

UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE  
ÉCOLE DOCTORALE 352  
FACULTÉ DES SCIENCES  
CENTRE DE PHYSIQUE DES PARTICULES DE MARSEILLE

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

*Discipline :*  
PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

*Spécialité :*  
Physique des Particules et Astroparticules

Sébastien Kahn

# Optimisation des critères d'identification des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge à partir des données du détecteur ATLAS

Soutenue le 13 octobre 2016 devant le jury composé de :

Dr Caroline COLLARD	Rapporteur
Dr Fabrice HUBAUT	Directeur de thèse
Dr Eric KAJFASZ	Examineur
Dr Guillaume UNAL	Rapporteur
Dr Dirk ZERWAS	Examineur



Cette oeuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 3.0 France](#).



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Cadre théorique : Le Modèle Standard et la Supersymétrie</b>	<b>3</b>
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 Formalisme	3
1.1.2 Contenu en champs	5
1.1.3 Les interactions	7
1.1.4 Brisure spontanée de la symétrie électro-faible	10
1.1.5 Limitations du Modèle Standard	13
1.2 La Supersymétrie	15
1.2.1 Présentation	15
1.2.2 Formalisme	17
1.2.3 Le modèle supersymétrique minimal (MSSM)	20
1.2.4 Spectre de masse des particules supersymétriques	25
1.2.5 Contraintes expérimentales	28
1.3 Conclusions	34
<b>2 Cadre Expérimental : L'expérience ATLAS au LHC</b>	<b>37</b>
2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)	37
2.2 Le détecteur ATLAS	40
2.2.1 Le trajectographe	41
2.2.2 Les calorimètres	44
2.2.3 Le spectromètre à muons	52
2.2.4 Le système de déclenchement	54
<b>3 Reconstruction des objets au sein du détecteur ATLAS</b>	<b>57</b>
3.1 Électrons et photons	57
3.1.1 Reconstruction	57
3.1.2 Étalonnage	60
3.1.3 Identification	63
3.2 Muons	66
3.3 Taus	68
3.4 Jets	69
3.4.1 Reconstruction	69

3.4.2	Étiquetage de saveur	70
3.4.3	Étalonnage	72
3.5	Énergie transverse manquante	75
3.5.1	Mesure	75
3.5.2	Performances	76
3.6	Conclusion	78
<b>4</b>	<b>Optimisation des critères d'identification des électrons</b>	<b>79</b>
4.1	Introduction	79
4.2	Simulation des événements	80
4.2.1	Association aux objets du générateur	81
4.2.2	Correction des variables d'identification	82
4.3	Performances des critères d'identification 2012 dans les conditions du Run-2	82
4.3.1	Algorithmes d'identification	83
4.3.2	Performances hors-ligne	88
4.3.3	Performances en-ligne	91
4.3.4	Conclusions	92
4.4	Optimisation des critères d'identification	93
4.4.1	Adaptation aux contraintes expérimentales	93
4.4.2	Optimisation des coupures d'identification	96
4.5	Performances du menu optimisé	102
4.5.1	Performances hors-ligne	102
4.5.2	Performances en-ligne	107
4.6	Modifications ultérieures des critères d'identification	110
4.6.1	Ajustement des critères d'identification	111
4.6.2	Optimisation des critères d'identification de l'intervalle $E_T < 20$ GeV	112
4.7	Utilisation dans les données 2015 et conclusions	113
<b>5</b>	<b>Recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte dans les canaux avec deux leptons de même charge</b>	<b>115</b>
5.1	Présentation du canal de recherche	115
5.1.1	L'état final avec deux leptons de même charge	116
5.1.2	Processus supersymétriques pouvant produire deux leptons de même charge	117
5.1.3	Analyse des données à $\sqrt{s} = 8$ TeV collectées en 2012	121
5.1.4	Perspectives avec les données issues des collisions à 13 TeV	124
5.2	Définition des régions de signal pour l'analyse des données 2015	126
5.2.1	Définition des objets	126
5.2.2	Sélection des événements	129
5.2.3	Présentation des régions de signal	130

5.3	Estimation des faux leptons	133
5.3.1	Méthode d'estimation	133
5.3.2	Mesure des efficacités des faux leptons ( $\xi$ )	135
5.3.3	Mesures des efficacités des leptons réels ( $\epsilon$ )	137
5.3.4	Estimation du bruit de fond issu des faux leptons	162
5.4	Autres bruits de fond	163
5.4.1	Erreur d'assignation de la charge électrique des leptons	163
5.4.2	Estimation des bruits de fond irréductibles	166
5.4.3	Incertitudes d'estimation du bruit de fond	166
5.4.4	Validation des estimations	167
5.5	Résultats	170
5.5.1	Nombre d'événements	171
5.5.2	Limites d'exclusion	173
5.6	Conclusions	177
	<b>Conclusion</b>	<b>183</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>185</b>
A	Généralisation de la méthode de la matrice	185
B	Impact des sélections des régions de signal sur les différents signaux supersymétriques	187
	<b>Bibliographie</b>	<b>193</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>205</b>
	<b>Résumé</b>	<b>207</b>
	<b>Abstract</b>	<b>208</b>



# Introduction

Tout au long du dernier siècle, la physique des particules s'est enrichie au fil des expériences et de la maîtrise de son formalisme. A l'heure actuelle, l'ensemble des données expérimentales issues des collisionneurs est explicable en postulant un nombre réduit de particules et la présence de trois interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte), constituant le Modèle Standard. En plus de décrire les données expérimentales avec précision, cette théorie a permis la prédiction d'un grand nombre de découvertes dont la dernière en date est l'existence du boson de Higgs.

Malgré son pouvoir prédictif impressionnant, le Modèle Standard ne constitue cependant pas la description finale de la physique fondamentale. En effet, certaines observations ne sont pas expliquées par ce modèle (e.g. gravitation, matière noire), si bien que cette théorie est généralement interprétée comme une approximation à basse énergie d'une théorie plus complète valide à l'échelle de Planck<sup>a</sup>. La Supersymétrie, extension ultime des symétries d'espace-temps, constitue un cadre théorique favorable à cette généralisation et permet la résolution de nombreux problèmes du Modèle Standard. Par exemple, l'existence de partenaires supersymétriques aux particules du Modèle Standard avec une masse de l'ordre du TeV permettrait de résoudre le problème de naturalité<sup>b</sup>. Les collisions de protons à 13 TeV au centre de masse produites par le grand collisionneur de hadrons du CERN, le LHC, peuvent alors permettre une recherche efficace de Supersymétrie naturelle à partir des données collectées par les détecteurs ATLAS et CMS. Ce contexte théorique et expérimental sera l'objet des deux premiers chapitres de cette thèse.

Entre les années 2010 et 2012, le LHC a produit des collisions à 7-8 TeV au centre de masse, permettant la découverte du boson de Higgs et la recherche de Supersymétrie à l'échelle du TeV. Après une longue période d'arrêt, le LHC a repris fonction en 2015 avec une énergie au centre de masse accrue à 13 TeV. Ce changement de conditions expérimentales a nécessité l'optimisation de l'en-

---

a. Échelle où la gravité est du même ordre de grandeur que les autres interactions fondamentales.

b. Ce problème s'exprime par la présence de divergences quadratiques dans les termes de masse du boson de Higgs.

semble des algorithmes de reconstruction et des critères d'identification des objets à partir des données du détecteur ATLAS, décrits dans le Chapitre 3. Parmi ces objets, les électrons constituent une signature caractéristique des processus électro-faibles, et jouent donc un rôle crucial pour un grand nombre d'analyses physiques ainsi que pour le déclenchement de la prise de données. L'optimisation des critères d'identification des électrons effectuée lors de la période d'arrêt du LHC ainsi que leurs performances attendues sont décrites dans le Chapitre 4.

La hausse en énergie des collisions permet par ailleurs d'augmenter fortement la section efficace de production d'hypothétiques particules lourdes<sup>c</sup>. La découverte de particules supersymétriques devient alors possible à partir de la quantité réduite de données collectées en 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ). C'est dans ce contexte particulièrement favorable que s'inscrit la recherche de partenaires supersymétriques des gluons et des quarks à partir des états finaux caractérisés par la présence de deux leptons (électrons ou muons) de charge électrique identique et de jets. La stratégie employée pour cette analyse ainsi que l'interprétation des résultats dans le cadre de modèles supersymétriques sont décrites dans le Chapitre 5.

---

c. par un facteur  $\sim 50$  pour les partenaires supersymétriques des gluons à  $m_{\tilde{g}} = 1.5 \text{ TeV}$

# 1. Cadre théorique : Le Modèle Standard et la Supersymétrie

## 1.1. Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules permet de décrire de manière précise les interactions électromagnétiques, faibles et fortes à partir d'un même formalisme (théorie de Yang-Mills). Il a permis de prédire l'existence de nombreuses particules (bosons  $Z$  et  $W$ , quarks  $c$ ,  $b$  et  $t$ , neutrino  $\tau$  et boson de Higgs) et a été testé par un grand nombre de mesures de précision sans être mis en défaut. Malgré cela, certains aspects de la physique moderne ne peuvent être expliqués par ce modèle (par exemple la gravitation ou la matière noire), si bien que le Modèle Standard est en général interprété comme une excellente approximation à basse énergie d'une théorie valide à toutes les échelles. Cette section présentera tout d'abord le formalisme du Modèle Standard (section 1.1.1), pour ensuite introduire son contenu en champs (section 1.1.2). Les différentes interactions seront ensuite décrites (section 1.1.3) et le mécanisme à l'origine de la masse des particules sera introduit (section 1.1.4). Enfin, les points faibles de ce modèle seront présentés (section 1.1.5), motivant la recherche de nouvelle physique.

### 1.1.1. Formalisme

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs [1, 2]. Ce formalisme, décrivant les particules observées comme des excitations de champs, permet de tenir compte des effets relativistes (boost de Lorentz) dans le cadre d'une théorie quantique. Les particules n'étant plus les briques élémentaires de la théorie, ces dernières peuvent être créées (ou se désintégrer) si l'énergie des processus mis en jeu est suffisante<sup>a</sup>. Il est alors possible d'observer des champs de masse importante jusqu'alors inconnus, à partir de la collision de particules stables comme les électrons ou les protons. C'est ainsi que l'existence de nombreux constituants du Modèle Standard a pu être prédite, améliorant sensible-

---

a. Il est bien sur nécessaire que le couplage entre les champs soit également suffisant.

ment la compréhension des lois fondamentales de la nature.

De manière générale, le passage d'un état initial  $|in\rangle$  à un état final  $|out\rangle$  est décrit par la matrice  $S$  :

$$|out\rangle = S |in\rangle$$

Le calcul exact du propagateur  $S$  est généralement complexe, si bien qu'un développement en série entière, paramétré par une constante de couplage  $g$ , est souvent utilisé [3]. Chacun des termes du développement peut être schématisé par un diagramme (de Feynmann) dont les pattes correspondent aux champs mis en jeu et les points (vertex) à leur interaction, proportionnelle à la constante de couplage  $g$ <sup>b</sup>. Dans le cas où  $|g| < 1$ , les termes d'ordre supérieur contribuent moins que les premiers, si bien qu'une précision arbitrairement fine peut être atteinte<sup>c</sup>. A partir des termes d'ordre deux, des particules virtuelles, dont la dynamique n'est plus contrainte par les équations du mouvement  $m^2 = E^2 - p^2$  (hors couche de masse), peuvent apparaître. L'ensemble des configurations possibles doit alors être intégré dans le calcul des observables, ce qui introduit bien souvent des divergences. Pour les théories dites renormalisables, ces divergences sont issues d'une mauvaise paramétrisation du développement, utilisant des constantes de couplages non physiques  $g_0$ , tendant vers l'infini. La procédure de renormalisation [4] permet de rétablir des termes finis en remplaçant les constantes de couplages  $g_0$  introduites dans le Lagrangien par des grandeurs  $F$  mesurées  $g_R = F(\mu)$ . Les constantes de couplages renormalisées acquièrent ainsi une dépendance à l'échelle en énergie de la mesure utilisée dans la procédure de renormalisation  $\mu$ , déterminée par les fonction  $\beta = \mu(\partial g_R / \partial \mu)$  dans le cadre du formalisme des groupes de renormalisation [5].

Les symétries jouent un rôle fondamental dans la construction du Modèle Standard. Par exemple, le Lagrangien du Modèle Standard doit être symétrique vis-à-vis des transformations du groupe de Poincaré, décrivant les symétries d'espace-temps. Les champs du Modèle Standard doivent alors être des vecteurs des représentations de ce groupe de symétries, étiquetées par le spin (rotation) et la masse (translation). Dans le cadre d'une théorie quantique, il est également possible de faire varier la phase des champs (symétrie de jauge  $U(1)$ ) sans changer les résultats physiques. Rendre cette symétrie locale amène l'introduction d'un champ vectoriel  $A^\mu$ , permettant d'introduire l'interaction électromagnétique. Ce résultat étonnant peut être généralisé à des groupes de symétries internes plus complexes tels que  $SU(2)$  ou  $SU(3)$  [6], donnant naissance aux différentes interactions décrites par le Modèle Standard (voir section 1.1.3). Prenons l'exemple

---

b. Il y a autant de vertex que de degrés de puissance associés au couplage.

c. Dans le cas où  $|g| > 1$  cette approche n'est plus valide, si bien que d'autres méthodes sont utilisées.



d'un champ de spin 1/2  $\psi$  de masse  $m$  dont la dynamique est décrite par le Lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

$\gamma^\mu$  étant les matrices de Dirac. Si l'on veut rendre ce Lagrangien invariant par rapport à une transformation de jauge locale  $SU(n)$  décrite par les générateurs de son algèbre de Lie  $T_a$ , il faut remplacer la dérivée  $\partial_\mu$  par sa dérivée covariante  $D_\mu = \partial_\mu + ig\sum_a T_a A_\mu^a$ <sup>d</sup>. Le champ  $\psi$  acquiert alors un couplage avec les connecteurs de la dérivée covariante  $D_\mu$ , paramétré par la constante  $g$ . Pour chaque générateur du groupe  $SU(n)$ , un champ d'interaction a ainsi été introduit. L'ensemble de ces champs  $A_\mu = \sum_a T_a A_\mu^a$  est invariant de jauge (ici  $SU(n)$ ). Enfin, si l'on ajoute un terme décrivant la dynamique des champs  $A_\mu$ , on obtient :

$$\mathcal{L}_{jauge} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}Tr(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})$$

avec  $F_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, A_\nu]$ <sup>e</sup>. Il est intéressant de remarquer que si le terme  $ig[A_\mu, A_\nu]$  est non nul, les bosons de jauge peuvent interagir avec eux mêmes. Ces termes sont absents de l'électromagnétisme décrit par le groupe  $U(1)$ <sup>f</sup>, mais présents dans le cadre de l'interaction forte construite à partir de la symétrie  $SU(3)$ . Cette particularité est à l'origine d'un grand nombre de différences entre ces deux interactions.

### 1.1.2. Contenu en champs

La Modèle Standard permet de décrire la physique élémentaire jusqu'à l'échelle du TeV, à partir d'un nombre réduit de particules présentées dans la Figure 1.1 (gauche). Dans ce modèle, les bosons (spin 1), vecteurs des champs d'interaction, sont tous issus de l'invariance locale des symétries de jauge des fermions (spin 1/2), constituant les champs de matière. On distingue deux types de fermions : les quarks, sensibles à l'interaction forte et les leptons neutres vis-à-vis de cette interaction. Les quarks dont la charge diffère de 1 sont appariés de manière à former des doublets de  $SU_L(2)$ , groupe de symétrie à partir duquel est construite l'interaction faible. Par exemple, le quark up ( $u$ ), de charge électrique  $+2/3$  est associé au quark down ( $d$ ) de charge  $-1/3$ . Une structure similaire est appliquée aux leptons associant les électrons ( $e$ ) de charge électrique  $-1$  aux neutrinos électroniques ( $\nu_e$ ) électriquement neutres. Les données expérimentales ont par ailleurs démontré l'existence de fermions plus lourds décrits par les mêmes

d. Les champs  $\psi$  doivent également constituer un vecteur de l'espace des représentations  $SU(n)$ .

e. Il s'agit du terme dynamique invariant de jauge le plus simple.

f. L'unique générateur de cette symétrie commute forcément avec lui même.

nombre quantique (charge électrique, charge de couleur, etc ...). Le Modèle Standard compte en tout trois générations de fermions avec, en plus du doublet électronique ( $e, \nu_e$ ) les doublets muonique ( $\mu, \nu_\mu$ ) et tauique ( $\tau, \nu_\tau$ ) et, en plus du doublet de quarks up et down ( $u, d$ ) les quarks charm et strange ( $c, s$ ) et les quarks top et bottom ( $t, b$ ), dont les masses sont précisées dans la Table 1.1. Comme discuté par la suite, l'interaction faible permet la désintégration des particules de seconde et troisième génération en particules de première génération par courant chargé. Ainsi seuls les fermions de première génération sont stables dans la nature. Enfin, du fait de la propriété de confinement de l'interaction forte, les quarks se combinent toujours de manière à former des particules neutres sous l'interaction forte appelées hadrons<sup>g</sup>.

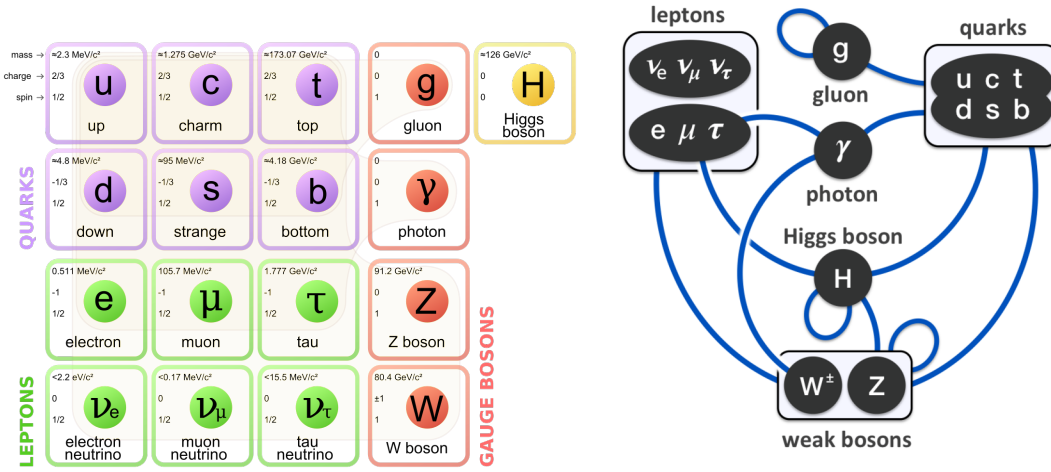


Figure 1.1. — Gauche : Contenu en champ du Modèle Standard. Droite : Vue schématique des interactions du Modèle Standard.

Les interactions du Modèle Standard, présentées dans la section suivante, sont véhiculées par des bosons de spin 1. Les champs associés à la force électromagnétique, faible et forte, sont respectivement les photons ( $\gamma$ ), les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  et les gluons ( $g$ ), dont les interactions sont décrites dans la Figure 1.1 (droite). Les photons et les gluons sont de masse nulle tandis que les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  sont massifs, limitant la portée de l'interaction faible. Enfin, la masse inertielle des particules du Modèle Standard est issue de leur interaction avec un champ scalaire (spin 0), appelé champ de Higgs (section 1.1.4).

g. Une exception importante : le quark top, du fait de sa masse trop importante ne vit pas suffisamment longtemps pour s'apparier à d'autres quarks.

Particule	Masse [GeV]	(Q,S,T <sub>3</sub> ,Y <sub>W</sub> )
Leptons		
Electron	0.000511	(-1, 1/2, -1/2, -1)
Muon	0.106	
Tau	1.78	
neutrinos	0	(0, 1/2, 1/2, -1)
Quarks		
Down	0.0048 <sup>+0.0005</sup> <sub>-0.0003</sub>	(-1/3, 1/2, -1/2, 1/3)
Strange	0.095 ± 0.005	
Bottom	4.18 ± 0.03	
Up	0.0023 <sup>+0.0007</sup> <sub>-0.0005</sub>	(2/3, 1/2, 1/2, 1/3)
Charm	1.275 ± 0.025	
Top	173.21 ± 0.51 ± 0.71	
Boson de jauge		
Gluons	0	(0, 1, 0, 0)
Photon	0	
Z <sup>0</sup>	91.1876 ± 0.0021	
W <sup>±</sup>	80.385 ± 0.015	(±1, 1, ±1, 0)
Boson scalaire		
Boson de Higgs	125.09 ± 0.21 ± 0.11	(0,0,-,-)

Table 1.1. – Masse et nombres quantiques associés aux particules du Modèle Standard. Q représente la charge électromagnétique, S le spin, T<sub>3</sub> la composante transverse de l'isospin faible et Y<sub>W</sub> l'hypercharge définie telle que  $Q = T_3 + Y_W/2$ . L'hypercharge et l'isospin faible sont donnés pour les fermions de chiralité gauche, pour les fermions de chiralité droite, T<sub>3</sub> = 0 et  $Q = Y_W/2$ . Si deux incertitudes sont précisées, la première correspond à l'erreur statistique et la seconde aux erreurs systématiques. Source [7].

