. Les sections efficaces des processus $u\bar{d} \rightarrow W^+$ et $d\bar{u} \rightarrow W^-$ sont égales mais les sections efficaces de production des bosons W^+ et W^- dans les collisions proton-proton au LHC sont différentes à cause de la composition en quarks du proton : la section efficace de production du boson W^+ est 1.4 fois plus grande que celle du boson W^- . Les valeurs sont indiquées dans la table 1.1.

Process	LO (pb)	NLO (pb)	NNLO (pb)
W^+	9732	11910	11825
W^-	7099	8764	8685
W	16831	20674	20510

TAB. 1.1 – Sections efficaces du processus $p+p \rightarrow W \rightarrow \ell\nu_\ell$ au LHC [2]. Les valeurs ont été calculées avec le programme FEWZ [3] et les PDFs CTEQ6.1 [4] ont été utilisés.

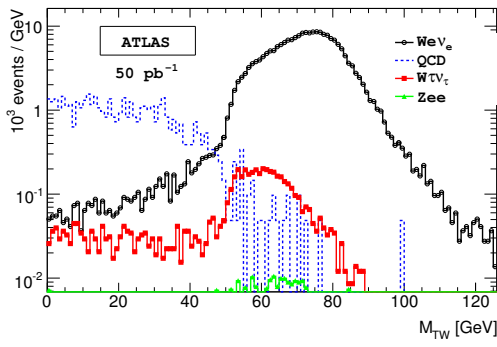


FIG. 1.1 – Distributions de masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond, après sélection complète [2]

1.2.3 Stratégie d’analyse

Expérimentalement, la section efficace est déterminée de la manière suivante :

$$\sigma = \frac{N - B}{A\epsilon \int L dt}$$

où N est le nombre d’événements sélectionnés, B le nombre d’événements de bruit de fond, A l’acceptance géométrique et cinématique, ϵ l’efficacité de reconstruction de l’électron et $\int L dt$ est la luminosité intégrée de l’échantillon analysé.

La détermination de la luminosité n’est pas abordée ici : au démarrage, il est attendu qu’elle soit connue à partir des paramètres de la machine avec une précision de 10 – 20%. Des méthodes ont été développées pour la détermination de chaque terme (voir Ref [2] pour l’analyse complète). Les résultats sont normalisés à une luminosité intégrée de 50 pb⁻¹ pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV (l’objectif dans le planning actuel du LHC est de collecter ~ 100 pb⁻¹ en 2009 à une énergie plus basse, ~ 10 TeV). Les données ont été simulées avec le générateur d’événements Pythia [5] et la simulation complète du détecteur a été effectuée avec Geant4 [6].

Selection

Un électron d’impulsion transverse $p_T > 25$ GeV dans l’acceptance du calorimètre électromagnétique est demandé. Un objet électron résulte de l’association d’un amas de cellules du calorimètre électromagnétique avec une trace du détecteur interne. L’identification de l’électron est basée sur une méthode de coupures. Au niveau du système de déclenchement, un objet électron satisfaisant des critères d’identification plus souples et d’impulsion transverse plus basse est demandé. Une coupure sur l’énergie transverse manquante (\cancel{E}_T), due à la présence du neutrino, est également appliquée : $\cancel{E}_T > 25$ GeV. \cancel{E}_T est reconstruite à partir des dépôts d’énergie dans toutes les cellules des calorimètres et en appliquant des corrections en fonction du type d’objet auquel appartient la cellule. La distribution de masse

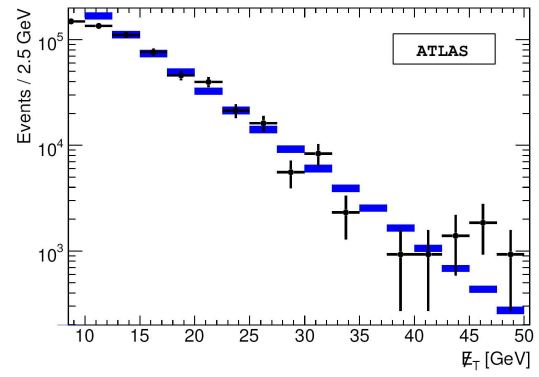


FIG. 1.2 – Distributions de \cancel{E}_T pour le bruit de fond QCD dans l’échantillon de signal (points) et extraite à partir de l’échantillon de référence (rectangles) [2]. La zone de basse \cancel{E}_T est utilisée pour la normalisation de la forme extraite.

transverse pour le signal et les bruits de fond avec cette sélection est représentée sur la figure 1.1.

Bruits de fond

Les bruits de fond sont de deux types : les bruits de fond électrofaibles ($W \rightarrow \tau\nu$ et $Z \rightarrow ee$) et le bruit de fond QCD (correspondant aux événements avec un jet faussant un électron). Les bruits de fond électrofaibles sont bien connus théoriquement et peuvent être estimés précisément à partir des simulations Monte-Carlo. Mais les sections efficaces de production de jets au LHC sont mal connus (facteur 2 – 3) : le niveau du bruit de fond QCD doit être déterminé à partir des données.

