

**Étude de la section efficace de production du boson Z
dans le canal électronique à 14 TeV dans l'expérience
ATLAS**
O. Arnaez

► **To cite this version:**

O. Arnaez. Étude de la section efficace de production du boson Z dans le canal électronique à 14 TeV dans l'expérience ATLAS. Journées Jeunes Chercheurs 2008, Nov 2008, Saint Flour, France. in2p3-00363575

HAL Id: in2p3-00363575

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00363575>

Submitted on 23 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.

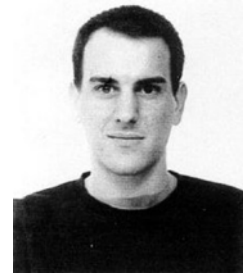
Première partie

Titre de la session

Etude de la section efficace de production du boson Z dans le canal électronique à 14 TeV dans l'expérience ATLAS

Olivier Arnaez

LAPP, Université de Savoie, CNRS/IN2P3,
Annecy-le-Vieux, France



Résumé

Les mesures de précision électrofaibles ainsi que la recherche de nouvelle physique constituent une part importante du programme scientifique de l'expérience ATLAS au LHC. Ce document présente quelques aspects de la méthode utilisée pour sélectionner les événements au cours de l'analyse de la désintégration du boson Z dans le canal électronique ainsi que la mesure des efficacités de sélection des électrons utile pour l'ensemble des analyses effectuées dans ATLAS.

1.1 Introduction

Grâce au Large Hadron Collider, la physique sur collisionneurs va entrer dans une nouvelle ère. Ces résultats ne vont pouvoir être interprétés de manière fiable qu'à la condition de bien connaître les détecteurs et leurs performances.

Le canal de désintégration du boson Z dans le canal électronique -produit au LHC dans les collisions protons-protons par interaction quark-antiquark de la mer- est un canal de physique bien connu depuis les résultats obtenus à LEP ($M_Z \simeq 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [3]).

Malgré cela, il reste un intérêt physique majeur puisque sa section efficace de production n'a jamais été mesurée à 14 TeV et que la mesure de la section efficace différentielle permet d'améliorer la connaissance des fonctions de structure de partons. Ce canal constitue également un bruit de fond physique important pour la nouvelle physique recherchée.

De plus, comme les électrons laissent des traces dans le *détecteur interne* et déposent une grande partie de leur énergie dans le *calorimètre électromagnétique*, on peut utiliser les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ afin d'étalonner ces deux sous-détecteurs d'ATLAS [1]. Figurent parmi les procédures d'étalonnage la mesure de l'uniformité de réponse du calorimètre électromagnétique, la mesure des efficacités de déclenchement de l'acquisition de données, l'établissement de l'échelle en énergie des électrons et en particulier la mesure des efficacités de sélections des électrons que nous décrirons dans la section 1.4.

Auparavant nous décrirons la sélection des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ parmi le flot de données dans ATLAS dans la partie 1.2 et les critères de sélection des électrons en

général dans la partie 1.3.

1.2 Sélection des événements

Le détecteur ATLAS au centre duquel vont se produire les collisions à 14 TeV va, à chaque croisement de paquets de protons, voir se déposer en son sein une grande quantité d'énergie correspondant à de nombreuses particules. La fréquence des interactions est estimée à $\sim 1 \text{ GHz}$.

Un système de déclenchement à 3 niveaux basé sur les dépôts d'énergie dans les sous-détecteurs et leurs topologies permet de ramener le taux d'acquisition à 200 Hz [2].

Une fois les données en provenance de tous les sous-détecteurs collectées et enregistrées, elles subissent plusieurs étapes de *reconstruction* permettant de passer des signaux individuels à des *candidats* particules. C'est le cas par exemple lorsqu'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique est reconstruit à partir d'un amas de cellules appelé *cluster* et que ce dernier peut être associé à une trace reconstruite dans le détecteur interne pour former un candidat électron.

La reconstruction terminée, on disperse alors les fichiers de données dits *orientés analyses* contenant un ensemble de particules reconstruites pour chacun des événements enregistrés. Afin de limiter l'accès à l'ensemble des données enregistrées et disséminées sur la *grille*, il est alors nécessaire d'opérer un tri afin de sélectionner seulement les événements susceptibles de contenir des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$ ($\sim 1/75 \text{ Hz}$ pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^2/\text{s}$, soit moins de un par minute).