### 1.1.3. Les interactions

#### 1.1.3.1. Interaction forte

L'interaction forte, responsable de la cohésion des noyaux, est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) [8–11]. Ce modèle décrit l'interaction forte à partir de l'invariance de jauge locale  $SU(3)$ . Les quarks sont donc décrits par des triplets de  $SU(3)$  dont chaque élément porte une charge de couleur. L'invariance de jauge locale génère ainsi huit champs d'interaction  $G_\mu$  appelés gluons correspondant aux générateurs de l'algèbre de Lie du groupe  $SU(3)$ . Ces générateurs ne commutent pas entre eux, les termes  $ig[A_\mu, A_\nu]$  sont non nuls, induisant des couplages entre gluons. Cela se traduit par le fait que le vide amplifie la charge de couleur, l'interaction forte devenant alors plus grande avec la distance.

Dans le langage du groupe de renormalisation, cela se traduit par une fonction  $\beta(\alpha_s)$  de la forme suivante :

$$\beta(\alpha_s) = \frac{\alpha_s^2}{\pi} \left( -\frac{11N}{6} + \frac{n_f}{3} \right)$$

avec  $N = 3$  correspondant à la dimension de la symétrie de jauge  $SU(N)$ ,  $n_f = 6$  au nombre de saveurs de quarks dans le modèle considéré et  $\alpha_s$  à la constante de couplage QCD. La fonction  $\beta$  est alors négative, si bien que la constante de couplage diminue avec l'échelle en énergie. Cela se traduit expérimentalement par deux propriétés fondamentales de l'interaction forte :

— **Le confinement**

A basse énergie,  $\alpha_s$  augmente fortement lorsque l'énergie diminue jusqu'à ce qu'elle ne soit plus perturbative. Dans ce régime, un quark isolé va générer une énergie suffisante pour créer une paire quark-antiquark et pouvoir s'apparier avec eux, de manière à former un hadron neutre vis-à-vis de l'interaction forte. Dans le cadre des expériences de collisionneurs, cela se traduit par le fait qu'un quark va générer une multitude de hadrons que l'on identifiera comme des jets. Bien que fortement suggérée par l'expérience et les calculs non perturbatifs de QCD en réseau, cette propriété n'a pas été prouvée analytiquement et demeure l'un des aspects les moins compris du Modèle Standard.

— **La liberté asymptotique**

L'interaction forte diminue avec l'énergie, devenant perturbative à haute énergie. Les quarks peuvent alors être considérés comme des particules isolées dans la description des collisions produites par le LHC, et leur section efficace de production prédite avec précision, permettant de tester la QCD avec une grande précision. La Figure 1.2 montre la comparaison des sections efficaces de production de jets, prédites à partir de différentes méthodes de calcul, avec les données collectées par le détecteur ATLAS. Un excellent accord est observé, validant la modélisation de l'interaction forte à haute énergie.

L'interaction forte ne distingue pas *a priori* la saveur des quarks et leur chiralité. Si les quarks ont une masse nulle, cela se traduit par une symétrie  $SU(n_f)$  du Lagrangien. Malgré le fait que la masse des quarks brise explicitement cette symétrie, elle demeure une description valide pour les trois quarks les plus légers. Cette symétrie appliquée aux quarks légers, appelée  $SU(3)_{\text{Saveur}}$ , a permis une classification des différents hadrons légers [13]. Elle a également amené à la prédiction de l'existence et de la masse du baryon  $\Omega^-$  [14].

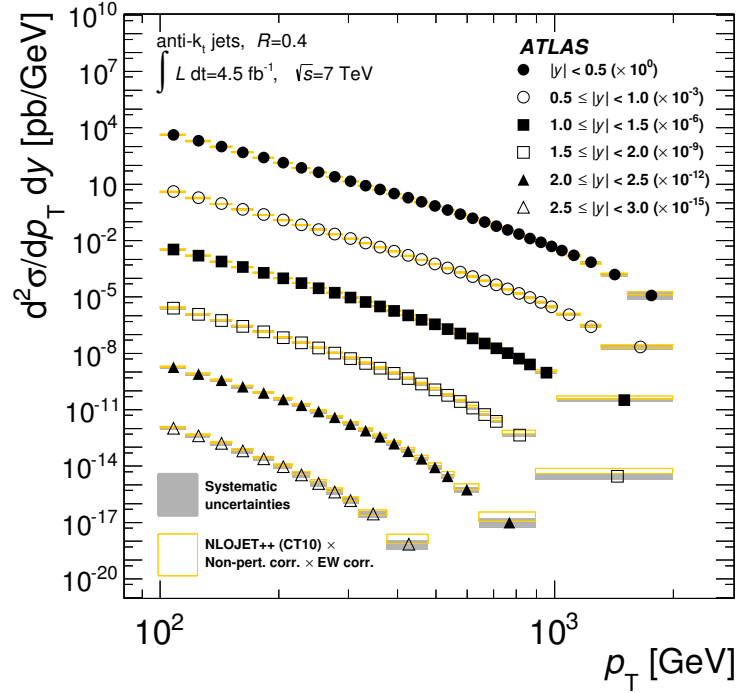


Figure 1.2. — Comparaison entre données et prédictions théoriques des sections efficaces de production de jets en fonction de leur impulsion transverse  $p_T$  et de leur rapidité  $y$ , à partir de collisions de protons à 7 TeV au centre de masse. Source [12].

### 1.1.3.2. Interaction électro-faible

L'interaction faible a été introduite par Fermi afin d'expliquer la radioactivité  $\beta$  ainsi que la désintégration des muons [15], sous la forme d'une interaction de courte portée. L'observation de processus violant la symétrie de charge et de parité (C et P) [16, 17] a ensuite nécessité une modélisation plus complexe de cette interaction, sous la forme d'une combinaison d'un couplage vectoriel et axial (V-A) [18]. Sa modélisation finale, permettant de rendre compte de l'ensemble des données expérimentales, a été proposée par Weinberg, Salam et Glashow sous la forme d'une théorie de jauge [19, 20]. Cette dernière est construite à partir du groupe  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Les fermions de chiralité gauche dont la charge électrique diffère de 1 sont appariés de manière à former des vecteurs du groupe  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  :  $(u_L, d_L)$  et  $(\nu_L, l_L)$ , tandis que les fermions de chiralité droite forment des singlets de  $U_Y(1)$ . Une première observation peut être faite : une rotation de  $SU_L(2)$  permet alors de changer la nature des particules par courant chargé. De plus, comme cette symétrie ne s'applique qu'aux états de chiralité gauche, elle permet d'introduire la violation C,P maximale observée dans les

interactions par courant chargé (seuls des neutrinos de chiralité gauche sont produits par interaction faible). La symétrie  $U_Y(1)$  ne distingue quant à elle pas les états de chiralité, ce qui permet d'introduire l'interaction électromagnétique.

L'invariance locale de ce groupe de symétrie introduit quatre champs d'interaction, les  $(W^-, W^0, W^+)$  issus de la symétrie  $SU_L(2)$  et le champ  $B^0$  issu de  $U_Y(1)$ , associés aux constantes de couplage  $g$  et  $g'$ , respectivement. Bien que les bosons  $W^\pm$  permettent de rendre compte de la violation CP observée par interaction faible, le boson  $W^0$  ne permet pas de décrire celle des interactions par courant neutre, couplant également des états de chiralité droite. Ces propriétés sont réintroduites en supposant que les états propres de masse des bosons de jauge neutre  $Z^0$  et  $A^0$  (photon) sont en réalité des combinaisons linéaires des états propres électro-faibles  $W^0$  et  $B^0$ . Le groupe  $U_Y(1)$  devient alors le groupe  $U_{EM}(1)$  correspondant à l'électromagnétisme et paramétré par la constante de couplage  $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$ , avec  $\theta_W$  paramètre du mélange.

La Figure 1.3 montre la comparaison entre les sections efficaces de nombreux processus prédites à partir du Modèle Standard et celles mesurées à partir des données du détecteur ATLAS. L'excellent accord entre données et prédictions théoriques sur de nombreux ordres de grandeur illustre la validité du Modèle Standard aux échelles électro-faibles.

#### 1.1.4. Brisure spontanée de la symétrie électro-faible

Afin de rendre compte de la faible intensité de l'interaction faible à l'échelle électromagnétique, il est nécessaire d'assigner une masse aux bosons  $Z^0$  et  $W^\pm$ . Or l'ajout d'un terme de masse associé aux bosons de jauge brise cette symétrie interne. Le terme de masse des fermions  $m_f \bar{\psi} \psi = m_f (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$  brise également la symétrie de jauge  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Ce modèle doit alors être complété par un mécanisme introduisant des termes de masse aux différents constituants du Modèle Standard.

La masse inertielle des différentes particules du Modèle Standard peut être introduite à partir d'une brisure spontanée de symétrie [22–24]. Un tel processus s'opère lorsque la théorie propose un ensemble symétrique d'états fondamentaux, mais dont chacun brise la symétrie. La brisure de symétrie s'effectue alors lorsqu'un état fondamental particulier est choisi, ce qui permettra dans le cas du Modèle Standard de générer des termes de masse aux bosons de jauge de  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Un tel ensemble d'états fondamentaux est introduit en ajoutant une paire de champs scalaires complexes formant un doublet de  $SU_L(2)$  :  $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ , dont le potentiel est le suivant :

$$V(\Phi) = m^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$



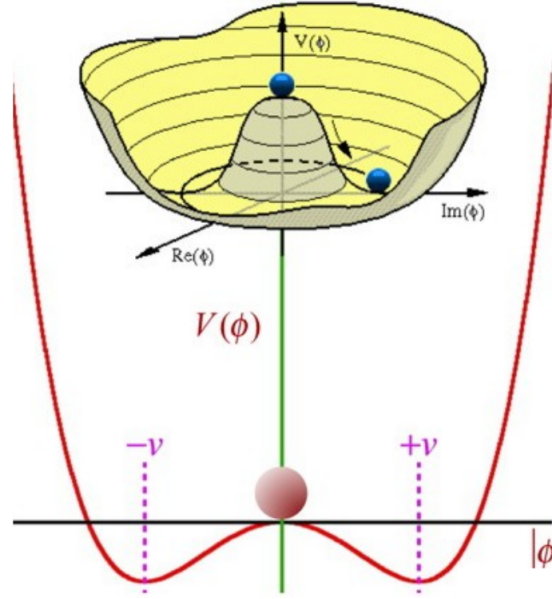


Figure 1.4. – Forme du potentiel de Higgs.

sons de Goldstone peuvent être utilisés pour ajouter une composante de polarisation longitudinale aux bosons  $W^{0,\pm}$ , et donc une masse. En considérant le mélange des états  $W^0$  et  $B^0$ , les masses des bosons de jauge électro-faibles deviennent :

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2}gv \quad m_{Z^0} = \frac{m_{W^\pm}}{\cos \theta_W} \quad m_H = \sqrt{2\lambda} v$$

avec  $\cos \theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$ . En ajoutant des couplages de Yukawa entre le champ de Higgs et les différents fermions du Modèle Standard, il est possible de rétablir des termes de masse pour les fermions sans brisure de symétrie de jauge. Avant brisure les termes associés aux quarks dans le Lagrangien sont de la forme suivante :

$$\mathcal{L}_Y = -Y_d^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi d_R^j - Y_u^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \Phi^* u_R^j$$

avec  $\epsilon$  correspondant au tenseur antisymétrique  $2 \times 2$  et  $Q_L$ ,  $d_R$  et  $u_R$  aux doublets de quarks de  $SU_L(2)$  et aux singlets de quarks down et up de chiralité droite, respectivement. Les  $Y^{ij}$  sont des matrices complexes définies dans l'espace des saveurs indexées par  $i, j$ . Après brisure de symétrie, ce Lagrangien génère donc des couplages avec le champ de Higgs  $H(x)$  et des matrices de masse *a priori* non diagonales. Ce mélange des états propres de saveur permet de coupler par courant chargé les différentes générations de quarks entre elles. Les matrices

---

doublet  $SU_L(2)) \times (\text{une partie réelle et une partie imaginaire})$ .



paramétrant la transformation des états propres de saveur en états propres de masse sont appelées matrices CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) et sont paramétrées par trois angles réels et une phase complexe associée à la violation CP [25, 26]. La mesure de ces paramètres, permettant de contraindre de manière indirecte l'existence de nouvelle physique et de mieux comprendre l'asymétrie matière-antimatière de l'univers, constitue une branche particulièrement active de la physique des particules.

### 1.1.5. Limitations du Modèle Standard

Malgré l'accord impressionnant des prédictions du Modèle Standard avec de nombreuses mesures de précision, certains aspects du modèle suggèrent fortement qu'il ne s'agit pas de la description ultime de la nature :

- **Gravité**

La description quantique du champ gravitationnel est particulièrement complexe. Cette force serait en effet véhiculée par un champ de spin 2, à partir duquel il est particulièrement difficile de bâtir une théorie renormalisable, raison pour laquelle le Modèle Standard ne propose pas de description de la gravitation. Des objets dont la densité est telle que la gravité est du même ordre de grandeur que les autres interactions, tels que les trous noirs ou l'univers dans ses premiers instants, ne sont donc pas décrits par le Modèle Standard. La recherche d'une théorie permettant l'introduction d'une gravité quantique constitue une branche particulièrement active de la physique.

- **Naturalité**

Lorsque l'énergie des phénomènes étudiés est inférieure à  $10^{18}$  GeV (échelle de Planck) la gravitation peut être négligée par rapport aux autres interactions. Le Modèle Standard est alors une théorie tout à fait adaptée à la description des collisions du LHC à 13 TeV au centre de masse. Ce constat *a priori* salvateur amène une autre question : pourquoi l'échelle de Planck est-elle à 17 ordres de grandeur de l'échelle électro-faible décrite par le Modèle Standard ? Cette question se traduit par le fait suivant : si l'on fait varier les paramètres du Modèle Standard, il apparaît que seule une infime fraction des modèles propose aux particules des masses à l'échelle électro-faible, leur masse étant généralement soit nulle, soit à l'échelle de Planck. Les masses des particules du Modèle Standard sont également très différentes entre elles, variant de cinq ordres de grandeurs entre l'électron et le quark top. Un grand nombre de propriétés de la physique des particules n'apparaît alors qu'à l'issue d'une paramétrisation précise des paramètres du Modèle Standard, *a priori* non naturelle. Cela se traduit par exemple

par la présence de divergences quadratiques aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, ne pouvant être supprimées qu'en ajustant de manière très fine certains paramètres du modèle. L'ajustement fin des paramètres du Modèle Standard, introduit *a posteriori*, suggère fortement l'existence de mécanismes au-delà du Modèle Standard.

— ***Matière et énergie noire***

L'observation d'une vitesse de rotation anormale des galaxies [27, 28] a motivé l'hypothèse de particules massives stables, uniquement sensibles aux interactions faibles et gravitationnelles, permettant de rétablir la vitesse de rotation observée. Ce type de particules pourrait expliquer également l'observation de lentilles gravitationnelles sans objet massif à proximité. Le Modèle Standard ne propose pas de telles particules<sup>i</sup> représentant pourtant  $\sim 27\%$  du contenu de l'univers [29] (la matière visible, décrite par le Modèle Standard, n'en représente que  $\sim 5\%$ ). Une autre observation cosmologique n'est également pas expliquée par le Modèle Standard : l'expansion accélérée de l'univers [30, 31]. Cette dernière est généralement expliquée en supposant la présence d'un champ répulsif appelé énergie noire représentant la majorité du contenu de l'univers ( $\sim 68\%$ ), et n'est pas décrite par le Modèle Standard.

— ***Oscillation des neutrinos***

Le phénomène d'oscillation de saveur des neutrinos a été initialement introduit pour expliquer le déficit de neutrinos électroniques en provenance du soleil par rapport au flux attendu [32]. Ce phénomène peut être expliqué de manière analogue aux oscillations de saveur, en supposant que les états propres de masse et les états propres de saveur ne coïncident pas [33]. Le phénomène d'oscillation est paramétré par la différence de masse entre les états propres de propagation, devenant nul si les particules ont des masses identiques. Ce phénomène implique alors des neutrinos massifs, et entre ainsi en contradiction avec le Modèle Standard<sup>j</sup>. Une masse peut être par ailleurs assignée *a posteriori* par le mécanisme de *See-Saw* en étendant le Modèle Standard.

Parmi les théories permettant d'étendre le Modèle Standard, la Supersymétrie, présentée dans la section suivante, est considérée comme l'une des plus prometteuses car elle permet d'apporter une réponse à de nombreux problèmes, à partir de l'extension du groupe de symétrie d'espace-temps.

---

i. Même si l'on suppose les neutrinos massifs, ces derniers sont trop légers pour constituer un candidat valide à la matière noire.

j. Afin d'expliquer la violation CP maximale observée dans les interactions faibles par courant chargé, la masse du neutrino est supposée nulle.

## 1.2. La Supersymétrie

La Supersymétrie est l'une des théories au-delà du Modèle Standard les plus riches et abouties. En étendant le groupe de Poincaré à partir de générateurs fermioniques, elle permet de résoudre de manière élégante une large palette de problèmes du Modèle Standard (naturalité, matière noire, etc...). Elle ouvre également la voie vers une potentielle unification des forces fortes et électro-faibles. Étudiée en profondeur depuis son postulat, elle dispose d'un formalisme complet permettant des prédictions exactes. Une des conséquences les plus directes de cette symétrie est l'ajout d'un partenaire supersymétrique pour chacune des particules du Modèle Standard. La possibilité de les détecter à l'échelle du TeV ainsi que les solutions apportées par cette théorie font de la recherche de Supersymétrie une des priorités de la collaboration ATLAS. Cette section introduira cette théorie pour ensuite décrire brièvement son formalisme. L'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard sera alors présentée et un état des lieux des contraintes expérimentales sur cette théorie sera enfin fait.

### 1.2.1. Présentation

#### Introduction historique

Dans le cadre du Modèle Standard, les fermions et les bosons sont de nature très différente. Les premiers constituent les champs fondamentaux de la matière, tandis que les seconds, vecteurs des interactions fondamentales<sup>k</sup>, sont issus de l'invariance de jauge des symétries internes des champs fermioniques. Or aucun argument physique ne permet d'expliquer *a priori* pourquoi les bosons vecteurs sont issus de l'invariance de jauge des symétries internes des fermions. Ce constat suggère un lien fort entre les symétries internes et les propriétés spatiales de champs décrites par leur spin, et a motivé dans les années 60 la recherche d'un lien entre ces deux types de symétries. Dans les années 60-70, plusieurs avancées majeures à ce sujet montrèrent que le seul moyen de lier les symétries internes et externes est d'étendre le groupe de Poincaré à partir de générateurs anti-commutant  $Q$  [34, 35]. Cette extension, appelée Supersymétrie, permet de passer de fermions à bosons et inversement, au sein d'une même représentation d'un groupe de symétrie de jauge. Il s'agit également de la seule manière d'étendre les symétries d'espace-temps et du seul moyen d'établir un lien entre les symétries internes et externes [36].

#### Points forts de la Supersymétrie

Initialement postulée pour unifier les symétries internes (de jauge) et externes (d'espace-temps), la Supersymétrie permet également de compléter le Modèle

---

k. D'où leur spin 1.

Standard en apportant des solutions à certains de ses problèmes majeurs, soulevés dans la section 1.1.5 :

— ***Matière Noire***

Comme énoncé précédemment, le Modèle Standard ne propose pas de candidat à la matière noire. Or, dans certaines conditions, les modèles supersymétriques prédisent la présence d'une particule massive stable, uniquement sensible à l'interaction faible [37], constituant un candidat de choix pour la matière noire [38].

— ***Unification des interactions électro-faibles et fortes***

Dans le cadre du Modèle Standard, l'évolution des constantes de couplage électro-faibles  $g$  et  $g'$  ainsi que la constante de couplage forte  $\alpha_s$  ne se croisent pas en un point identique. Ce n'est pas le cas des modèles supersymétriques dans lesquels ces couplages se croisent pratiquement au même point à  $\sim 2 \times 10^{16}$  GeV sans contraintes spécifiques [39], comme l'illustre la Figure 1.5. Cette propriété inattendue peut alors montrer la voie vers une théorie de Grande Unification (GUT), permettant notamment d'expliquer la structure des groupes de jauge du Modèle Standard à partir d'une symétrie unique de rang supérieur (par exemple  $SO(10)$ ).