Le principe de la méthode est de paramétriser la distribution de \cancel{E}_T pour le bruit de fond QCD dans un échantillon de référence, ne contenant pas de vrais événements W. L’échantillon de référence utilisé est obtenu en demandant un photon (mêmes critères d’identification calorimétrique mais pas de trace associée) satisfaisant les mêmes coupures géométrique et cinématique. Une coupure supplémentaire sur la masse invariante des éventuels photons est également appliquée afin d’éliminer la contamination de l’échantillon de référence par des événements $Z \rightarrow ee$. La forme extraite est alors utilisée pour soustraire le nombre d’événements QCD dans la zone de signal $\cancel{E}_T > 25$ GeV (voir Fig. 1.2). Une incertitude de 4% sur la fraction d’événements QCD est obtenue. Cette valeur doit être perçue comme conservative : la limitation principale ici est due à la faible statistique des données simulées.

Acceptance

L’acceptance est la probabilité que les leptons produits lors de la désintégration du W satisfassent les coupures géométriques et cinématiques au niveau du détecteur. L’impact des paramètres suivants a été étudié : l’émission de photon dans l’état initial et dans l’état final, l’impulsion transverse intrinsèque des partons, l’événement sous-jacent, les corrections de l’élé-

$W \rightarrow e\nu$	
$N(\times 10^4)$	22.67 ± 0.04
$\delta B/(N - B)$	0.04
$\delta A/A$	0.023
$\delta\epsilon/\epsilon$	0.02
σ (pb)	$20520 \pm 40 \pm 1060$

TAB. 1.2 – Contributions des différents paramètres à l’incertitude sur la section efficace mesurée. L’incertitude sur la luminosité n’est pas prise en compte.

ment de matrice et les PDFs. Une incertitude globale de 2% est obtenue (en supposant les différentes contributions non corrélées).

Efficacité de reconstruction de l’électron

L’efficacité combinée (déclenchement et hors-ligne) de reconstruction de l’électron est déterminée en appliquant la méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$ [2]. En comparant avec l’efficacité “vraie”, il a été montré que cette méthode n’introduit pas de biais et que le transfert de cette efficacité vers les événements $W \rightarrow e\nu$ est possible (accord à l’intérieur des fluctuations statistiques).

1.2.4 Résultats

L’incertitude globale de mesure sur la section efficace est donnée par (sans tenir compte de la luminosité) :

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

La table 1.2 résume les différentes contributions. Une incertitude globale de 5% est obtenue, largement dominée par l’incertitude systématique. L’impact des effets de détecteur (échelle d’énergie des électrons, échelle de l’énergie transverse manquante,...) n’est pas inclus dans cette estimation et fera l’objet d’une prochaine étude. Etant donné la topologie simple des événements et les méthodes développées, il est attendu que la précision globale ne soit que faiblement dégradée.

1.3 Optimisation de la reconstruction de l’énergie des électrons

1.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d’ATLAS est un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide ; il possède une géométrie en accordéon offrant une couverture en Φ complète (Φ est l’angle azimuthal dans le plan transverse) et couvrant les intervalles de pseudorapidité $|\eta| < 1.475$ (partie tonneau) et $1.375 < |\eta| < 3.2$ (parties bouchons). Il est segmenté en trois compartiments longitudinaux, précédés d’un prééchantillonneur. Lors

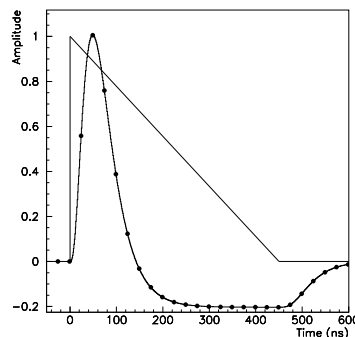


FIG. 1.3 – Amplitude versus temps pour le signal triangulaire du courant dans une cellule du calorimètre électromagnétique. Le signal après mise en forme est également représenté, ainsi que l’échantillonnage toutes les 25 ns [1].

du passage d’un électron, les électrons d’ionisation dérivent dans l’argon liquide vers une électrode sous l’effet d’un champ électrique : le courant collecté est proportionnel à l’énergie déposée. Après mise en forme, le signal est échantillonné à 40 MHz (voir Fig. 1.3). A partir de cinq échantillons, l’énergie déposée dans une cellule est reconstruite en utilisant une méthode de filtrage optimal [7]. Pour un électron, l’énergie est reconstruite à partir des cellules appartenant à l’amas électromagnétique correspondant.