1.2.1 Lots de données réduites

Ce tri se fait par intérêt de physique. Il a ainsi été défini un format de données *dédiées* appelé "DPD W/Z" qui contient le sous-ensemble des événements ayant soit un électron reconstruit de bonne qualité (voir partie 1.3), soit deux électrons reconstruits de qualité inférieure de façon à pouvoir, dans les analyses, avoir accès aux événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $W \rightarrow e\nu$. Cette présélection permet de réduire encore le taux de 200 Hz jusqu'à $\sim 19 \text{ Hz}$.

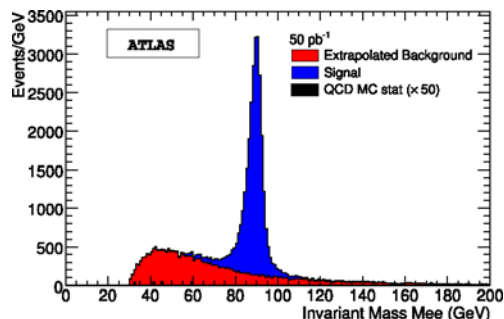


FIG. 1.1 – Distribution de masse invariante dans le canal $Z \rightarrow ee$ pour signal et fond après sélection.

1.2.2 Coupures de sélection

La stratégie de sélection des événements à l'intérieur de ces lots consiste à ne garder que ceux qui ont déclenché l'acquisition des données par un dépôt d'énergie localisé supérieur à 10 GeV dans le calorimètre EM. Ensuite, on demande au moins deux candidats électrons reconstruits ayant des pseudorapidités $|\eta| < 2.5$ ($\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$) avec θ l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau) et à l'extérieur de la zone de séparation des cryostats ($1.37 < |\eta| < 1.52$), des impulsions transverses supérieures à 15 GeV et des qualités d'identification "Tight" (voir partir 1.3).

La mesure de section efficace se fait alors par extraction du nombre de candidats Z dans le pic de masse invariante M_{ee} (voir figure 1.1) par la formule : $\sigma = \frac{N - N_{bkg}}{A \cdot \epsilon \cdot L}$ où N est le nombre d'événements comptés dans la fenêtre de masse du pic du Z ($80 - 100 \text{ GeV}$), N_{bkg} le nombre d'événements de fond estimé, A l'acceptance cinématique, L la luminosité et ϵ l'efficacité de sélection dont une partie est le terme d'efficacité de sélection des électrons pour lequel nous verrons une méthode de mesure en partie 1.4

Voyons tout d'abord comment nous pouvons améliorer ce terme.

1.3 Sélection des électrons

Comme nous l'avons vu, un candidat électron est formé par association d'une trace du détecteur interne à un amas électromagnétique. Ensuite, plusieurs critères de qualité vont être appliqués. Ceux-ci concernent la forme de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre, la qualité de la trace, la qualité de l'association amas-trace ainsi que des critères d'isolation comme on le verra en sous-partie 1.3.2.

1.3.1 Jeux de coupures standards

Ces différents critères sont réunis dans jeux de coupures standards appelés "isEM" *Loose*, *Medium*, *Tight-NoIsol* et *Tight* en allant de coupures les plus lâches aux coupures les plus strictes. Ces coupures sont des coupures binaires, i.e. soit un candidat "passe" la cou-

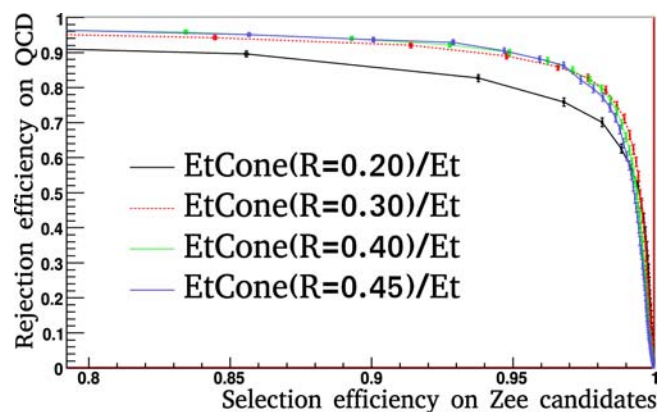


FIG. 1.2 – Comparaison des efficacités de réjection du fond QCD en fonction de l'efficacité de sélection des électrons isolés du Z sur les candidats *TightNoIsol* pour différentes tailles de cônes.

pure et va être considéré comme un bon électron, soit il ne la passe pas et va être rejeté pour l'analyse. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de bien optimiser les coupures isEM comme nous allons le voir avec les coupures d'isolation.