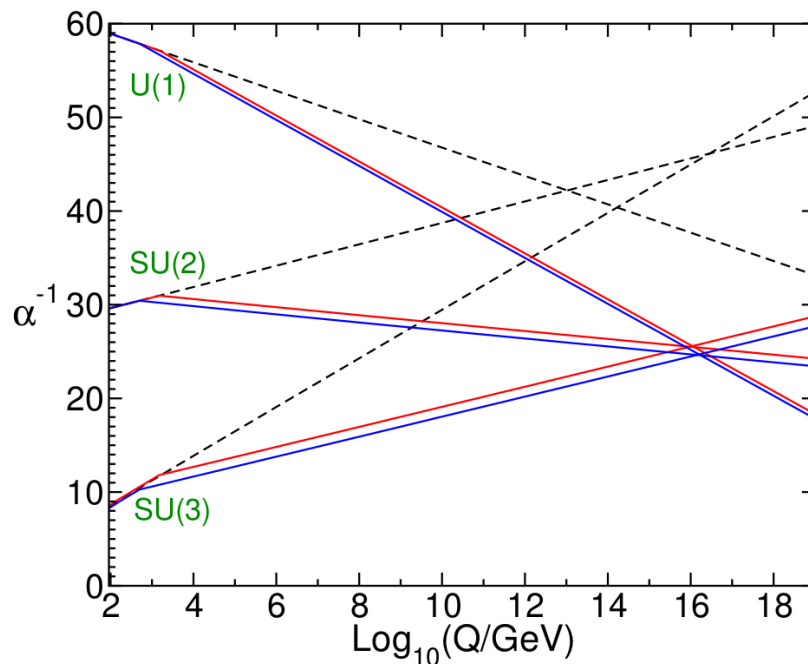


Figure 1.5. — Évolution des constantes de couplage électromagnétique U(1), faible SU(2) et forte SU(3) en fonction de l'échelle en énergie dans le cas du Modèle Standard (pointillés) et de la Supersymétrie (lignes continues). Source [40].

### — *Naturalité*

Les corrections à la masse du boson de Higgs sont particulièrement sensibles à la contribution d'une éventuelle Nouvelle Physique. Par exemple, si une échelle de coupure  $\Lambda$  est utilisée pour régulariser la contribution des boucles fermioniques à la masse du Higgs, le terme correspondant, illustré par la Figure 1.6 (gauche), sera de la forme :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|y_f|^2}{16\pi^2} [2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda/m_f) + \dots]$$

avec  $y_f$  correspondant au couplage de Yukawa du fermion de masse  $m_f$ . Une divergence quadratique, donc impossible à annuler à partir de la contribution des ordres supérieurs, est observée. Si l'on suppose que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de Planck  $M_p \sim 10^{19}$  GeV, cette échelle de coupure doit alors prendre des valeurs similaires. Cette correction sera ainsi de 30 ordres de grandeur supérieure à la masse du boson de Higgs observée expérimentalement  $m_H = 125$  GeV. Les paramètres intervenant dans les corrections aux différents ordres doivent donc être ajustés avec une précision extraordinaire pour permettre d'obtenir un boson de Higgs à l'échelle électro-faible. La Supersymétrie permet d'apporter une solution à ce problème inhérent au Modèle Standard. En effet, la contributions d'un champ scalaire  $S$  de masse  $m_S$  aux corrections de la masse du Higgs, illustrée par la Figure 1.6 (droite), est de la forme suivante [41] :

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} [\Lambda^2 + 2m_S^2 \ln(\Lambda/m_S) + \dots]$$

De signe opposés, il permettent d'annuler la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs. Étant donné que la Supersymétrie impose la présence d'une paire scalaire pour chaque fermion du Modèle Standard (un pour chaque chiralité, gauche et droite), il suffit que  $\lambda_S = 2|y_f|^2$  pour protéger la masse du Higgs des divergences quadratiques<sup>1</sup>. Cette propriété constitue l'un des atouts majeurs de la Supersymétrie.

## 1.2.2. Formalisme

Cette section présente brièvement le formalisme supersymétrique et sa construction [40, 42, 43].

### Supermultiplets

L'extension supersymétrique minimale se fait à partir d'un couple de généra-

---

1. Les divergences logarithmiques restantes peuvent s'annuler entre les différents termes quel que soit  $\Lambda$ , et ne posent donc aucun problème.

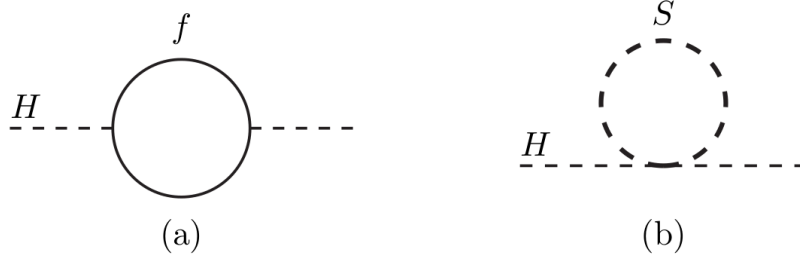


Figure 1.6. – Diagrammes de Feynman correspondant aux boucles fermioniques (gauche) et scalaires (droite) intervenant dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.

teurs fermioniques <sup>m</sup>  $Q_\alpha$  et  $\bar{Q}^\alpha$  anti-commutants. Les transformations associées à ces générateurs peuvent être interprétées comme la racine carrée d'une translation de l'espace-temps <sup>n</sup>. Associés aux générateurs du groupe de Poincaré, ces générateurs permettent de former une algèbre fermée, ultime extension des symétries d'espace-temps. Les invariants de ce nouveau groupe de symétrie sont la masse ( $M = P^\mu P_\mu$ ) et le superspin, et ses représentations associées sont constitués d'une paire de champs fermioniques et bosoniques dont le spin diffère de 1/2. La représentation la plus simple devient alors  $(\psi_\alpha, \phi)$ , où  $\psi_\alpha$  est un spineur de Weyl (composante de chiralité droite ou gauche d'un spineur de Dirac) et  $\phi$  un champ scalaire. Une des propriétés fondamentales de cette algèbre est l'égalité des nombres de degrés de liberté fermioniques et bosoniques. Sur couche de masse, cette propriété est vérifiée, les spineurs de Weyl et les champs scalaires ayant deux degrés de liberté. Cependant, hors couche de masse, le spineur de Weyl acquiert deux degrés de liberté supplémentaires, qu'il est alors nécessaire de compenser en ajoutant un champ scalaire additionnel complexe  $F$ , n'intervenant pas dans les équations du mouvement ( $F^* = F = 0$  sur couche de masse). De manière similaire, la seconde représentation est constituée d'un boson vecteur  $A_\mu^a$ , que l'on peut assimiler aux bosons de jauge, un fermion de Weyl (ou de manière équivalente, de Majorana)  $\lambda_\alpha^a$  et un champ scalaire réel  $D^a$  analogue au champ  $F$  ( $D^a = 0$  sur couche de masse), utilisé pour égaliser les degrés de liberté. Les représentations les plus simples deviennent alors :

$$\Psi = (\psi_\alpha, \phi, F) \quad \Phi = (\lambda_\alpha^a, A_\mu^a, D^a)$$

Les champs auxiliaires  $F$  et  $D$  n'ont d'impact que lorsque les champs sont produits hors couche de masse (par exemple pour le calcul des corrections en boucle). Ils sont aussi essentiels au mécanisme de brisure de la Supersymétrie discuté dans la section 1.2.3.

m. Il s'agit plus précisément de spineur de Weyl (spin 1/2).

n. Cette vision simplifiée provient de la relation :  $Q_\alpha \bar{Q}_\beta + \bar{Q}_\beta Q_\alpha = 2(\sigma_\mu)_{\alpha\beta} P^\mu$ .

## Lagrangien supersymétrique

Le Lagrangien associé au supermultiplet chiral  $(\psi_\alpha, \phi, F)$ , invariant sous les transformations supersymétriques et renormalisable, peut être écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{scalaire}} + \mathcal{L}_{\text{fermion}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

avec  $\mathcal{L}_{\text{scalaire}}$  et  $\mathcal{L}_{\text{fermion}}$  décrivant la propagation des champs fermioniques :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}} = \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi^* \quad \mathcal{L}_{\text{fermion}} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi$$

et  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  décrivant les interactions entre les différents membres du multiplet :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 W(\phi)}{\partial \phi_i \partial \phi_j} + V(\phi, \phi^*)$$

Le terme  $W$ , appelé superpotentiel, permet de décrire l'ensemble des interactions possibles sauf celles liées aux symétries de jauge et s'écrit de la manière suivante :

$$W = \frac{1}{2} m^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k$$

La première partie correspond aux termes de masse des fermions et la seconde aux couplages de Yukawa entre scalaires et fermions. Afin de permettre la dérivation du Lagrangien, le superpotentiel ne peut pas faire intervenir le complexe conjugué du champ  $\phi$ . Ce résultat, *a priori* anodin, force l'utilisation de deux doublets de Higgs pour la réalisation de la brisure de la symétrie électro-faible, un champ pour les fermions de chiralité droite ( $H_d$ ) et un autre pour les fermions de chiralité gauche<sup>o</sup> ( $H_u$ ). Enfin, le dernier terme  $V$  fait intervenir le champ auxiliaires  $F$  et joue un rôle important dans le mécanisme de brisure de la Supersymétrie.

Afin de pouvoir reproduire la structure du Modèle Standard, il faut rendre l'action invariante de jauge locale. Pour cela, il suffit de remplacer les dérivées intervenant dans les termes  $\mathcal{L}_{\text{scalaire}}$  et  $\mathcal{L}_{\text{fermion}}$  par des dérivées covariantes :

$$D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i - ig A_\mu^a (T^a \phi)_i$$

$$D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i - ig A_\mu^a (T^a \psi)_i$$

L'invariance de jauge introduit alors les champs de jauge  $A_\mu^a$ , accompagnés de leur super-partenaires  $\lambda_\alpha^a$  et du champ auxiliaire  $D^a$ , dont la dynamique est décrite par :

---

o. Dans le cadre du Modèle Standard, le complexe conjugué du terme de Yukawa est utilisé pour donner une masse aux fermions de chiralité droite, à partir du terme de Yukawa des fermions de chiralité gauche, si bien qu'un champ de Higgs unique est suffisant.

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a$$

avec

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g j^{abc} A_\mu^b \lambda^c$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

Enfin, le terme  $D$  doit être introduit dans le potentiel  $V$ , devenant alors :

$$V = F_i F^{*i} + \frac{1}{2} D^a D^a$$

Ce Lagrangien correspond au cas où une paire unique de générateurs supersymétriques est considérée ( $\mathcal{N} = 1$ ). En plus d'être formellement plus simple, ce choix est motivé par le fait que les modèles à  $\mathcal{N} \geq 1$  ne permettent pas de décrire la violation CP induite par l'interaction faible, et sont donc rejetés par l'expérience à l'échelle électro-faible.

### 1.2.3. Le modèle supersymétrique minimal (MSSM)

Cette section se concentre sur la version minimale des modèles supersymétriques appelée MSSM, construite à partir des mêmes symétries internes que celles du Modèle Standard [41, 44].

#### Contenu en champs

Comme énoncé précédemment, la Supersymétrie impose que chaque boson soit associé à un fermion. Les transformations de Supersymétrie ne modifiant pas la charge associée aux symétries internes, il est alors nécessaire d'ajouter un partenaire bosonique (fermionique) supersymétrique à chaque fermion (boson) du Modèle Standard. De plus, les interactions faibles distinguant les chiralités droites et gauches, il est nécessaire d'ajouter un partenaire bosonique à chaque chiralité des fermions du Modèle Standard. De manière générale, les fermions du Modèle Standard peuvent être associés à des bosons scalaires ou vecteurs de manière équivalente. Cependant, associer les fermions du Modèle Standard à des bosons vecteurs impliquerait l'ajout d'un grand nombre de nouvelles interactions et rendrait ce modèle non minimal. C'est pourquoi, dans le cadre du MSSM, il a été choisi d'associer aux fermions du Modèle Standard uniquement des particules scalaires. Aux bosons vecteurs du Modèle Standard sont par ailleurs associés des fermions de spin 1/2, car l'ajout de champs de spin 3/2 rendrait la théorie non-renormalisable. En tenant compte de l'augmentation du nombre de bosons de Higgs et de ses super-partenaires, le nombre minimal de particules supersymétriques est alors porté à 70, contre 25 dans le cadre du Modèle Standard, comme



montré dans la Table 1.2. Un point important reste par ailleurs à mentionner : les super-partenaires des bosons de jauge et ceux des bosons de Higgs partagent les mêmes nombres quantiques de jauge locale. Ainsi, les super-partenaires des bosons de Higgs neutres ( $\tilde{h}^0$ ,  $\tilde{H}^0$  et  $\tilde{A}^0$ ), et les bosons de jauges neutres ( $\tilde{\gamma}$  et  $\tilde{W}^0$ ) peuvent se mélanger, de manière similaire aux bosons  $B^0$  et  $W^0$  du Modèle Standard. Les quatre champs résultants seront appelés neutralinos et seront notés  $\tilde{\chi}_{1/2/3/4}^0$ . Il en va de même pour les bosons de jauge électro-faibles chargés ( $\tilde{W}^\pm$ ) et les super-partenaires des bosons de Higgs chargés ( $\tilde{H}^\pm$ ), engendrant les charginos, notés  $\tilde{\chi}_{1/2}^\pm$ . Les propriétés de l'interaction faible étant très différentes entre les différents champs de jauge initiaux, les angles de mélanges associés vont alors avoir un impact phénoménologique important, permettant de catégoriser les types de modèles supersymétriques, comme discuté dans la section 1.2.4.

	États propres		Partenaires	États propres	
	Interaction	Masse		Interaction	Masse
Leptons $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}, e_R$ $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}, \mu_R$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}, \tau_R$		Sleptons $S = 0$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}, \tilde{e}_R$ $\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\mu \\ \tilde{\mu}_L \end{pmatrix}, \tilde{\mu}_R$ $\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\tau \\ \tilde{\tau}_L \end{pmatrix}, \tilde{\tau}_R$	$\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
Quarks $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R$ $\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, c_R, s_R$ $\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, t_R, b_R$		Squarks $S = 0$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}, \tilde{u}_R, \tilde{d}_R$ $\begin{pmatrix} \tilde{c}_L \\ \tilde{s}_L \end{pmatrix}, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R$ $\begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{b}_L \end{pmatrix}, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2$
Bosons de jauge $S = 1$	$W^\pm, W^0, B, g$	$W^\pm, Z^0, \gamma, g$	Gauginos $S = 1/2$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0, \tilde{B}, \tilde{g}$	Gluino $\tilde{g}$
Bosons de Higgs $S = 0$	$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$	$h^0, H^0, A^0, H^\pm$	Higgsinos $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$	Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$

Table 1.2. – Particules entrant dans la composition du MSSM.

### Brisure de la Supersymétrie

Comme discuté dans la section 1.2.2, la conservation de la Supersymétrie impliquerait des masses identiques entre les particules du Modèle Standard et leur partenaires supersymétriques. Ces super-partenaires seraient alors déjà observés, ce qui n'est pas le cas. La Supersymétrie doit alors être brisée de manière à donner des masses aux particules supersymétriques suffisamment importantes

pour expliquer le fait que ces dernières ne soient pas détectées. Dans le cas d'une brisure spontanée, certaines particules supersymétriques auraient des masses inférieures à leurs partenaires du Modèle Standard, résultat également rejeté par l'expérience. La Supersymétrie doit alors être brisée de manière explicite en ajoutant des termes dans le Lagrangien, sans pour autant générer des divergences quadratiques (brisure douce). Ce terme additionnel est de la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{soft} = -\frac{1}{2}(M_\lambda \lambda^a \lambda^a + c.c) - m_{ij}^2 \phi_j^* \phi_i + \frac{1}{2}(b_{ij} \phi_i \phi_j + c.c) + \frac{1}{6}(a_{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.c)$$

Le premier terme permet d'ajouter un terme de masse aux super-partenaires des bosons de jauge (jauginos), le second aux super-partenaires des fermions (sfermions) et des bosons de Higgs (higgsinos). Le troisième terme induit une interaction entre les deux doublets de Higgs, enfin, le dernier terme introduit un couplage entre les bosons de Higgs et les sfermions, appelé couplage trilinéaire.

### Paramétrisation de la brisure

Sans brisure de Supersymétrie, l'extension supersymétrique du Modèle Standard n'induit aucun paramètre supplémentaire. Cependant la paramétrisation de la brisure de la Supersymétrie en ajoute un nombre conséquent : 45 pour les paramètres de masse des jauginos et des sfermions, 54 pour les termes trilinéaires et 4 pour les termes bilinéaires du boson de Higgs, portant à 105 le nombre de paramètres nécessaires pour paramétrer la brisure de la Supersymétrie [40]. Il est heureusement possible d'émettre des hypothèses simplificatrices permettant de réduire drastiquement le nombre de paramètres de brisure à 19 [45]. Cette simplification est principalement guidée par l'absence de violation des nombres de saveurs, la mesure précise de la violation CP et la mesure des oscillations  $K^0 - \bar{K}^0$ . De manière concrète on suppose que :

- la matrice de masse des sfermions  $m_{ij}$  est diagonale, afin d'éviter la violation du nombre leptonique ;
- les couplages trilinéaires sont proportionnels aux couplages de Yukawa du Modèle Standard, afin d'éviter une violation du nombre leptonique ;
- la masse des sfermions des deux premières générations est identique, comme le suggère les oscillations  $K^0 - \bar{K}^0$  ;
- les termes de masses des jauginos et des couplages trilinéaires résiduels sont réels afin d'éviter toute source supplémentaire de violation CP.

Ce modèle, appelé le MSSM phénoménologique (pMSSM), est choisi par la collaboration ATLAS pour placer des limites sur les modèles supersymétriques complets.

### Mécanisme de brisure

Dans le cadre du MSSM phénoménologique, la brisure de Supersymétrie est

simplement paramétrée et non expliquée. Il existe cependant plusieurs propositions de mécanismes de brisure de symétrie faisant appel à un secteur caché indépendant du MSSM, dans lequel la Supersymétrie est brisée spontanément. Ce secteur est alors relié par des médiateurs propageant la brisure à l'échelle électro-faible via les champs auxiliaires  $F$  ou  $D$ . Un de ces mécanismes stipule la présence de champs gravitationnels à l'échelle de Planck (secteur caché) issus de l'invariance locale de la Supersymétrie, générant un champ de spin 2 (le graviton) et de spin 3/2 (le gravitino). La brisure est alors propagée par des champs auxiliaires aux champs gravitationnels<sup>p</sup> se couplant aux champs gravitationnels du MSSM. Le fait que la gravité ne distingue *a priori* pas la saveur des particules motive l'hypothèse d'une masse commune aux sfermions  $m_0$  et aux jauginos  $m_{1/2}$  à l'échelle de Planck. Le nombre de paramètres de brisure associé à ce modèle simplifié, appelé mSUGRA [46] ou cMSSM, est alors porté à 5 ( $m_0$ ,  $m_{1/2}$ , le couplage trilineaire  $A_0$ ,  $\mu$  et  $\tan \beta$ ). Un autre mécanisme de brisure de la Supersymétrie, appelé GMSB [47], suppose l'existence d'un super-champ chirale brisant la Supersymétrie. Cette brisure est transmise au MSSM à partir de super-champs messagers occupant des représentations non triviales du secteur de jauge du Modèle Standard.

## Parité R

Si le Lagrangien du MSSM est uniquement contraint par son invariance par rapport aux symétries de jauge et de Lorentz, des termes violant la conservation du nombre leptonique apparaissent dans le Lagrangien du MSSM sans pour autant rendre la théorie non-renormalisable. Ces termes sont fortement défavorisés par l'expérience car leur existence pourrait induire une désintégration rapide du proton, bien évidemment pas observé expérimentalement ( $t_{1/2}(\text{proton}) > 10^{33}$  ans). Afin de protéger le modèle de telles incohérences, une nouvelle symétrie globale est ajoutée, la parité R, définie comme :

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

S, B et L représentant le spin, le nombre baryonique et le nombre leptonique, respectivement. En plus d'empêcher la désintégration du proton, la conservation de cette symétrie impose que les partenaires supersymétriques contribuent par paires aux vertex. Cette propriété a des conséquences expérimentales importantes : les particules supersymétriques sont produites par paires, et leur produit de désintégration contient toujours au moins une particule supersymétrique. Enfin la particule supersymétrique la plus légère est stable, devenant un candidat de choix à la matière noire si elle n'est pas chargée.