1.3.2 Alignement en temps

La reconstruction de l’énergie est optimale pour un signal échantillonné à son pic. Les délais à introduire dans la chaîne d’acquisition pour atteindre cette configuration peuvent être prédits à partir de l’étude de runs d’étalonnage et de la connaissance complète de cette chaîne. Ces délais sont à introduire au niveau des cartes d’acquisition front-end (FEB pour *front-end-board*). Chaque FEB contrôle l’échantillonnage de 128 canaux de lecture et un délai par FEB est ajustable (le calorimètre électromagnétique possède 173312 canaux de lecture). La méthode développée consiste en trois étapes :

- Etape 1 : prédiction d’un temps relatif par canal pour le mode collisions :

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

où :

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

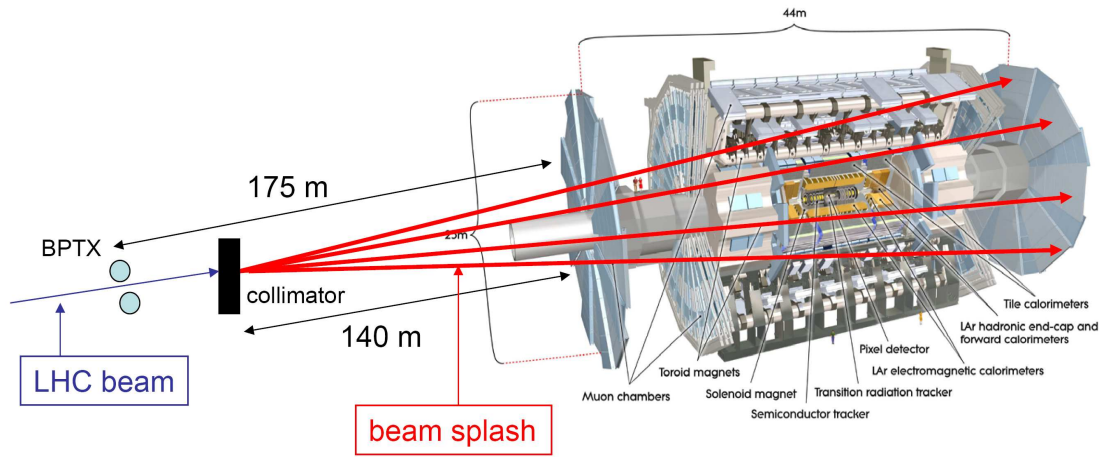


FIG. 1.4 – Schéma d'un événement splash dans le détecteur ATLAS avec le faisceau du LHC

blage du système de déclenchement.

- Etape 2 : calcul d'un temps moyen par FEB $\langle t_{phys} \rangle_{FEB}$
- Etape 3 : calcul des délais D nécessaires pour aligner les FEBs

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

1.3.3 Données enregistrées avec le premier faisceau du LHC

En Septembre 2008, des événements splash ont pu être enregistrés avec un faisceau du LHC à 450 GeV (voir Fig 1.4). Ces événements, dans lesquels de l'énergie est déposée significativement dans presque toutes les cellules du calorimètre électromagnétique, permettent de sonder le temps relatif entre les cellules et de tester la prédiction. Dans ces événements, le temps est reconstruit en itérant la méthode de filtrage optimal et en appliquant une correction de temps de vol.

Un temps relatif moyen par FEB est calculé pour les données et la prédiction. La figure 1.5 représente les résultats de cette comparaison pour les FEBs d'un demi-

tonneau. L'accord est excellent, des résultats similaires sont obtenus pour le reste du calorimètre électromagnétique. Le RMS global pour toutes les FEBs est ~ 3 ns. Cette étude a conduit à définir un ensemble de délais permettant un alignement en temps à ~ 3 ns pour tous les canaux du calorimètre électromagnétique, assurant un biais $< 0.5\%$ sur la reconstruction de l'énergie d'un électron dès le démarrage. Ces délais sont pour l'instant calculés de manière relative : pour obtenir les délais réels à introduire, une constante due au déphasage entre l'horloge du LHC et le passage du faisceau au point d'interaction devra être ajoutée.

Remerciements

L'auteur remercie les organisateurs de ces JJC 2008 pour l'intérêt et la convivialité de cette semaine à Saint-Flour.

Références

- [1] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., JINST 3 S08003 (2008) 682
- [2] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., CERN-OPEN-2008-020 (2008)
- [3] K. Melnikov et F. Petriello, Phys. Rev. D74 (2006) 114017
- [4] D. Stump et al., JHEP 10 (2003) 046
- [5] S. Mrenna et al., JHEP05(2006) 026
- [6] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250-303
- [7] W.E. Cleland et E.G. Stern, Nucl. Instr. and Meth. A 338 (1994) 467

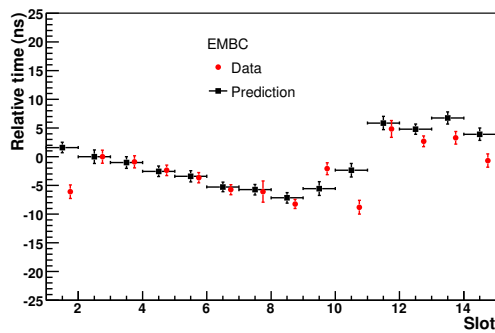


FIG. 1.5 – Temps relatif moyen par type de FEB pour un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion (RMS) sur les 16 modules du demi-tonneau.