1.3.2 Critères d'isolation

Les électrons obtenus par la désintégration du Z sont des électrons isolés. Or, le fond principal au canal $Z \rightarrow e^+e^-$ est constitué des événements QCD multi-jets pour lesquels deux jets mimiquent des électrons. Cependant, les jets issus des processus d'hadronisation vont provoquer une grande activité énergétique dans le détecteur. Ainsi nous allons pouvoir différencier les candidats électrons issus de vrais électrons isolés provenant du Z des candidats électrons provenant de jets QCD. L'ensemble des critères visant à mesurer l'activité énergétique autour des candidats électrons vont s'appeler *critères d'isolation*.

Cette activité peut se mesurer de différentes façons : dans un cône centré autour du candidat électron nous allons, soit pouvoir sommer la quantité d'énergie déposée dans les cellules du calorimètre, soit utiliser l'information sur le nombre de traces reconstruites et leurs impulsions transverses, soit encore combiner ces critères.

Pour cette étude, des cônes de tailles différentes ont été utilisés. Nous avons alors constaté que la taille du cône dans lequel mesurer l'activité énergétique du calorimètre optimisant le taux de réjection des candidats électrons issus des jets QCD variait selon l'efficacité de sélection désirée pour les électrons isolés issus du Z comme le montre la figure 1.2.

Une étude complémentaire utilisant l'information du bruit électronique moyen par cellule a été menée. Nous avons vu que ne sommer que les cellules dont l'énergie est supérieure à 3 ou $5 \sigma_{\text{bruit}}$ n'améliore pas

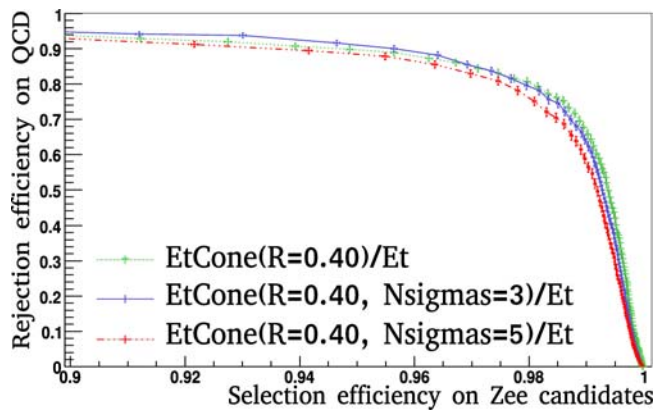


FIG. 1.3 – Comparaison des efficacités de réjection du fond QCD en fonction de l’efficacité de sélection des électrons isolés du Z sur les candidats *TightNoIsol* pour des variables utilisant l’information sur le bruit (bleu et vert).

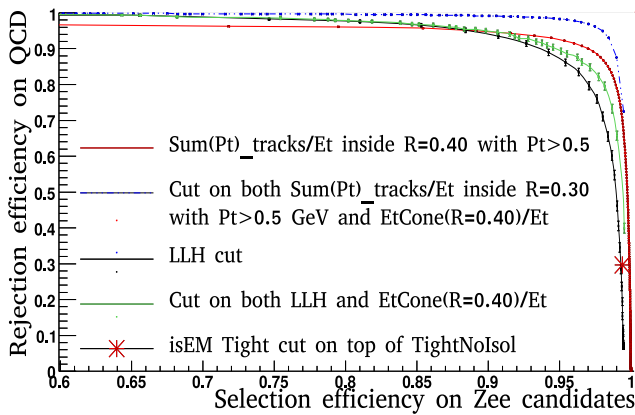


FIG. 1.4 – Comparaison des efficacités de réjection du fond QCD en fonction de l’efficacité de sélection des électrons isolés du Z sur les candidats *TightNoIsol* pour des variables combinant informations sur les traces et informations sur les cellules du calorimètre.

de manière significative l’efficacité de réjection (voir figure 1.3).