---

p. Les divergences issues du secteur caché sont supprimées en divisant les constantes de couplages par la masse de Planck.

## Secteur de Higgs

Comme discuté dans la section 1.2.2, deux doublets de Higgs,  $H_u$  et  $H_d$  sont nécessaires à la brisure spontanée de la symétrie électro-faible. De plus, des champs scalaires sont déjà introduits dans la théorie, contrairement au Modèle Standard. Les champs scalaires auxiliaires  $F$  et  $D$  vont par exemple générer des termes dans le potentiel de Higgs qui sera de la forme suivante <sup>q</sup> :

$$V = m_{H_u}^2 |H_u^0|^2 + m_{H_d}^2 |H_d^0|^2 + |\mu|^2 (|H_u^0|^2 + |H_d^0|^2) + \frac{1}{8} (g_2^2 + g_1^2) (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 - b (H_u^0 H_d^0 + c.c)$$

les termes proportionnels à  $\mu$  étant issus des termes  $F$  du superpotentiel et ceux proportionnels aux couplages de jauge  $g_1$  et  $g_2$  étant issus du terme  $D$ . Le dernier terme, liant les deux doublets de Higgs, est quant à lui issu de la brisure douce de la Supersymétrie.

Après brisure de la symétrie électro-faible, les doublets de Higgs acquièrent deux valeurs non nulles dans le vide (notées *v.e.v*)  $v_u$  et  $v_d$ , liées au Modèle Standard de la manière suivante :

$$v^2 = v_u^2 + v_d^2 = \frac{2m_Z}{g_1^2 + g_2^2}$$

Cela fait apparaître un degré de liberté supplémentaire que l'on exprime de la manière suivante :

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}, \quad 0 < \beta < \frac{\pi}{2}$$

Contrairement au Modèle Standard où le secteur de Higgs n'est pas contraint par d'autres éléments de la théorie, le secteur de Higgs supersymétrique est lié à la brisure supersymétrique. La brisure électro-faible peut alors être vue comme une conséquence de la brisure supersymétrique. Le secteur de Higgs est contraint par certains paramètres expérimentaux comme la masse du boson  $Z$ , pouvant alors être utilisés pour contraindre le mécanisme de brisure supersymétrique.

Les deux doublets de Higgs sont paramétrés par huit champs scalaires réels passant à cinq champs de Higgs après la brisure de symétrie électro-faible, les trois autres bosons de Goldstone donnant un degré de polarisation longitudinal aux bosons de jauge faibles ( $W^{0,\pm}$ ). Les cinq champs de Higgs survivants sont alors constitués de deux scalaires neutres et pairs sous la transformation  $CP$  notés  $h^0$  et  $H^0$ , un boson neutre impair sous  $CP$  noté  $A^0$  et enfin, deux bosons chargés  $H^\pm$ . Le boson de Higgs du Modèle Standard peut être alors identifié au boson neutre pair le plus léger  $h^0$  dont la masse doit être égale à 125 GeV après application des corrections radiatives.

---

q. Après certaines simplifications.

### 1.2.4. Spectre de masse des particules supersymétriques

#### États propres de masse

Jusqu'ici, les champs de particules supersymétriques ont été exprimés en fonction des états propres électro-faibles. Or rien ne force les états propres de masse à être identiques aux états propres d'interaction si leurs nombres quantiques sont égaux. Par exemple les superpartenaires des champs de jauge électro-faibles neutres  $\tilde{B}$  et  $\tilde{W}^0$  de masse  $M_1$  et  $M_2$ , et les super-partenaires des champs de Higgs neutres (paramétrés par  $\mu$  et le rapport des v.e.v des bosons de Higgs  $\tan \beta$ ) se mélangent. Une manière de visualiser ce mélange est de considérer la matrice de masse dans le repère des états de jauge :

$$M_{\tilde{\chi}}^0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

avec  $c_W = \cos \theta_W$ ,  $s_W = \sin \theta_W$ ,  $c_\beta = \cos \beta$ ,  $s_\beta = \sin \beta$ . Les objets potentiellement observés sont alors les neutralinos notés  $\tilde{\chi}_i^0$ . Ainsi, si les masses  $M_1$ ,  $M_2$  et le paramètre  $\mu$  sont du même ordre de grandeur que la masse du  $Z$ , les termes diagonaux peuvent induire un mélange important entre les états propres électro-faibles ( $\tilde{B}$  et  $\tilde{W}^0$ ) et les higgsinos.

Les états propres chargés  $\tilde{W}^\pm$  et  $\tilde{H}^\pm$  se mélangent quant à eux en charginos, notés  $\tilde{\chi}_i^\pm$  :

$$M_{\tilde{\chi}}^\pm = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} s_\beta m_W \\ \sqrt{2} c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix}$$

De manière similaire aux neutralinos, un mélange important est attendu si les masses  $M_2$ ,  $\mu$  et  $m_W$  sont du même ordre de grandeur. Dans les modèles supersymétriques, la masse du deuxième neutralino le plus léger et celle du chargino le plus léger sont souvent très proches. Cette configuration peut être observée si un mélange réduit est observé et que  $\mu > M_2 > M_1$ .

Le mélange entre sfermions de même saveur  $\tilde{f}_L$  et  $\tilde{f}_R$  est en partie proportionnel aux couplages de Yukawa. Il peut alors être important dans le cas des sfermions de troisième génération. Inversement, les faibles couplages de Yukawa des sfermions de première et seconde générations rendent ce mélange impossible sans l'apparition de courants neutres changeant la saveur des fermions. Ce type de processus est fortement contraint par l'expérience (par exemple  $\mu \rightarrow e\gamma$ ), ce qui motive l'hypothèse d'une absence de mélange pour les premières et secondes générations.

Les propriétés électro-faibles des sfermions et des jauginos avant mélange

étant très différentes, la nature des états propres de masse ont un impact important sur la phénoménologie des processus observés dans les collisions du LHC. Certaines configurations de mélange vont par exemple favoriser des chaînes de désintégration plus complexes que celles favorisées cinématiquement, ouvrant la voie à la recherche de gluinos à partir de leptons de charges identiques, objet du Chapitre 5.

### Naturalité

Afin de garantir la forme du potentiel nécessaire à la brisure spontanée de symétrie électro-faible, la masse du boson de Higgs ne doit pas dépasser celle du boson  $Z$  à l'ordre de l'arbre ( $m_Z = 91.2$  GeV). Le boson de Higgs ayant été découvert en 2012 à une masse de 125 GeV [48, 49], des corrections radiatives importantes sont nécessaires pour porter sa masse à la valeur observée. Cette contrainte favorise alors des masses relativement importantes pour les particules supersymétriques contribuant le plus à ces corrections, le stop ou le gluino. Par ailleurs, afin d'annuler les divergences quadratiques à la masse du Higgs de manière naturelle, les masses des partenaires supersymétriques contribuant le plus aux corrections aux boucles doivent être du même ordre de grandeur que celles de leur partenaire du Modèle Standard [50]. Ainsi, comme l'illustre la Figure 1.7, l'hypothèse de naturalité aura des contraintes plus importantes sur la masse des stops dont le couplage de Yukawa est proche de l'unité. La masse du sbottom gauche (superpartenaires du quark  $b$  de chiralité gauche), faisant partie du même doublet  $SU(2)_L$ , est *a priori* du même ordre de grandeur que celle du stop et serait donc impactée indirectement par l'hypothèse de naturalité. Enfin, une contrainte non négligeable sur la masse des bosons de jauge est attendue, notamment sur la masse des gluinos, ces derniers se couplant de manière forte ( $\alpha_S$ ) aux squarks  $\tilde{t}_i$  et  $\tilde{b}_i$ .

Un autre point fort de la Supersymétrie est l'unification des constantes de couplages électro-faibles et fortes à l'échelle de Grande Unification ( $\sim 2.10^{16}$  GeV). Cette unification ainsi que les hypothèses de certains modèles de brisure de la Supersymétrie (par exemple mSUGRA, voir 1.2.3), poussent à postuler que les masses des sfermions et des jauginos sont également unifiées à l'échelle de Grande Unification. Les masses des particules à l'échelle électro-faible peuvent alors être déduites du groupe de renormalisation, comme illustré dans la Figure 1.8. Au premier ordre, les masses relatives des jauginos  $M_i$  deviennent alors proportionnelles à celles des constantes de couplage associées, comme l'illustre l'égalité suivante :

$$\frac{m_{1/2}}{g_U^2} = \frac{M_{\tilde{B}}}{g_1^2} = \frac{M_{\tilde{W}}}{g_2^2} = \frac{M_{\tilde{g}}}{g_3^2}$$

La masse du gluino  $M_{\tilde{g}}$  est alors trois fois plus importante que celle du wino

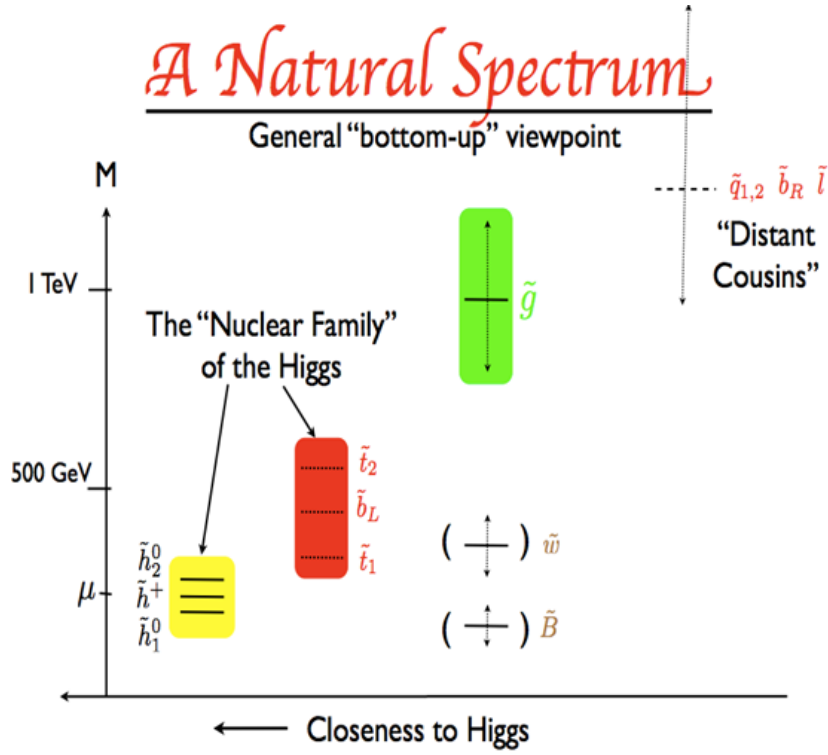


Figure 1.7. – Illustration du spectre de masse attendue dans l’hypothèse de naturalité ( $\Delta m_H^2/m_H^2 < 10\%$ ), en fonction de la contribution des différentes particules aux corrections à la masse du boson Higgs, dans le domaine en énergie du LHC. Source [51].

$M_{\tilde{W}}$  associé au couplage faible, et six fois plus grande que celle du bino  $M_{\tilde{B}}$  associé au couplage électromagnétique. Bien que cette contrainte ne concerne *a priori* que les jauginos, elle se propage à la masse des squarks du fait de la valeur élevée de la constante de couplage forte  $\alpha_S$ , entraînant une importante contribution des gluinos aux corrections à la masse des squarks. Enfin, les sleptons ayant une masse initiale identique à celle des squarks et ces derniers n’étant sensibles qu’aux interactions électro-faibles, ils ont alors une masse inférieure à celle des squarks. Bien que l’hypothèse d’une masse commune à l’échelle de Grande Unification ne soit pas toujours vérifiée (notamment dans le cadre du pMSSM), ces considérations permettent une première approche du spectre de masse supersymétrique.

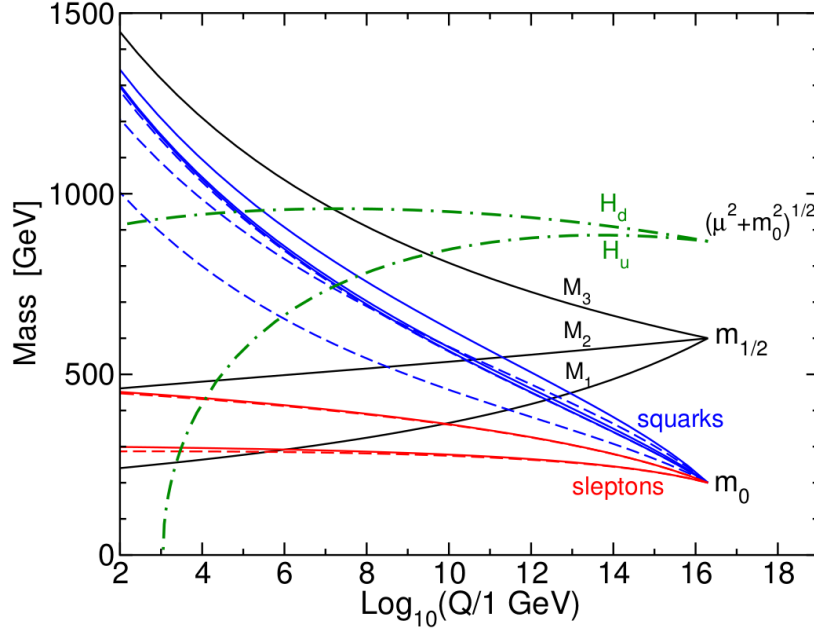


Figure 1.8. – Exemple d'évolution des paramètres de masse d'un modèle mSUGRA en fonction de l'échelle en énergie. Source [40].

### 1.2.5. Contraintes expérimentales

La Supersymétrie peut se manifester à l'échelle électro-faible de manière directe à partir des produits de désintégration des particules supersymétriques, ou indirecte par leur contribution aux boucles des processus du Modèle Standard. Les observations cosmologiques et l'accord remarquable avec les prédictions du Modèle Standard observé dans les expériences de collisionneurs permettent alors de contraindre les paramètres des modèles supersymétriques [52].

#### 1.2.5.1. Matière noire

Comme énoncé précédemment, les modèles conservant la parité R permettent de fournir une particule massive neutre sous l'interaction forte et électromagnétique, parfaite candidate à la matière noire. Si cette hypothèse est vérifiée, les recherches de matière noire, appelée WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), vont alors permettre de contraindre les modèles supersymétriques. Ces particules peuvent être recherchées directement en mesurant le potentiel recul des atomes à la suite d'une collision d'une WIMP. Des détecteurs souterrains utilisant des cristaux (CDMS II [53] ou EDELWEISS II [54]) ou des gaz nobles (Xenon [55] ou LUX [56]), couvrant un large volume, sont utilisés dans ce but. La principale difficulté de ces expériences est le rejet du bruit de fond issu de la radioacti-



tivité naturelle présente autour et dans le détecteur. Les WIMPS peuvent également s'annihiler dans l'espace en paires de particules visibles. Ces phénomènes ajoutent alors un flux de particules de haute énergie telles que des anti-protons, des positrons, des rayons gamma ou des neutrinos, au rayonnement cosmique. Des expériences telles que PAMELA [57] et AMS [58] mesurant le flux relatif de positrons et d'anti-protons ainsi que Fermi-LAT [59] et IceCube [60] mesurant le flux total de photons et de neutrinos de haute énergie respectivement, permettent alors la recherche indirecte de matière noire. Enfin, la mesure précise de certains paramètres cosmologiques dépendant de la masse et de la section efficace de co-annihilation des WIMP permettent de placer des contraintes sur leurs propriétés et par extension sur les modèles supersymétriques. Cela a permis par exemple d'exclure un grand nombre de modèles dans lesquels le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  a une masse de l'ordre de la dizaine de GeV.

#### 1.2.5.2. Recherches à partir de collisionneur

##### Recherches indirectes

De par leur contribution aux corrections virtuelles des processus du Modèle Standard, les éventuelles particules supersymétriques peuvent avoir un impact important sur la physique à relativement basse énergie. Il est alors possible de les rechercher à partir de la mesure précise des paramètres du Modèle Standard. Par exemple, la mesure du moment magnétique du muon [61] a révélé une déviation de  $3.6\sigma$  vis-à-vis des prédictions du Modèle Standard. L'interprétation de ce résultat permet de placer des contraintes fortes sur la masse des particules uniquement sensibles à l'interaction faible, complémentaires avec celles apportées par les expériences du LHC. Un autre exemple est la mesure expérimentale de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  fortement supprimée par le Modèle Standard, par les collaborations Belle et BaBar [62, 63]. L'absence de déviation vis-à-vis des prédictions du Modèle Standard a permis de placer des contraintes complémentaires sur les paramètres du MSSM. Enfin l'observation récente de la désintégration  $B_S \rightarrow \mu\mu$  par les collaborations CMS et LHCb [64] en accord remarquable avec les prédictions du Modèle Standard a permis de placer des contraintes complémentaires sur les différents modèles supersymétriques.

##### Recherches directes

Bien que permettant de contraindre des processus supersymétriques à l'ordre de la centaine de TeV à partir de mesures à l'ordre de la dizaine de GeV, les recherches indirectes ont un désavantage important : l'observation d'une éventuelle déviation peut être due à la contribution d'un grand nombre de processus différents. L'observation d'une éventuelle déviation est alors sujette à interprétation, ce qui motive la recherche complémentaire de production directe de parti-

cules supersymétriques. Le LHC, en produisant des collisions de protons à 13 TeV au centre de masse, constitue un cadre particulièrement adapté à ces recherches. Cela a motivé la mise en place d'un programme de recherche de Supersymétrie complet à partir des données des détecteurs ATLAS [65] et CMS [66], illustré dans le cas d'ATLAS par ses résultats les plus récents montrés dans la Figure 1.9. La signature expérimentale des processus supersymétriques dépend fortement de l'hypothèse de la conservation de la parité R. En effet, si cette dernière est conservée, le produit de désintégration des particules supersymétriques produira forcément des paires de particules supersymétriques massives neutres, non détectées. La signature expérimentale sera alors caractérisée par la présence d'une énergie transverse manquante importante largement utilisée dans le cadre de ces recherches. Dans le cas contraire, l'état final sera constitué uniquement de particules du Modèle Standard, rendant les analyses plus spécifiques à la nature des particules produites. La Figure 1.10 montre la section efficace de production de diverses paires de particules supersymétriques au LHC en fonction de leur masse. La production de gluinos et de squarks de première génération est largement favorisée avec des sections efficaces de deux à trois ordres de grandeur supérieures à celles des autres particules.

Cinq types de productions sont distingués pour l'ensemble des recherches :

— ***Production forte de squarks et de gluinos***

De par la nature des collisions produites au LHC, ces processus disposent de la section efficace de production la plus importante. Cela permet d'atteindre des limites d'exclusion particulièrement hautes, de l'ordre de 1.5-2.0 TeV, comme l'illustre la Figure 1.11 (haut). La signature expérimentale de ce type de processus est la présence d'énergie transverse manquante accompagnée d'un grand nombre de jets. Par ailleurs, bien que l'état final sans lepton soit cinématiquement largement favorisé, la nature du mélange des jauginos et des squarks peut amener une contribution conséquente des états finaux avec un ou plusieurs leptons. Ces derniers sont également considérés car la contribution des processus issus du Modèle Standard est alors amoindrie, ce qui permet d'utiliser des sélections relâchées et ainsi couvrir des modèles où la différence de masse entre la particule produite et la particule supersymétrique stable est faible, inaccessibles à partir des états finaux hadroniques. Par exemple, le bruit de fond particulièrement réduit de l'état final avec deux leptons de même charge et plusieurs jets motive une analyse dédiée, présentée dans le Chapitre 5.