Finalement, nous avons montré que le critère d’isolation offrant la meilleure efficacité de réjection du fond QCD en fonction de l’efficacité de sélection des électrons allie un critère basé sur les traces (la somme des impulsions transverses des traces dans un cône autour du candidat) et un critère sur l’énergie dans les cellules du calorimètre (somme des cellules dans un cône) au sein d’une coupure rectangulaire (voir figure 1.4).

Ces résultats sont basés sur des simulations Monte-Carlo. De plus, ne prenant pas en compte les effets d’empilement (superposition d’événements dans le détecteur), ils restent à confirmer sur les données réelles.

1.4 Mesure des efficacités de sélection des électrons

Il est indispensable de pouvoir estimer l’efficacité de ces coupures dans la sélection des électrons. Une première méthode consisterait à utiliser les données simulées mais la simulation Monte-Carlo n’étant pas parfaite, il faut donc développer une méthode de mesure des efficacités sur les données.

La méthode envisagée pour ce qui concerne les efficacités de sélection des électrons est la méthode dite “Tag and Probe”, déjà éprouvée au Tevatron [4].

Nous opérons une sélection d’événements contenant 2 candidats électrons reconstruits dont un, appelé “tag”, de très bonne qualité (Tight généralement) et dont la masse invariante se situe dans le pic du Z (entre 80 et 100 GeV). La coupure testée est alors appliquée au deuxième électron appelé “probe”.

Lorsqu’il n’y a pas de fond, l’efficacité de coupure est alors

$$\varepsilon_{coupure} = \frac{N_{\text{probes passant la coupure}}}{N_{\text{probes testés}}} \quad (1.1)$$

La validation de cette méthode a été l’objet d’un travail documenté dans les spécifications de performances attendues pour le détecteur ATLAS dont est extraite la figure 1.5 montrant l’accord obtenu entre les efficacités mesurées par la méthode *Tag and Probe* sur un lot de pseudo-données et les efficacités Monte-Carlo (MC) utilisant l’information vraie. Cet accord est de l’ordre du pourcent.

1.4.1 Erreurs systématiques

La méthode *Tag and Probe* étant validée par de tels résultats, il a aussi fallu estimer les autres erreurs systématiques de la mesure d’efficacité sur données. Pour cela nous avons observé les effets de différents paramètres entrant en jeu dans la sélection des événements “tagged”. Entre autres,

- la sélection de la condition de déclenchement de l’acquisition de données,
- la correspondance entre l’élément de déclenchement et le candidat électron *tag*,
- les conditions de qualité appliquées au candidat *tag*,
- l’application d’une condition d’opposition de charges entre le candidat *tag* et le candidat *probe*,
- l’application d’une condition “dos-à-dos” entre le *tag* et le *probe*
- ou encore, la fenêtre de masse invariante choisie pour la paire *tag-probe*.

Il a été montré en particulier, que renforcer les conditions imposées au candidat *tag* ou appliquer une coupure “dos-à-dos” introduisait un biais négligeable (voir figure 1.7). Au contraire, le fait d’associer le candidat électron *tag* à l’élément *trigger* ayant déclenché l’acquisition de données est indispensable, au risque d’introduire une erreur de plusieurs pourcents sur les efficacités mesurées comme le montre la figure 1.6.

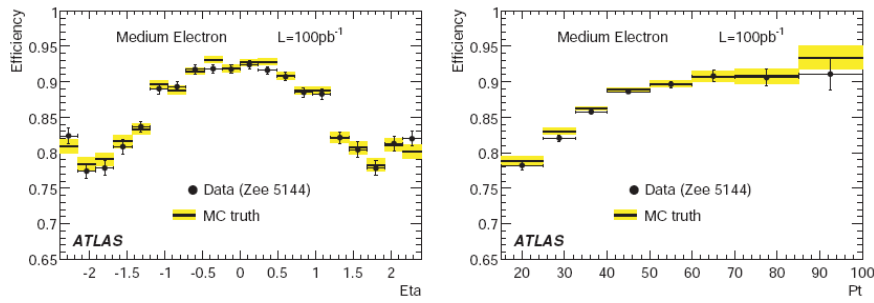


FIG. 1.5 – Efficacité de la coupure *Medium* sur des candidats électrons en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et E_T (à droite) pour des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$, en utilisant la méthode *Tag and Probe* et l'information sur la vérité MC.