— ***Production de squarks de troisième génération***

De par leur contribution importante aux corrections radiatives à la masse du Higgs, les recherches de stops et dans une moindre mesure de sbottoms constituent un élément clef dans la contrainte des modèles supersymétriques naturels. Dans le cadre de modèles naturels, la masse du stop doit

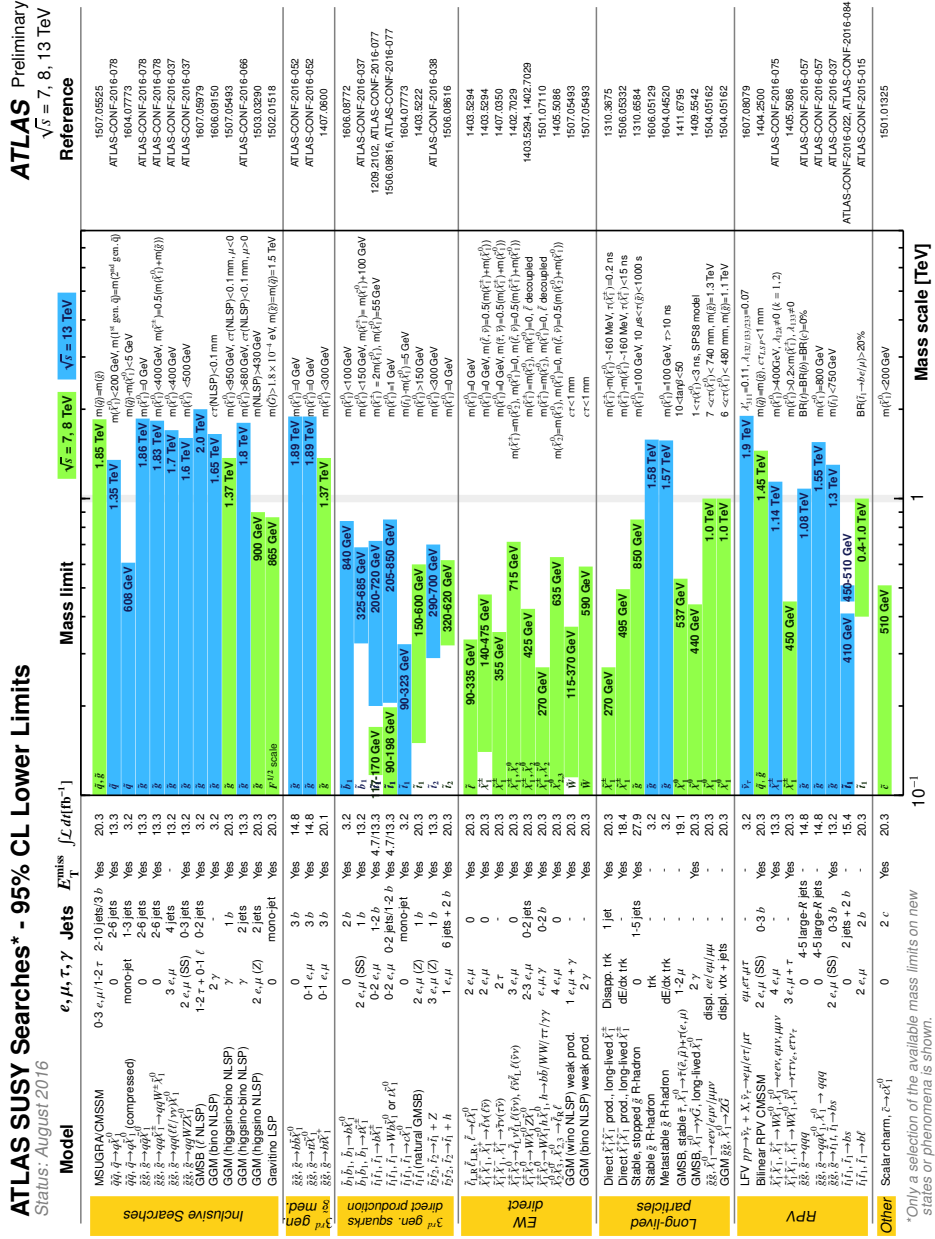
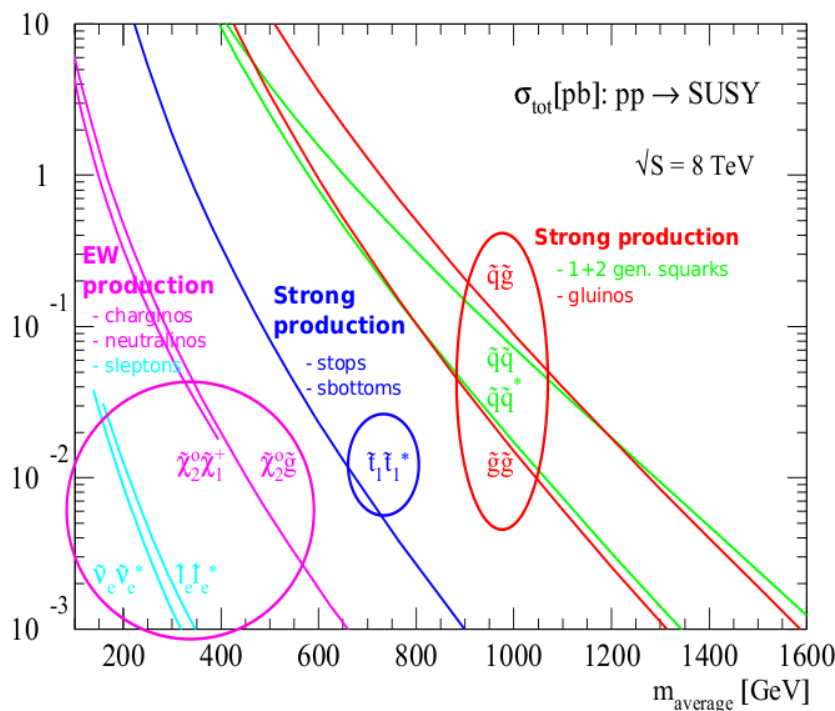


Figure 1.9. – Résumé des exclusions obtenues sur la masse de différentes particules supersymétriques à partir des données du détecteur ATLAS enregistrées en 2011, 2012 et 2015 à une énergie au centre de masse de 7, 8 et 13 TeV, respectivement. Source [67].



être du même ordre de grandeur que celle du quark top, de tels modèles peuvent ainsi être fortement contraints à partir de l'analyse des données des collisions du LHC. Outre des sections efficaces de production inférieures à celles des gluinos et des squarks de première et de seconde génération, ce type de recherche souffre d'une contamination en bruit de fond  $t\bar{t}$  importante. Les limites d'exclusions associées varient entre 90 et 850 GeV suivant les modèles (simplifiés) considérés, comme illustré dans la Figure 1.11 (bas).

— *Production électro-faible*

Ce mode recouvre la production de paires de jauginos (neutralinos ou charginos) et de sleptons. Les signatures expérimentales considérées sont généralement des états finaux avec un ou plusieurs leptons et de l'énergie transverse manquante. Les sections efficaces des modes de production associés étant en général relativement faibles dans les collisions hadroniques du LHC, les exclusions associées sont donc basses comparées aux modes de productions fortes.

---

r. Production de paires de quarks et anti-quarks top.

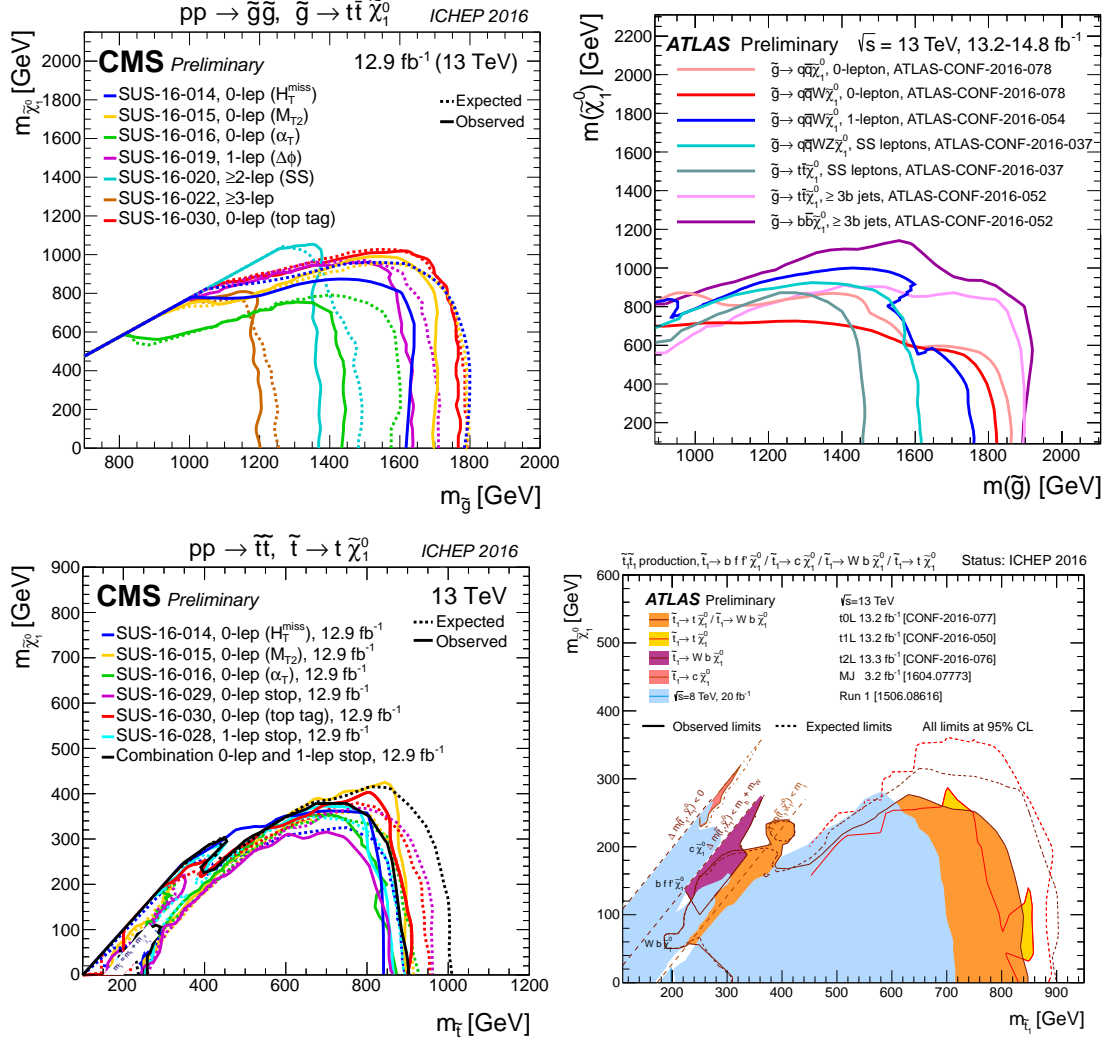


Figure 1.11. — Exemples d'exclusions obtenues sur des modèles simplifiés dans le cadres des recherches de production de paires de gluinos (haut) et de paires de stops (bas), à partir des données des détecteurs CMS (gauche) et ATLAS (droite). Les données des collisions à 13 TeV au centre de masse sont utilisées pour l'ensemble des graphiques. Sources [69] (gauche) et [67] (droite).

### — Secteur du Higgs

L'extension supersymétrique du Modèle Standard nécessitant la présence d'au moins cinq bosons de Higgs, la recherche de ces derniers apportent une contrainte importante sur les modèles. La découverte du boson de Higgs à une masse de 125 GeV a par exemple permis une contrainte forte des modèles naturels discutée dans la section 1.2.4. Des recherches de bosons de Higgs additionnels, chargés ou non, ont également été menées à partir des données du LHC, permettant une contrainte supplémentaire de

l'espace des paramètres supersymétriques [70–73].

— *Autres*

Lorsque la différence de masse entre les particules produites et la particule supersymétrique la plus stable est particulièrement réduite, la particule initiale peut avoir une durée de vie non négligeable (particule méta-stable). Si la particule produite est chargée, elle va alors avoir un fort pouvoir ionisant, ce qui permettrait de la distinguer du bruit de fond à partir de l'énergie déposée dans le détecteur interne [74]. Inversement si la particule méta-stable est neutre, elle va générer un état final caractérisé par la présence de vertex déplacés [75], visibles dans la partie interne du détecteur ou dans les calorimètres. Des recherches dédiées à ces signatures expérimentales ont permis de placer des limites de l'ordre de 500-1000 GeV sur la masse des neutralinos les plus légers, de l'ordre de 270-500 GeV sur la masse des charginos et de l'ordre de 1.5 TeV sur la masse des gluinos. Enfin les modèles violant la parité R sont également considérés. La particule supersymétrique la plus légère n'est alors plus stable si bien que les états finaux ne sont plus caractérisés par la présence d'énergie transverse manquante. Des recherches dédiées sont mises en place, permettant d'atteindre des limites d'exclusions variables, généralement inférieures à celles de leurs homologues considérant une parité R conservée [76–79].

### 1.3. Conclusions

La Supersymétrie, ultime extension du groupe de symétries d'espace-temps, permet de résoudre avec peu d'hypothèses supplémentaires de nombreux problèmes du Modèle Standard, notamment sa naturalité. Pour cela, la masse des particules supersymétriques contribuant le plus aux corrections à la masse du Higgs doit être de l'ordre du TeV, gamme en énergie sondée par les collisions du LHC. Ainsi, des arguments forts motivent la recherche de Supersymétrie à partir des données issues du LHC constituant l'un des programmes de recherche clef des collaborations ATLAS et CMS. Les données des collisions à 7-8 TeV au centre de masse collectées en 2010-2012 avaient déjà permis d'exclure un large ensemble de modèles, notamment une grande partie des modèles dont la masse des partenaires supersymétriques des partons est inférieure à  $\sim 1.5$  TeV. En 2015, le LHC a commencé à produire des collisions à 13 TeV au centre de masse après un long arrêt technique. L'augmentation de la section efficace de production associée (un facteur  $\sim 50$  pour les gluinos de masse  $m_{\tilde{g}} = 1.5$  TeV) motive la recherche de Supersymétrie à partir des  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de données collectées en 2015, poursuivie en 2016 avec une quantité plus importante de données. C'est dans ce contexte favorable que la production de squarks et de gluinos a été recherchée

à partir de l'état final avec deux leptons (électrons ou muons) de même charge, objet du Chapitre 5.





## 2. Cadre Expérimental : L'expérience ATLAS au LHC

### 2.1. Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

Le LHC [80] est le plus puissant collisionneur jamais construit, produisant des collisions protons-protons à 13 TeV au centre de masse. Il est opéré par le CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) près de Genève, au niveau de la frontière franco-suisse. Il est situé dans un tunnel circulaire de près de 27 km de circonférence à près de 100 m sous-terre, précédemment utilisé pour accueillir un accélérateur leptonique, le LEP.

Les protons, extraits d'une bouteille d'hydrogène, subissent la chaîne d'accélération décrite par la Figure 2.1 avant d'être injectés dans le LHC. Ils sont tout d'abord accélérés linéairement jusqu'à 50 MeV dans le LINAC2, pour être ensuite accélérés successivement dans trois synchrotrons de dimension croissante : le booster, le PS et le SPS, pour atteindre une impulsion de 450 GeV. Une fois injectés dans le LHC, les paquets de protons sont accélérés graduellement jusqu'à leur impulsion nominale grâce à 16 cavités radio-fréquence (8 par faisceau). Chaque cavité produit un champ oscillant de 2 MV d'amplitude, permettant de passer des 450 GeV en sortie d'injection à l'énergie nominale des collisions (6.5 TeV par faisceau) en environ 20 minutes.

Les faisceaux sont maintenus en orbite circulaire à l'aide de 1232 dipôles répartis tout au long du tunnel, dont la structure est illustrée par la Figure 2.2. Ils permettent de développer un champ magnétique pouvant atteindre 8.33 T pour des faisceaux de 7 TeV, à partir d'aimants supra-conducteurs niobium-titane maintenus à 1.9 K par la circulation de 60 tonnes d'hélium superfluide. Faute de place dans le tunnel, les deux faisceaux ont dû être placés dans le même cryostat. Cette conception particulièrement difficile à mettre en place, du fait des importants couplages magnétiques et mécaniques induits par la proximité des faisceaux, a aussi l'avantage de réduire le coût de fonctionnement du LHC. La focalisation des faisceaux est quant à elle assurée par 392 quadrupôles capables de générer un gradient de champ de  $223 \text{ T} \cdot \text{m}^{-1}$ .

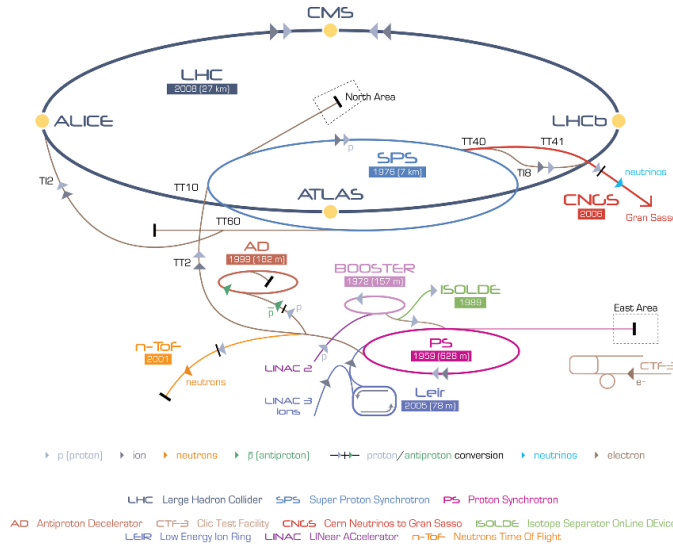


Figure 2.1. – Ensemble des accélérateurs constituant la chaîne d'accélération du LHC.

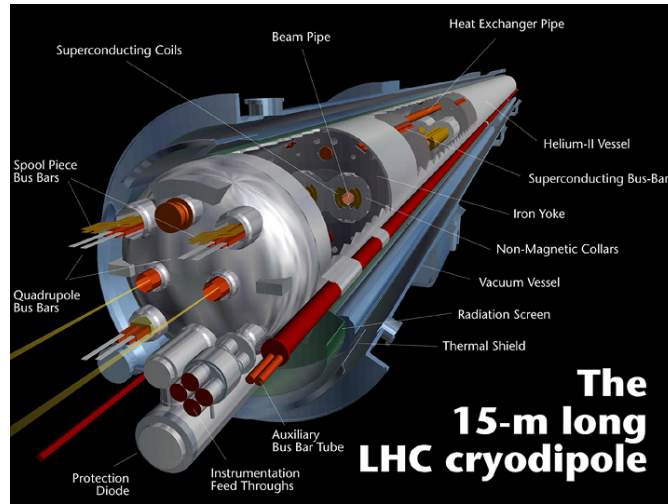


Figure 2.2. – Schéma de l'un des 1232 dipôles du LHC.

Les collisions du LHC sont produites à des fréquences particulièrement importantes, permettant d'étudier des processus rares jusqu'alors inaccessibles. La quantité de données produites peut être mesurée par la luminosité intégrée  $\mathcal{L}$ , permettant de déduire le nombre d'événements attendu  $\langle N_{\text{evt}} \rangle$  à partir de la section efficace de production du processus considéré  $\sigma_{\text{evt}}$  :

$$\langle N_{\text{evt}} \rangle = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{evt}}$$

Dans le cadre d'un collisionneur circulaire, la luminosité instantanée  $L$  peut

être estimée de la manière suivante :

$$L = \frac{N^2 n f \gamma}{4\pi\epsilon\beta} F$$

avec  $n$  le nombre de paquets de protons contenus dans un faisceau,  $N$  le nombre de protons par paquet,  $f$  la fréquence de révolution d'un paquet (donnée par la circonférence du LHC, 11 kHz) et  $\gamma$  le facteur de Lorentz du faisceau ( $E/m_{\text{proton}}$ ). L'émitance transverse  $\epsilon$  et la fonction  $\beta$  décrivent quant à eux les propriétés physiques d'un paquet et de l'optique au point d'interaction tandis que le paramètre  $F$  est lié à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction.

Quatre points de collisions ont été choisis pour placer les grands détecteurs du LHC. Deux d'entre eux, les détecteurs ATLAS [65] et CMS [66] ont principalement pour but la compréhension de la brisure de symétrie électro-faible et la recherche de physique au-delà du Modèle Standard. Le détecteur LHCb [81] est quant à lui dédié à la physique du  $b$ , permettant de rechercher de manière indirecte des signes de nouvelle physique et de mieux comprendre les origines de l'asymétrie matière-antimatière. Enfin, le détecteur ALICE [82] a pour but d'étudier le plasma quark-gluon formé lors de collisions de noyaux lourds.

Le LHC est entré en service en 2009 en produisant des collisions à 900 GeV au centre de masse. L'énergie a ensuite été augmentée à 7 TeV. Les  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  de données collectées à cette énergie ont alors permis de redécouvrir l'ensemble des particules du Modèle Standard et de placer des nouvelles limites sur un grand nombre de processus au delà du Modèle Standard. Des suites du bon fonctionnement du LHC, l'énergie au centre de masse des collisions a été accrue à 8 TeV en 2012. La luminosité instantanée a également fortement été augmentée permettant de collecter  $\sim 20 \text{ fb}^{-1}$  de données, dont l'analyse a permis, entre autres, la découverte du boson de Higgs [48, 49]. S'en est suivie en 2013-2014 une période d'arrêt, au cours de laquelle le LHC et les différents détecteurs ont pu être entretenus et améliorés. Les collisions ont repris en 2015 à une énergie au centre de masse inégalée de 13 TeV. Au cours de l'année, la fréquence de collision a doublée, passant d'un espacement entre paquets de 50 ns à 25 ns, sa valeur nominale. La luminosité instantanée des collisions a quant à elle progressivement augmenté (Figure 2.3) pour atteindre un maximum de  $5.0 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  en fin d'année. Les collisions produites par le LHC ont ainsi permis au détecteur ATLAS de collecter  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de données, utilisées par l'analyse présentée dans ce document. L'augmentation de l'énergie au centre de masse des collisions a permis d'étendre la recherche d'hypothétiques particules massives à des masses supérieures aux limites du Run-1 (2010-2012), malgré une quantité de données collectées plus faible. Le LHC continue de produire des collisions à 13 TeV en 2016 avec une luminosité accrue, afin d'accumuler une quantité de données de

l'ordre de  $30 - 40 \text{ fb}^{-1}$  pour fin 2016.

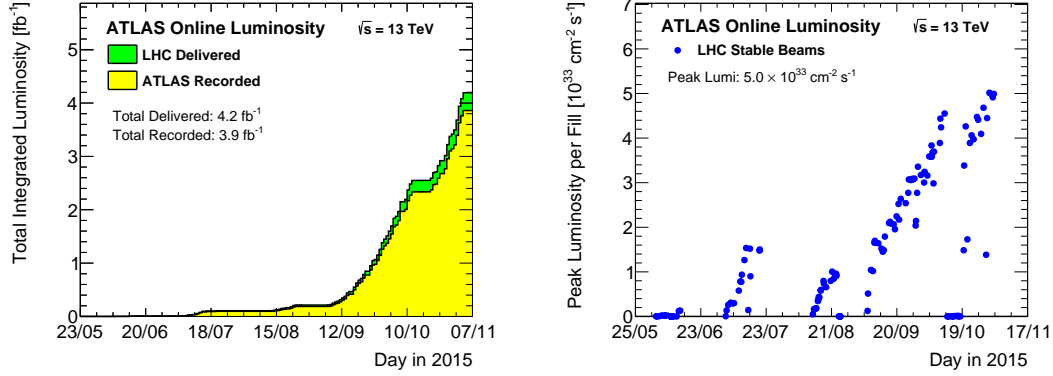


Figure 2.3. — Évolution au cours de l'année 2015 de la luminosité intégrée et du pic de luminosité instantanée observé à chaque série de collisions (fill).

## 2.2. Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est conçu de manière à reconstruire la majeure partie des particules produites lors des collisions, permettant d'étudier un large éventail de processus physiques d'intérêt. Il a une forme cylindrique de 25 mètres de diamètre et 46 mètres de long, pesant près de 7000 tonnes. Comme l'illustre la Figure 2.4, il est constitué d'une série de sous-détecteurs centrés autour de l'axe du faisceau, permettant d'atteindre une couverture angulaire proche de  $4\pi$ <sup>a</sup>. Son excellente herméticité permet de reconstruire avec précision l'énergie transverse manquante<sup>b</sup> emportée par les particules indétectables, signature expérimentale particulièrement importante pour la recherche de Nouvelle Physique et notamment de Supersymétrie. Le trajectographe interne, placé au plus proche de point de collision, permet une reconstruction précise de la trajectoire des particules chargées (section 2.2.1). Afin de permettre une mesure de l'impulsion et de la charge des particules, ce sous-détecteur est enveloppé par un aimant solénoïdal, développant un champ magnétique de 2 T. Les calorimètres, placés en aval

a. Le système de coordonnées du détecteur ATLAS prend comme origine le centre du détecteur et son axe  $z$  dans la direction du faisceau. L'axe  $x$  pointe vers le centre du LHC, tandis que l'axe  $y$  pointe vers le haut. Des coordonnées cylindriques  $(r, \phi)$  sont utilisées dans le plan transverse  $(x, y)$ , avec  $\phi$  l'angle azimutal autour de l'axe du faisceau. La pseudorapacité est définie à partir de l'angle polaire  $\theta$  telle que  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ , et l'énergie transverse  $E_T$  telle que  $E_T = E \sin \theta$ .

b. Cette grandeur est définie comme l'opposé de la somme des composantes transverses des énergies des particules reconstruites. L'estimation de cette grandeur est décrite plus en détails dans la section 3.5 du Chapitre 3.

de cet aimant, permettent de stopper les électrons, les photons et les hadrons, et de mesurer leur énergie (section 2.2.2). Enfin, le spectromètre à muons permet de détecter ces derniers, seules particules chargées à pouvoir traverser les calorimètres. La présence d'un champ magnétique supplémentaire, généré par un ensemble d'aimants toroïdaux, permet de compléter la mesure de l'impulsion des muons (section 2.2.3). Enfin, la réponse rapide des calorimètres et du spectromètre à muons permet de définir des critères de déclenchement efficaces afin d'extraire les événements d'intérêt parmi la multitude des collisions produites par le LHC (section 2.2.4).

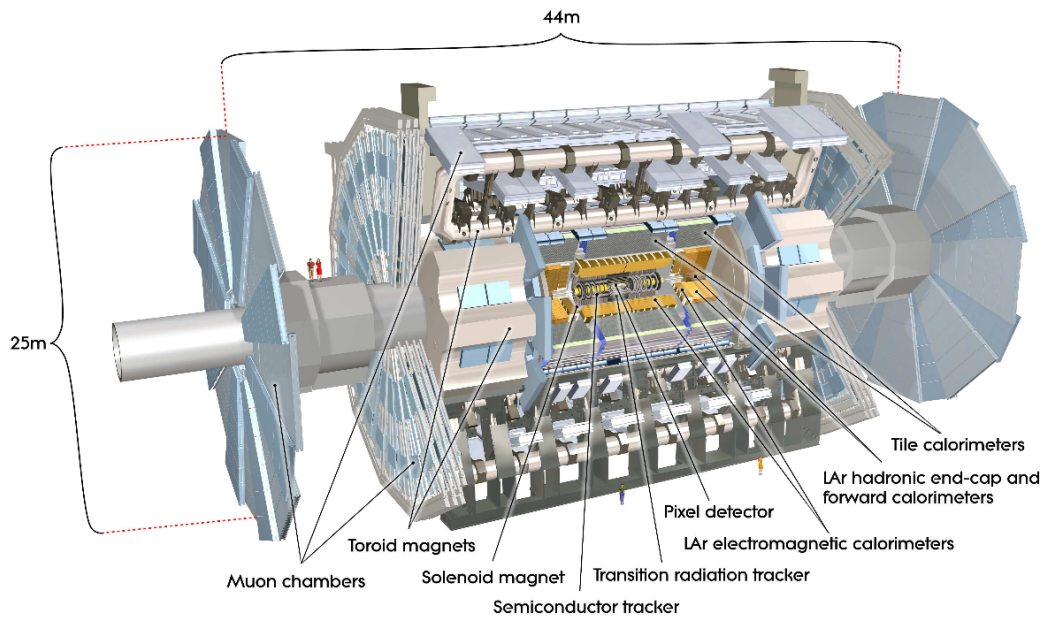


Figure 2.4. – Schéma du détecteur ATLAS.

### 2.2.1. Le trajectographe

Le trajectographe est constitué de trois sous-systèmes : le détecteur à pixels ( $3 < R < 15$  cm), le détecteur à pistes ( $30 < R < 56$  cm) et le détecteur à rayonnement de transition ( $55 < R < 110$  cm), comme illustré sur la Figure 2.5. Il est constitué d'une partie centrale cylindrique complétée par des disques à l'avant afin d'élargir la couverture angulaire à  $|\eta| < 2.5$ . Afin de permettre la mesure de l'impulsion et de la charge électrique des particules, le trajectographe baigne dans un champ magnétique de 2 T généré par un aimant solénoïdal.

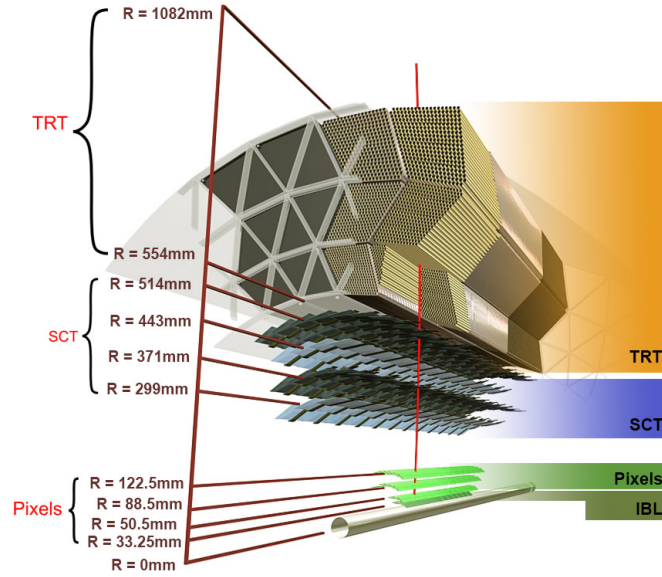


Figure 2.5. – Schéma du trajectographe d'ATLAS.

#### 2.2.1.1. Le détecteur à pixels

Ce détecteur est placé au plus près du point de collision. Son rôle est de permettre une reconstruction précise des vertex primaires et des vertex déplacés, essentielle à l'identification des jets de saveur lourde. Du fait du nombre important de particules créées à chaque collision, une granularité particulièrement fine est nécessaire. La technologie CMOS a été choisie car elle permet la miniaturisation nécessaire à cette granularité, tout en conservant une bonne résistance aux radiations. Jusqu'en 2012, le détecteur à pixels était constitué de 1744 modules contenant chacun 46080 pixels, pour un total de 80.4 millions de pixels, de  $50 \times 400 \mu m$  de large pour  $250 \mu m$  d'épaisseur. Ces modules, répartis en trois niveaux, ont été complétés en 2015 par une couche supplémentaire, l'IBL [83], placée au plus proche du faisceau. Pour cela, le rayon du tube à vide a été réduit à  $\sim 3 cm$ , permettant de placer ce détecteur à 3,7 cm de l'axe du faisceau. L'ajout d'un point de mesure supplémentaire permet d'améliorer les performances de reconstruction de traces ainsi que leur robustesse au bruit d'empilement et à la présence de modules défaillants. Ces améliorations sont illustrées par la Figure 3.9 du Chapitre 3.

#### 2.2.1.2. Le détecteur à pistes (SCT)

Le détecteur à pistes est également composé de semi-conducteurs. Ce détecteur étant soumis à des radiations moins importantes, des jonctions  $n-p$  peuvent

être utilisées. Il est constitué de quatre cylindres dans la partie centrale et de neuf disques dans chaque bouchon. Chaque cylindre contient deux couches de détection si bien que huit points de mesure supplémentaires sont fournis par ce sous-détecteur, permettant une meilleure reconstruction de trace et une meilleure mesure de leur impulsion. Chaque couche est constituée de bandes de 6 cm de longueur et de  $80\ \mu\text{m}$  de largeur, se croisant de manière à former des zones de détection de 2 mm de hauteur. Un total de  $\sim 6.3$  millions de canaux, répartis en 4088 modules, permettent à ce sous détecteur d'atteindre une résolution de  $17\ \mu\text{m}$  en  $R$  et  $\Phi$  et de  $580\ \mu\text{m}$  en  $z$  à partir d'une bi-couche.

### 2.2.1.3. Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Ce détecteur, placé dans la partie externe du trajectographe, permet de compléter la reconstruction des traces en fournissant un grand nombre de points de mesure. Il permet également de reconstruire les traces de particules produites avec un certain retard, ne laissant pas ou peu de coups dans les couches de précision (Pixels et SCT), comme les photons convertis. Il est constitué de tubes à dérive de 4 mm de diamètre et de 144 et 37 cm de longueur dans la partie centrale et dans les bouchons, respectivement, permettant une couverture en pseudorapacité de  $|\eta| < 2.0$ . Une partie des tubes est remplie d'un mélange de Xénon (70%), de carbone (27%) et d'oxygène (3%), le Xénon étant remplacé par de l'argon pour le reste des tubes. Enfin, les tubes sont agencés de manière à obtenir la couverture la plus homogène en  $\phi$  possible et à ce qu'une particule les traverse au moins 36 fois.

Sont ajoutées entre ces tubes des fibres de polypropylène de  $19\ \mu\text{m}$  de diamètre afin de déclencher l'émission sporadique de rayons X, appelé rayonnement de transition. La présence de Xénon dans les tubes permet d'absorber ce rayonnement et le traduire en un signal plus important. La probabilité d'émission de ce rayonnement étant proportionnelle au facteur de Lorentz de la particule  $\gamma = E/m$ , la proportion de signaux à haut seuil sera bien plus important pour des particules de petites masses, permettant d'identifier efficacement les électrons. Lors de la prise de données 2010-2012, la totalité des modules du TRT ont été remplis de Xénon. Cependant des fuites de gaz sont apparues si bien que, le Xénon étant un gaz coûteux, seulement une partie des modules du TRT ont contenu du Xénon en 2015 nécessitant une adaptation des critères d'identification des électrons (voir chapitre 4).



### 2.2.1.4. Performances

L'identification et la mesure de la position des vertex sont effectuées à partir de l'ensemble des traces reconstruites dans l'événement. Les performances du trajectographe interne peuvent être alors illustrées par la résolution sur la mesure de la position  $z$  des vertex primaires et secondaires. La partie gauche de la Figure 2.6 montre une résolution de l'ordre de la centaine de micromètres sur la position du vertex primaire dans la direction de l'axe du faisceau. La partie droite de la Figure 2.6 montre quant à elle une résolution de l'ordre de la dizaine de micromètres sur la mesure de la projection transverse du paramètre d'impact des traces  $d_0$ , défini comme la distance entre la projection dans le plan transverse au faisceau de la trace et le vertex primaire. Les performances atteintes par le trajectographe interne permettent alors l'identification des  $b$ -jets dont la distance de vol est de l'ordre de 4 mm pour un hadron  $B$  d'impulsion de 50 GeV (voir la Section 3.4.2).

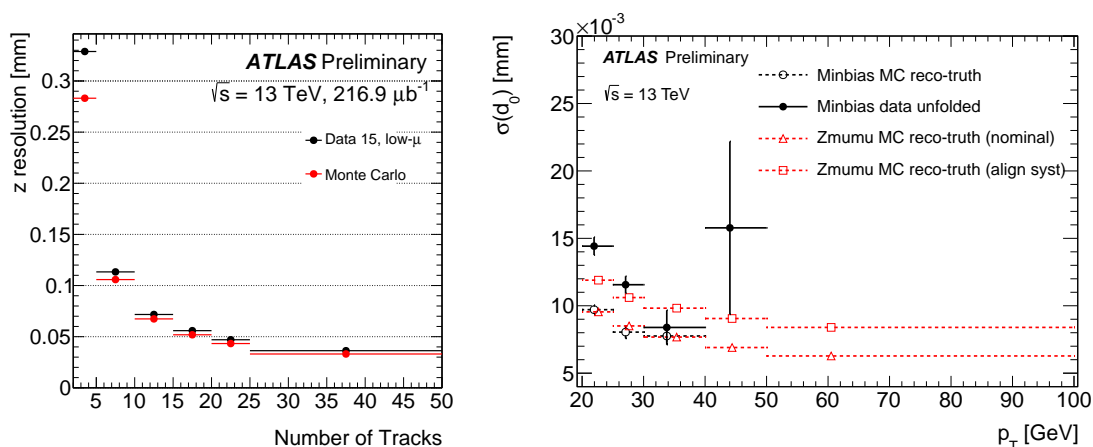


Figure 2.6. — Gauche : Résolution sur la mesure de la position en  $z$  du vertex primaire en fonction du nombre de traces. Source [84]. Droite : Résolution sur la mesure du paramètre d'impact transverse en fonction de l'impulsion transverse de la trace. Source [85].

### 2.2.2. Les calorimètres

En aval du trajectographe et de l'aimant solénoïdal, sont placés successivement deux calorimètres. Le premier a pour but de stopper les particules électromagnétiques (électrons et photons) et de les identifier à partir de la forme de leur dépôt d'énergie. Le second a pour but de stopper les hadrons passant le calorimètre électromagnétique, et de mesurer leur énergie associée.



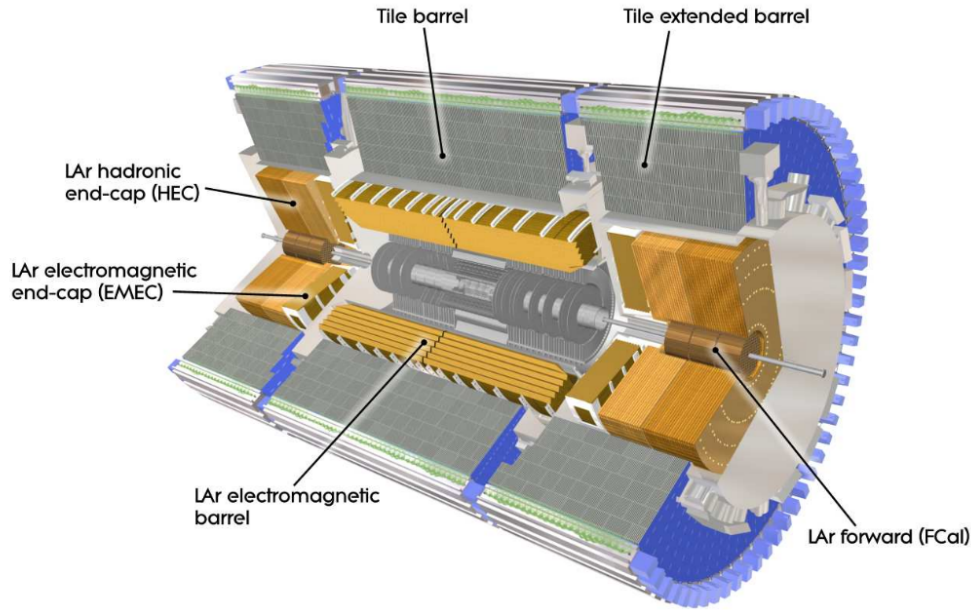


Figure 2.7. – Schéma des calorimètres d'ATLAS.

### 2.2.2.1. Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a un rôle crucial dans la reconstruction et l'identification des photons et des électrons, mis en valeur dans le Chapitre 4 dédié à l'optimisation des critères d'identification des électrons. L'importance de ces objets dans le programme de recherche de la collaboration ATLAS (par exemple  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow 4l$  ou la recherche de bosons de jauge lourds  $Z'/W'$ ) fait du calorimètre électromagnétique un élément clé du détecteur ATLAS. Comme illustré par la Figure 2.7, il est constitué de deux parties principales contenues dans trois cryostats : une partie centrale (tonneau), couvrant avec précision la région  $|\eta| < 1.475$ , et deux bouchons permettant d'étendre l'acceptance à  $1.375 < |\eta| < 4.9$ . La partie centrale est constituée de deux cylindres de 3.2 m de longueur et de rayon compris entre 1.4 m et 2 m. Les bouchons sont constitués d'une roue interne ( $1.375 < |\eta| < 2.5$ ) et d'une roue externe ( $2.5 < |\eta| < 3.2$ ) de 63 cm d'épaisseur et de rayon compris entre 33 cm et 2 m, complétées par des calorimètres vers l'avant couvrant l'acceptance  $3.1 < |\eta| < 4.9$ . Les calorimètres vers l'avant, dont la structure diffère de celle des calorimètres centraux ( $0.0 < |\eta| < 3.2$ ), seront présentés dans la sous-section suivante 2.2.2.2. La quantité importante de matière présente en amont du calorimètre électromagnétique, montrée dans la Figure 2.8 (bas, gauche), peut initier la gerbe électromagnétique hors du calorimètre. Afin d'améliorer l'estimation de l'énergie perdue en amont du calorimètre, un pré-échantillonneur est placé dans la partie centrale du détecteur ( $|\eta| < 1.8$ ).

## Principe de fonctionnement

Les différentes parties du calorimètre électromagnétique sont constituées d'une alternance de milieux denses développant les gerbes (absorbeurs) et de milieux actifs permettant de mesurer l'énergie des particules produites. Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, les milieux passifs sont constitués de plaques de plomb d'épaisseur comprise entre 1.1 mm et 2.2 mm, variant en fonction de  $\eta^c$ , couvertes de feuilles d'acier permettant une bonne rigidité. Le milieu actif est quant à lui constitué d'argon liquide, dont l'inertie chimique permet une excellente stabilité en temps et linéarité de la mesure d'énergie. L'argon liquide, maintenu à 89 K, est contenu entre deux électrodes développant une tension nominale de 2000 V dans le tonneau, permettant de collecter les charges d'ionisation produites lors du passage des particules chargées de la gerbe. Ces électrodes sont constituées de plaques de cuivre séparées par des feuilles de kapton permettant leur isolation. Un espace de 2.1 mm (pour la partie centrale), nécessaire à la circulation de l'argon liquide, est maintenu par une structure en nid d'abeille.