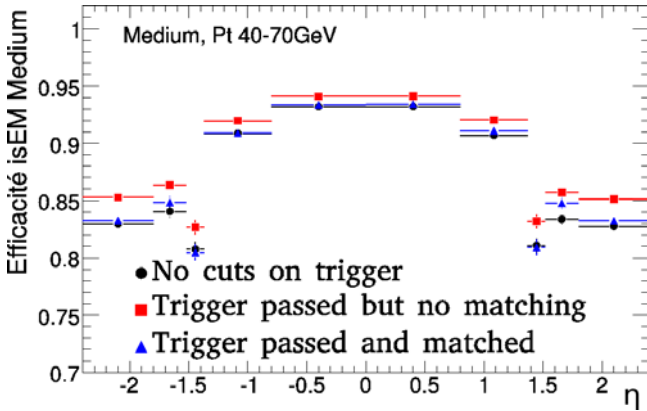


FIG. 1.6 – Efficacité de sélection *Medium* pour des candidats électrons issus de désintégration du Z et des impulsions transverses comprises entre 40 et 70 GeV en fonction de la pseudorapidité selon qu'aucune condition sur le *trigger* est imposée ou qu'il soit requis avec/sans *matching* entre l'élément déclenchant et le candidat *tag*.

De même, la condition d'opposition de charges entre le *tag* et le *probe* introduit un biais important à grand η comme le montre la figure 1.7.

Cette étude de systématiques va faire l'objet d'une note.

1.5 Conclusion

Les événements $Z \rightarrow ee$ dans ATLAS étant toujours d'un intérêt physique certain, nous avons vu comment mener une analyse et les sélections à effectuer dans l'ensemble du flot de données enregistrées -au travers de coupures sur la topologie des événements ou leur qualité de reconstruction- pour se ramener à des candidats Z. Un effort particulier a été porté ici à l'optimisation des coupures d'isolation.

Nous avons également vu comment on peut utiliser de tels événements pour mesurer “sur données” les efficacités de sélection des électrons par la méthode *Tag and Probe*.

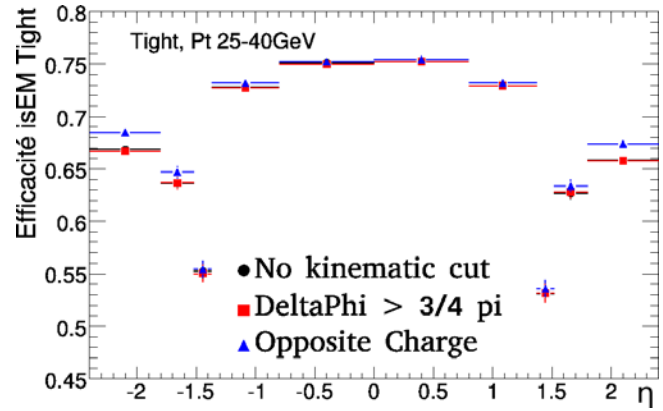


FIG. 1.7 – Efficacité de sélection *Tight* pour des candidats électrons avec $P_T \in [25, 40 \text{ GeV}]$ issus de désintégration du Z en fonction de η selon qu'aucune condition sur la cinématique liant le candidat *tag* au candidat *probe* est imposée ou que l'on impose une coupure “dos-à-dos” ou d'opposition de charges. Cette dernière introduit un biais non négligeable à grand η .

Références

- [1] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003 (2008)
- [2] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics, hep-ex/0901.0512v1 (2008)
- [3] C. Amsler et al., Review of Particle Physics, Physics Letters B667, 1 (2008)
- [4] CDF Collaboration, First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Fermilab Tevatron Collider, Phys. Rev. Lett. 94, 091803 (2005)
D0 Collaboration, Measurement of the shape of the boson rapidity distribution for $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$ events produced at \sqrt{s} of 1.96 TeV, hep-ex/0702025 (2007).