## Segmentation

La segmentation du calorimètre électromagnétique a été définie de manière à ce que chaque intervalle couvre un angle constant en  $\eta$  et  $\phi$ , comme illustré dans la figure 2.8 (haut). Cette stratégie permet de conserver un flux de particules équivalent entre les différentes régions du calorimètre. Les couches d'absorbeurs et de milieu actif sont empilées en accordéon en  $\phi$ , permettant une excellente herméticité dans cette direction. Le signal extrait de plusieurs couches est sommé pour former des intervalles de  $\Delta\phi = 0.025 - 0.1$ , selon la profondeur et la région du calorimètre considérée. La technologie d'échantillonnage utilisée permet la définition de cellules de granularité fine en  $\eta$ , ainsi qu'une segmentation en profondeur du calorimètre illustrée par la Figure 2.8 (bas, droite) et détaillée dans la Table 2.1. Trois niveaux de profondeur sont utilisés. Le premier offre une segmentation particulièrement fine en  $\eta$  ( $\Delta\eta = 0.025/8 - 6 - 4$ ), permettant de différencier efficacement les pions neutres et les photons et de mesurer avec précision leur direction en  $\eta$ . Cette granularité n'a pas été maintenue dans les régions  $1.40 < |\eta| < 1.50$  et  $|\eta| > 2.4$ , si bien que les photons reconstruits dans cette région ne sont en général pas considérés par les analyses de physique. Le second compartiment, d'une profondeur équivalente à 16 longueurs de radiation, a pour but de contenir la majeure partie du dépôt d'énergie des gerbes électromagnétiques. Une segmentation plus grossière en  $\eta$  et plus fine en  $\phi$  que

---

c. 1.5 mm pour  $|\eta| < 0.8$ , 1.1 mm pour  $0.8 < |\eta| < 1.475$ , 1.7 mm pour  $1.375 < |\eta| < 2.5$  et 2.2 mm pour  $2.5 < |\eta| < 3.2$ .

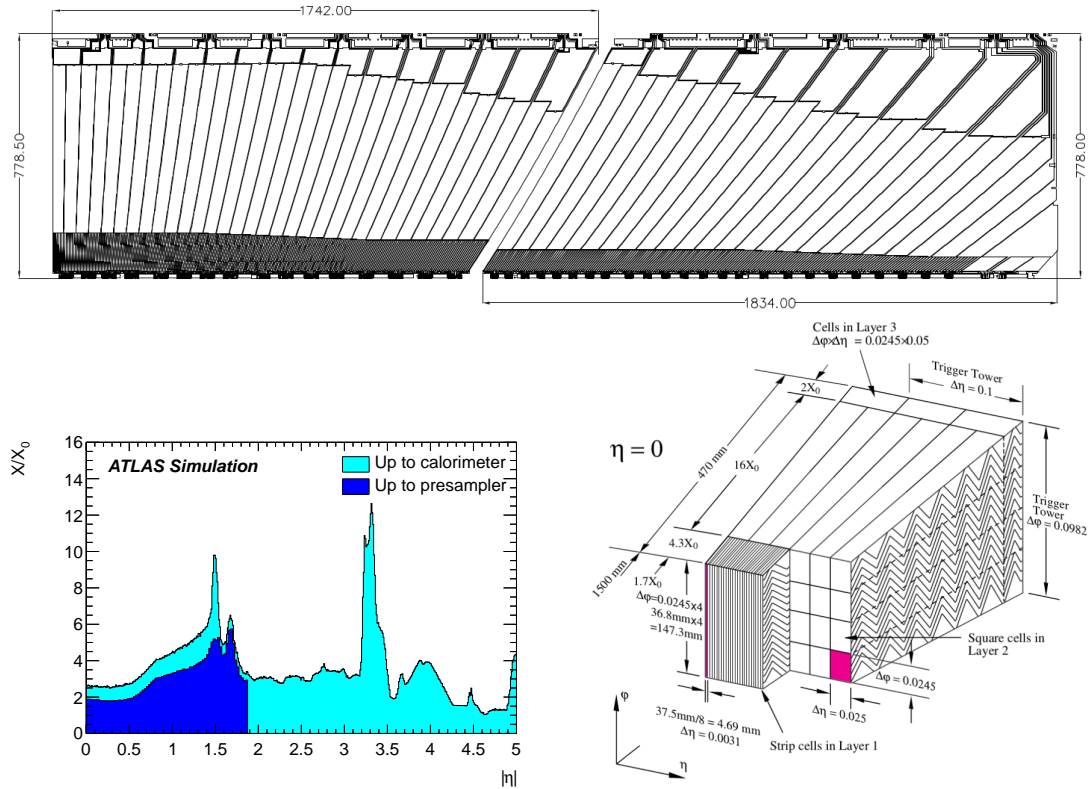


Figure 2.8. – Haut et bas droite : Segmentation du calorimètre électromagnétique dans la région centrale. Bas, gauche : Quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique en terme de longueur de radiation électromagnétique ( $\times X_0$ ).

celle du la première couche est utilisée ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  pour  $|\eta| < 2.5$  et  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  pour  $2.5 < |\eta| < 3.2$ ). Un dernier niveau de profondeur est défini jusqu'à  $|\eta| < 2.5$  afin de donner une information sur la forme longitudinale de la gerbe, permettant une meilleure séparation entre objets électromagnétiques (électrons et photons) et hadrons et une meilleure estimation de leur énergie. Afin de limiter le nombre de canaux de mesure, une granularité en  $\eta$ , deux fois plus large que celle du compartiment central du calorimètre, est considérée ( $\Delta\eta = 0.050$ ). De manière générale, le calorimètre présente une segmentation fine dans son tonneau ( $|\eta| < 1.40$ ) et dans la roue externe du calorimètre de bouchon ( $1.5 < |\eta| < 2.5$ ) et plus grossière dans la roue interne du calorimètre de bouchon. Cette segmentation, motivée par l'absence du trajectographe interne à  $|\eta| > 2.5$ , a poussé à mettre en place deux stratégies d'identification des électrons différentes pour les régions  $|\eta| < 2.5$  et  $|\eta| > 2.5$  (voir Chapitre 4). Enfin, la granularité du pré-échantillonneur est de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$  tandis que son épaisseur est relativement fine (11 mm au maximum dans la partie centrale).

	Barrel		End-cap	
EM calorimeter				
Number of layers and $ \eta $ coverage				
Presampler	1	$ \eta  < 1.52$	1	$1.5 <  \eta  < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta  < 1.35$	2	$1.375 <  \eta  < 1.5$
	2	$1.35 <  \eta  < 1.475$	3	$1.5 <  \eta  < 2.5$
			2	$2.5 <  \eta  < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $				
Presampler	$0.025 \times 0.1$	$ \eta  < 1.52$	$0.025 \times 0.1$	$1.5 <  \eta  < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta  < 1.40$	$0.050 \times 0.1$	$1.375 <  \eta  < 1.425$
	$0.025 \times 0.025$	$1.40 <  \eta  < 1.475$	$0.025 \times 0.1$	$1.425 <  \eta  < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 <  \eta  < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 <  \eta  < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 <  \eta  < 2.4$
			$0.025 \times 0.1$	$2.4 <  \eta  < 2.5$
			$0.1 \times 0.1$	$2.5 <  \eta  < 3.2$
Calorimeter 2nd layer	$0.025 \times 0.025$	$ \eta  < 1.40$	$0.050 \times 0.025$	$1.375 <  \eta  < 1.425$
	$0.075 \times 0.025$	$1.40 <  \eta  < 1.475$	$0.025 \times 0.025$	$1.425 <  \eta  < 2.5$
			$0.1 \times 0.1$	$2.5 <  \eta  < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	$0.050 \times 0.025$	$ \eta  < 1.35$	$0.050 \times 0.025$	$1.5 <  \eta  < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	

Table 2.1. – Définition de la taille en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  des cellules du calorimètre électromagnétique en fonction de  $|\eta|$ .

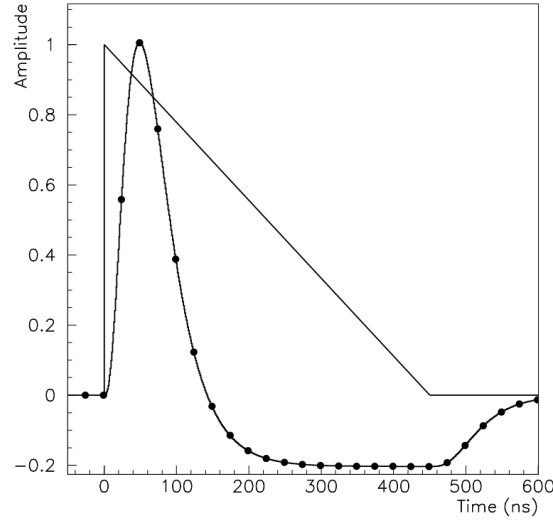


Figure 2.9. – Exemple de mise en forme du signal en sortie des amplificateurs, pour un signal initial de forme triangulaire.

### Acquisition du signal

Le signal collecté par les électrodes est amplifié à partir de trois gains différents, permettant une bonne sensibilité à l'ensemble de la gamme d'énergie des objets

produits par les collisions du LHC (de quelques centaines de MeV à quelques TeV). L'étalement en temps typique du signal (450 ns) étant plus grand que l'espace-ment en temps entre les collisions (25 ns), la qualité du signal est potentiellement dégradée par un bruit d'empilement important. Afin de réduire son impact, la forme du signal en sortie des amplificateurs est modifiée comme illustré par la Figure 2.9. Le pic correspondant au signal est ainsi affiné, permettant de réduire le bruit d'empilement<sup>d</sup>, tandis que la queue du signal prend des valeurs négatives afin de conserver une réponse stable dans le temps. Le temps et l'énergie du dépôt sont ensuite estimés à partir de l'ajustement de la forme théorique de la réponse du calorimètre aux quatre premiers points (cinq points au Run-1) de mesure (2 – 5<sup>ème</sup> points de la Figure 2.9), correspondant à l'échantillonnage du signal à une fréquence de 40 MHz. Un facteur de qualité est par ailleurs calculé à partir de cet ajustement, permettant de repérer les cellules dont l'électronique est trop bruyante.

## Performances

La résolution en position et en énergie des amas électromagnétiques, discutée dans la section 3.1.2 du Chapitre 3, permet d'illustrer les performances du calorimètre électromagnétique. La résolution en énergie, montrée dans la Figure 3.4 (droite, Section 3.1.2), est issue de la combinaison de plusieurs effets : les fluctuations de l'énergie perdue dans les absorbeurs appelées effet stochastique, le bruit (électronique et d'empilement), les in-homogénéités globales de la géométrie du calorimètre et l'effet du point d'impact de la particule dans la cellule. L'ensemble de ces effets est pris en compte par la paramétrisation suivante :

$$\frac{\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c$$

Le terme  $a$ , quantifiant l'effet stochastique, est de l'ordre de  $10\% \text{ GeV}^{1/2}$ . Le terme  $b$ , associé au bruit, varie quant à lui de  $\sim 200$  à  $\sim 300$  MeV dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique, et y est donc négligeable à l'échelle du GeV. Enfin, le terme constant  $c$ , permettant de quantifier le reste des effets cités, est de l'ordre de 1%. L'utilisation d'un gaz parfait comme milieu actif permet d'obtenir une linéarité presque parfaite ( $< 1\%$  [86]) de la réponse du calorimètre. Elle permet également une excellente stabilité en temps et une robustesse vis-à-vis du bruit d'empilement de la réponse en énergie ( $\sim 0.5\%$ ), comme l'illustre la Figure 2.10.

---

d. Le bruit électronique augmentant avec la finesse du pic, le choix de la mise en forme du signal est issu d'un compromis entre bruit électronique et bruit d'empilement.

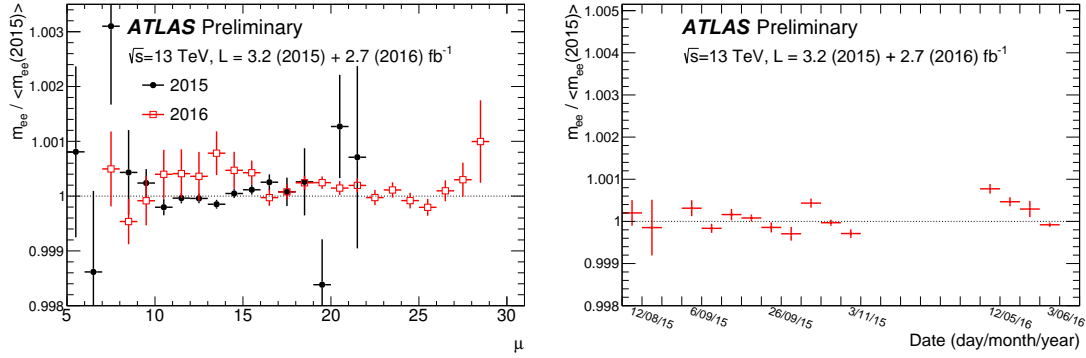


Figure 2.10. – Stabilité de la masse invariante de paires d’électrons issus d’événements  $Z \rightarrow ee$  reconstruits en fonction du bruit d’empilement (gauche) et du temps (droite). Les données à 13 TeV collectées en 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ) et une partie des données collectées en 2016 ( $2.7 \text{ fb}^{-1}$ ) ont été utilisées. Source [87].

### 2.2.2.2. Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est constitué d’un tonneau ( $|\eta| < 1.7$ ), de deux bouchons ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ) et de deux calorimètres à l’avant ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ), comme illustré sur la Figure 2.7. De manière similaire au calorimètre électromagnétique, une technique d’échantillonnage est utilisée, utilisant des géométries ainsi que des matériaux différents pour chacune des parties.

#### Le tonneau

Le tonneau utilise comme absorbeur des couches d’acier d’environ 15 mm et comme milieu actif des tuiles de scintillateurs en polystyrène de 3 mm. Le polystyrène est dopé au Fluor, ce qui permet de capter le rayonnement de freinage des particules chargées, ré-émis sous forme de lumière visible et conduit par un réseau de fibre optique jusqu’à des photomultiplicateurs, comme illustré par la Figure 2.11 (gauche). Ce détecteur est constitué d’une partie centrale de 5.8 m de long, permettant de couvrir l’intervalle en pseudo-rapidity  $|\eta| < 1$ , complétée par deux extensions de 2.6 m, couvrant l’intervalle  $0.8 < |\eta| < 1.7$ . Sa profondeur est de 1.6 m ( $2.3 < R < 3.9 \text{ m}$ ). Il est segmenté en cellules de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  sur trois niveaux de profondeur ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$  dans la troisième couche), correspondant à un total de 9852 canaux de lecture.

#### Les bouchons

Les bouchons sont constitués d’alternances de couches d’argon liquide (milieu

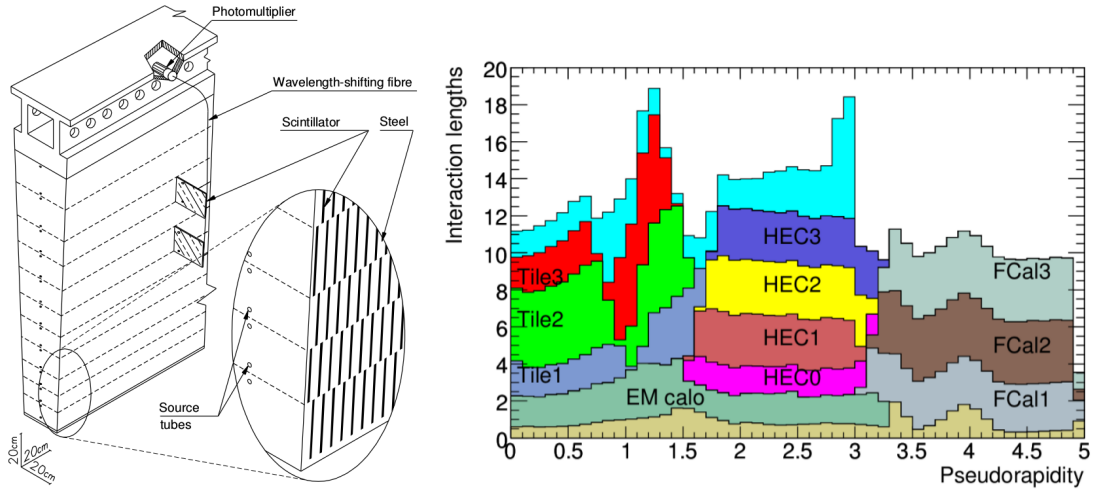


Figure 2.11. – Gauche : Illustration du fonctionnement du tonneau du calorimètre hadronique (calorimètre à tuiles). Droite : Pouvoir stoppant des différents calorimètres exprimé en longueur d'interaction hadronique  $\lambda$  en fonction de  $\eta$ .

actif) et de cuivre (absorbeur), agencées en plaques de 8.5 mm et 25 mm d'épaisseur, respectivement. Ce sous-détecteur est placé dans le même cryostat que les bouchons du calorimètre électromagnétique assurant leur refroidissement à 89 K. Quatre couches de granularité similaire à celle du tonneau, variant de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  pour  $1.5 < |\eta| < 2.5$  à  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  pour  $2.5 < |\eta| < 3.2$  ont été utilisées, correspondant à un total de 5632 canaux de lecture.

### Les calorimètres vers l'avant

Les calorimètres vers l'avant sont placés au plus proche de l'axe du faisceau et complètent l'acceptance jusqu'à  $|\eta| = 4.9$ , ce qui est important pour la mesure de l'énergie transverse manquante et la capacité d'identification des jets vers l'avant, essentielle à l'identification du mode de production VBF du boson de Higgs. Ces détecteurs sont soumis à d'importantes radiations, ce qui motive l'utilisation d'une structure adaptée. Ce calorimètre est constitué de trois blocs homogènes de métal dans lesquels sont placées des pailles cylindriques contenant de l'argon liquide. Du cuivre est utilisé pour le premier bloc, correspondant au calorimètre électromagnétique, tandis que du tungstène, plus dense, est utilisé pour les deux derniers afin d'obtenir le pouvoir stoppant nécessaire à l'arrêt des hadrons. La granularité obtenue est approximativement<sup>e</sup> de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ , pour un total de 3524 canaux de lecture.

e. Le calorimètre vers l'avant n'est pas projectif en  $\eta$  et en  $\phi$ .



## Performances

Comme l'illustre la Figure 2.11 (droite), le pouvoir stoppant du calorimètre hadronique est de l'ordre de 10 longueurs d'interaction, lui permettant d'arrêter la grande majorité des hadrons. Cette performance est obtenue en utilisant des couches épaisses d'absorbeurs, induisant un terme stochastique de l'ordre de  $\sim 50\% \text{ GeV}^{1/2}$  dans le tonneau. Comme discuté dans la section 3.4.3, la combinaison des calorimètres hadronique et électromagnétique permet d'atteindre une résolution en énergie des jets de l'ordre de 20% à bas  $p_T$  ( $p_T < 30 \text{ GeV}$ ) et de l'ordre de 5% à  $p_T > 300 \text{ GeV}$  [88].

### 2.2.3. Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est un trajectographe baigné dans un champ magnétique toroïdal, permettant la détection et la mesure de l'impulsion des particules chargées traversant les calorimètres. La grande majorité des hadrons, des électrons et des photons étant arrêtée par les calorimètres, ce détecteur permet une identification précise des muons. Il est principalement constitué de 1088 chambres à dérive et occupe la majorité du volume d'ATLAS ( $4 < R < 12 \text{ m}$ ). Ces chambres à dérives sont un assemblage de tubes à dérive superposés en couches rectangulaires (de 3 à 8). Plus de 350000 tubes sont ainsi assemblés, permettant d'atteindre une résolution en position de  $35 \mu\text{m}$  à partir d'une chambre. Dans la partie centrale ( $|\eta| < 1.05$ ), ces plaques sont agencées en trois cylindres de rayons croissants (5 m, 7 m et 10 m, voir Figure 2.12). Elles sont également utilisées pour former trois roues permettant d'étendre la couverture angulaire à  $|\eta| < 2.7$ . La partie interne de la première roue  $2.0 < |\eta| < 2.7$  subit par ailleurs un flux important de particules, ce qui motive l'utilisation de chambres proportionnelles multifils permettant une meilleure résolution en temps. Le champ magnétique est quant à lui produit par 8 aimants supra-conducteurs dans la partie centrale ( $|\eta| < 1.4$ ), complétés par deux ensembles d'aimants dans les bouchons ( $1.6 < |\eta| < 2.7$ ) permettant de produire un champ variant entre 0.2 et 4 T. Dans la région  $1.4 < |\eta| < 1.6$  où les champs produits par les deux systèmes d'aimants se recouvrent, un champ d'intensité moindre est perçu.

### Mesure du champ magnétique et de la position des modules

A haute impulsion, le rayon de courbure des particules est très important. Il est alors nécessaire de reconstruire les traces avec précision pour atteindre l'objectif de résolution en impulsion fixé par la collaboration ATLAS (10% à 1 TeV). Pour cela, une connaissance précise de la position des modules est nécessaire.



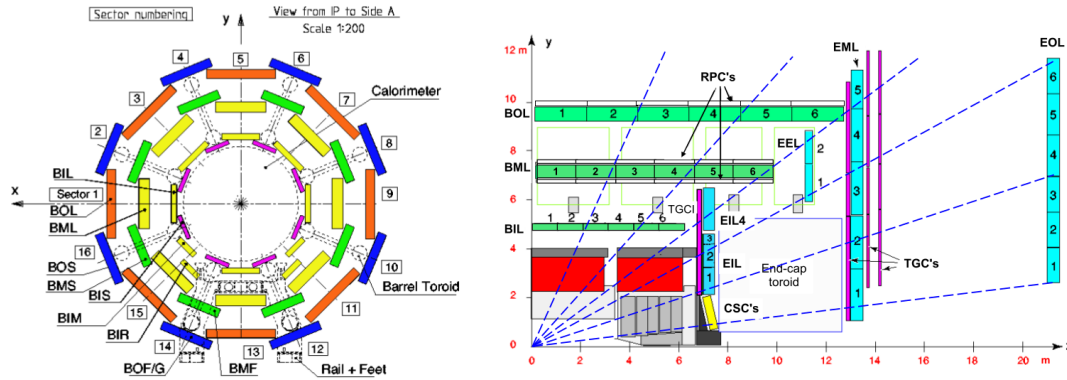


Figure 2.12. – Schéma en coupe du spectromètre à muons d'ATLAS.

Un système complet de composants optiques a été mis en place pour assurer un alignement de quelques centaines de  $\mu\text{m}$ , complété par une mesure de l'alignement dans les données, permettant de connaître la position des modules avec une précision de l'ordre quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ . Une connaissance poussée de la géométrie du champ magnétique est également nécessaire, c'est pourquoi un ensemble de 1800 sondes de Hall est utilisées pour ajuster sa modélisation.

### Chambres de déclenchement

Le temps de réponse des chambres à dérive et des chambres proportionnelles est trop important pour permettre de les utiliser pour le déclenchement de la prise de données. C'est pourquoi un ensemble de chambres à plaques résistives ( $|\eta| < 1.05$ ) et de chambres proportionnelles multifils ( $1.05 < |\eta| < 2.4$ ) ont été ajoutées pour permettre la détection rapide (temps de réponse inférieur à 10ns) nécessaire au déclenchement de la prise de données.

### Performances

Les performances du spectromètre à muons sont illustrées par la Figure 2.13, montrant la résolution sur la masse invariante de paires de muons reconstruits uniquement à partir du spectromètre à muons, du trajectographe interne et à partir de ces deux détecteurs. Une résolution de l'ordre de 3%, équivalente à une résolution de l'ordre de 4% sur l'impulsion des traces, est obtenue à partir du spectromètre à muons. Dans cette gamme en impulsion, la résolution des muons reconstruits à partir des deux sous-détecteurs est dominée par celle du trajectographe interne dans la partie centrale du détecteur, tandis qu'elle est dominée par celle du spectromètre à muons à  $|\eta| > 2$ . A plus grande impulsion transverse, la résolution du spectromètre à muons domine sur l'ensemble du domaine en  $\eta$ ,

ouvrant la voie à la recherche de bosons de jauge lourds  $Z'$  et  $W'$  à partir de leur désintégration muonique.

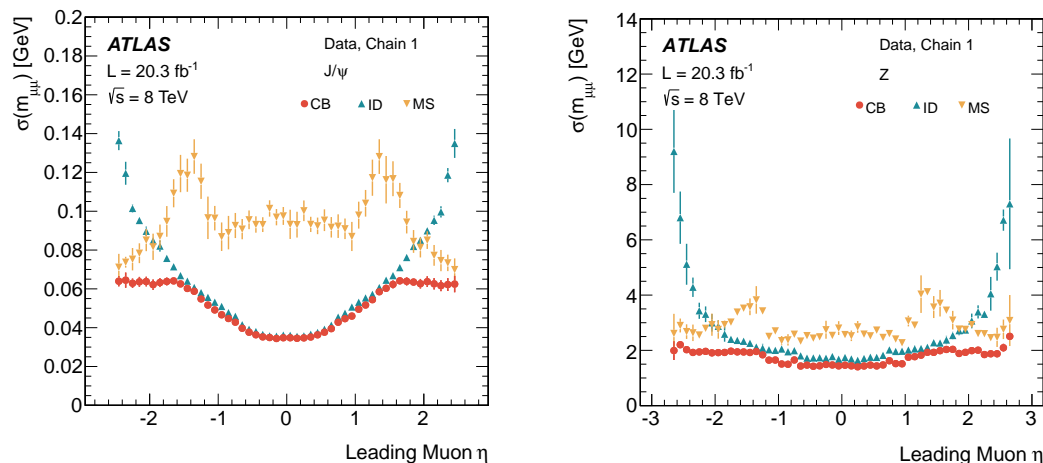


Figure 2.13. — Résolution sur la masse invariante reconstruite de paires de muons issue des processus  $J/\psi$  (gauche) et  $Z$  (droite), en fonction de la pseudorapidité du muon le plus énergétique, mesurée à partir des données 2012 à 8 TeV. Source [89].

## 2.2.4. Le système de déclenchement

La fréquence de collision du LHC est de l'ordre de 40 MHz en 2015 (20 MHz en 2012 et au début de l'année 2015), tandis que le système de sauvegarde des données ne permet d'enregistrer les événements qu'avec une fréquence d'environ 1 kHz. Il est alors nécessaire de mettre en place un système permettant de sélectionner en-ligne les événements d'intérêt. Afin de permettre une sélection optimale, deux niveaux de sélections sont mis en place :

### — Niveau $L1$

Une première sélection rapide (temps de réponse  $25 \mu s$ ) et donc purement analogique est appliquée de manière à réduire la fréquence d'enregistrement à moins de 100 kHz. Les critères employés sont définis à partir de la réponse des calorimètres et des chambres de déclenchement du spectromètre à muons, en utilisant une granularité limitée. L'énergie des calorimètres est sommée de manière à former des blocs de dimension  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ , permettant l'identification d'objets électromagnétiques, de leptons taus, de jets ou d'énergie transverse manquante. Les événements

sélectionnés sont ensuite conservés temporairement pour permettre une sélection plus stricte.

— **Filtre d'événements**

Les événements sont ensuite reconstruits en utilisant la granularité complète de l'ensemble des sous-détecteurs. Les algorithmes de reconstruction utilisés sont définis de manière à obtenir les meilleures performances compte tenu du temps de calcul limité. Afin de réduire le temps de calcul, les objets physiques sont tout d'abord reconstruits dans des régions d'intérêt identifiées au niveau L1, puis l'événement est reconstruit entièrement s'il passe certains critères de sélection. La multiplicité des objets physiques d'impulsion transverse supérieure à un certain seuil est utilisée pour définir les critères de déclenchement finaux. Les critères d'identification des objets sont parfois complétés par des critères d'isolation afin de réduire davantage le taux de déclenchement. Cette dernière étape permet de réduire la quantité d'événements enregistrés à 1kHz, en moins de cinq secondes.

Cette stratégie permet de déclencher la prise de données à partir de l'identification d'objets d'impulsion de l'ordre de la dizaine de GeV, ouvrant la voie à l'étude d'un large spectre de processus physiques [90]. Par exemple, des critères d'identification des électrons dédiés, dont l'optimisation est présentée dans le Chapitre 4, ont pu être utilisés pour déclencher la prise de données à partir d'électrons d'énergie transverse supérieure à 24 GeV (20 GeV dans le cas des muons). L'ajout d'un second lepton permet de réduire le seuil à (12, 12) GeV, (17,14) GeV et (10,10)/(18,8) GeV pour les paires  $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$ , respectivement, permettant à l'analyse présentée au Chapitre 5 de considérer des leptons de bas  $p_T$  ( $> 20$  GeV) quelle que soit l'énergie transverse manquante de l'événement.

## Conclusions

Un long travail de préparation et l'utilisation d'une technologie de pointe ont été nécessaires à la construction et au design du LHC et du détecteur ATLAS. Des sous-détecteurs de granularité jamais atteinte ont par exemple dû être mis au point pour permettre une physique de précision malgré la complexité du milieu hadronique issu des collisions de protons. Les excellentes performances du détecteur ont alors pu être mises à profit pour reconstruire, identifier et mesurer l'énergie des différents objets physiques à partir d'algorithmes sophistiqués, présentés dans le chapitre suivant.



## 3. Reconstruction des objets au sein du détecteur ATLAS

Ce Chapitre décrit comment les signatures expérimentales des différents objets physiques sont utilisées pour les reconstruire et les distinguer du bruit de fond. Les algorithmes utilisés pour l'analyse des données 2015 à 13 TeV, ainsi que leur performances associées, sont présentés brièvement, car utilisés pour l'analyse de physique décrite au Chapitre 5.

### 3.1. Électrons et photons

Les électrons et les photons, en interagissant avec la matière du détecteur et notamment celle du calorimètre électromagnétique, vont produire des gerbes de formes similaires, caractérisées par leur finesse et leur profondeur limitée. Cette caractéristique commune a conduit à définir des algorithmes de reconstruction similaires, initiés par la recherche d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Cette Section sera dédiée à la reconstruction (3.1.1), l'étalonnage (3.1.2) et l'identification (3.1.3) de ces objets dans la région centrale du détecteur ( $|\eta| < 2.47$ ).

#### 3.1.1. Reconstruction

##### 3.1.1.1. Reconstruction des électrons

La reconstruction des électrons, décrite en détail dans les documents [91, 92], est effectuée en plusieurs étapes :

- **Reconstruction du dépôt d'énergie primaire**

La reconstruction des électrons est initiée par la recherche d'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. L'énergie des trois couches du calorimètre (et du pré-échantillonneur dans la région  $|\eta| < 1.8$ ) est sommée pour former un ensemble de cellules d'étalement angulaire  $\Delta\eta^{\text{tower}} \times \Delta\phi^{\text{tower}} = 0.025 \times 0.025$ . Un algorithme de fenêtre glissante [93] est ensuite utilisé pour localiser des amas d'énergie transverse supérieure à 2.5 GeV dans une

fenêtre de  $3 \times 5$  cellules en  $\Delta\eta$  et  $\Delta\phi$ .

— **Reconstruction des traces**

Les traces sont reconstruites à partir des coups observés dans le trajectographe interne. Des alignements de coups caractéristiques sont dans un premier temps recherchés par un filtre de Kalman, pour être ensuite ajustés à partir d'une procédure de minimisation de  $\chi^2$  [94]. Cette procédure n'est pas spécifique aux électrons et utilise les propriétés du pion pour la prise en compte de l'interaction avec la matière du détecteur. Or les électrons, de par leur faible masse, peuvent émettre un rayonnement de freinage important. La perte d'énergie de ces derniers va alors réduire le rayon de courbure de leur trajectoire en aval du point d'émission, altérant la procédure de reconstruction de trace. C'est pourquoi, en cas d'échec de la reconstruction de trace, des algorithmes alternatifs sont également appliqués<sup>a</sup>, autorisant des pertes d'énergie de 30% à chaque passage dans la matière du détecteur. Un gain important d'efficacité de reconstruction a été obtenu grâce à l'utilisation de ces algorithmes.

— **Ajustement de trace final**

Les traces ainsi reconstruites sont ensuite extrapolées jusqu'à la couche centrale du calorimètre électromagnétique afin de calculer les différences de positions entre traces et amas en  $\eta$  et  $\phi$ . Une première sélection de traces est effectuée à partir de ces grandeurs et, dans le cas où la trace considérée est de bonne qualité<sup>b</sup>, un ajustement final est effectué à partir d'un algorithme spécifique, permettant de prendre en considération l'émission de rayonnement de freinage non-linéaire (Gaussian Sum Filter [95]).

— **Reconstruction finale de l'objet**

Une fois les traces finales reconstruites, une procédure d'association trace-amas plus stricte est appliquée. Dans le cas où plusieurs traces sont retenues, la distance angulaire  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  entre trace et amas est utilisée pour choisir la trace finale. Dans le cas où une bonne concordance est observée pour plusieurs traces ( $\Delta R < 0.01$ ), celle ayant le plus grand nombre de coups dans le trajectographe en silicium est choisie. La fenêtre angulaire des amas d'énergie est ensuite élargie à  $3 \times 7$  dans le tonneau ( $|\eta| < 1.4$ ) et  $5 \times 5$  dans les bouchons ( $|\eta| > 1.375$ ) afin de contenir l'ensemble de l'énergie emportée par un éventuel rayonnement de freinage. L'énergie et la position des objets électrons sont finalement étalonnés pour permettre de construire le quadrivecteur final, comme décrit dans la sous-section 3.1.2.

---

a. Afin de limiter le coût en temps de calcul, ces algorithmes ne sont appliqués que dans des régions d'intérêt définies à partir des amas ( $\Delta R(\text{trace}, \text{amas}) < 0.3$ ).

b. Au moins quatre coups dans les détecteurs en silicium.

Les performances associées à la reconstruction des électrons mesurées à partir des données 2015 [91], sont illustrées par la Figure 3.1, montrant un bon accord des efficacités de reconstruction entre données et simulation.

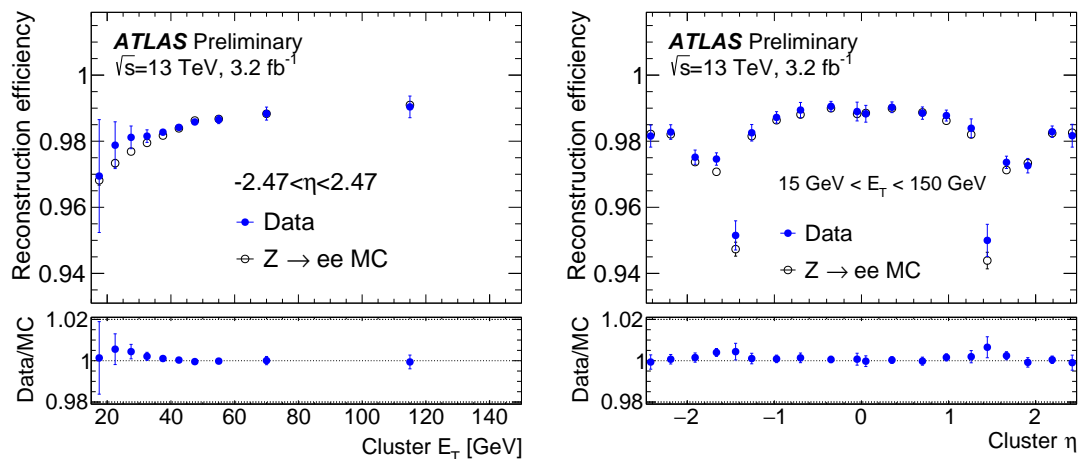


Figure 3.1. – Efficacités de reconstruction des électrons mesurées en fonction de l’énergie transverse (gauche) et de la pseudorapidité (droite) des électrons. Source [91].

Dans la partie avant du détecteur ( $2.5 < |\eta| < 4.9$ ), les électrons sont reconstruits, identifiés et étalonnés uniquement à partir des amas d’énergie formés dans les calorimètres à partir d’algorithmes spécifiques [96].

### 3.1.1.2. Reconstruction des photons

La reconstruction des photons partage avec celle des électrons l’étape de recherche d’amas d’énergie dans le calorimètre électromagnétique et la reconstruction de trace. De par leur interaction avec le détecteur, une fraction importante de photons se convertissent en paires d’électrons. La présence de traces<sup>c</sup> associées à un vertex déplacé est alors recherchée afin de permettre de catégoriser les amas en photons non convertis, photons convertis ou en électrons [97]. La taille des amas est ensuite élargie dans le tonneau ( $|\eta| < 1.4$ ) à  $3 \times 7$  pour les photons convertis pouvant émettre un rayonnement de freinage, et  $3 \times 5$  ( $3 \times 7$  à partir de 2016 pour les photons non convertis), tandis que l’amas est élargi à  $5 \times 5$  dans les bouchons ( $|\eta| > 1.375$ ). Une fois les objets photons reconstruits,

c. Plus précisément de paires de traces de charge opposées ou de traces uniques.

leur énergie et leur position sont étalonnées à partir de la technique présentée dans la sous-section suivante.

### 3.1.2. Étalonnage

#### 3.1.2.1. Mesure de la position

La position des amas électromagnétiques est estimée à partir du barycentre des dépôts d'énergie dans les deux premières couches du calorimètre électromagnétique. La position en  $\eta$  est principalement estimée à partir de la première couche, finement segmentée dans cette direction, tandis que la position en  $\phi$  est estimée à partir de la seconde couche. L'utilisation de cellules de taille finie induit une perte d'information sur la position de l'amas. Dans le cas où le dépôt d'énergie ne se place pas au centre d'une cellule, l'estimation de la position de l'amas est biaisée vers le centre de cette dernière. Le biais en  $\eta$  ( $f$ ), dépendant principalement de la différence de position ( $\nu$ ) entre l'amas et le centre de la cellule la plus énergétique, peut être estimé à partir de la relation suivante :

$$f(\nu) = A(\eta) \tan^{-1}(B(\eta)\nu) + C(\eta)\nu + D(\eta)|\nu| + E(\eta)$$

Les fonctions  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  et  $E$  sont des polynômes en  $\eta$  dont les paramètres sont estimés à partir de la simulation. La Figure 3.2 montre l'impact de ces corrections en  $\eta$  (gauche) et  $\phi$  (droite). Le graphique de gauche montre le biais en  $\eta$  observé en fonction de la distance entre la position de l'amas et le centre de la cellule la plus énergétique, avant et après correction. Ce biais, représentant initialement  $\sim 15\%$  de la taille d'une cellule en  $\eta$ , est pratiquement supprimé par ces corrections. Le graphique de droite montre quant à lui le biais en  $\phi$  pour différents intervalles en  $\eta$ . De manière similaire, une nette amélioration de l'estimation de la position de l'amas en  $\phi$  est observée. Il est cependant intéressant de remarquer que le biais initial en  $\phi$  est inférieur à celui observé en  $\eta$ . Ce résultat est dû à la géométrie en accordéon du calorimètre qui permet de moyenner en  $\phi$  l'énergie des cellules.

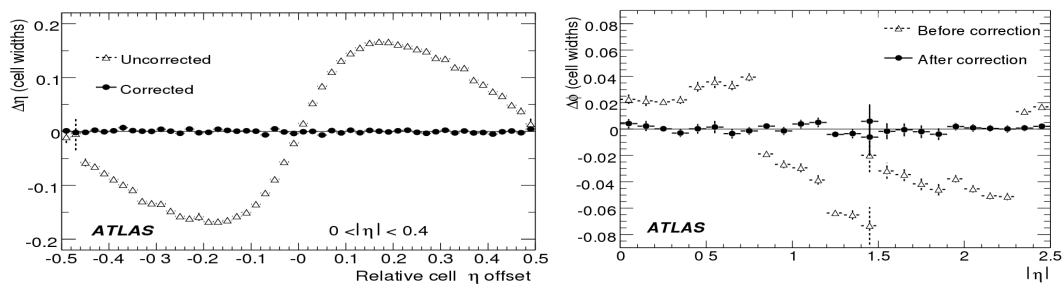


Figure 3.2. — Biais observé dans la mesure de la position en  $\eta$  (gauche) et en  $\phi$  (droite) des amas avant (triangles) et après étalonnage de la position des amas (points). Source [98].



### 3.1.2.2. Mesure de l'énergie

La détermination précise de l'énergie des amas est impliquée dans un grand nombre de mesures d'importance telles que celle de la masse du boson de Higgs. La gerbe électromagnétique générée par un électron ou un photon converti se développe en général en amont du calorimètre électromagnétique, si bien qu'une partie de l'énergie est souvent perdue dans des structures passives, telles que le cryostat ou les câbles. Cette perte d'énergie peut être estimée de manière indirecte à partir des rapports entre les énergies déposées dans les différentes couches du calorimètre ainsi que dans le pré-échantillonneur, placé en amont du calorimètre dans la région  $|\eta| < 1.8$ . C'est pourquoi, afin d'atteindre une précision maximale, les informations issues des différentes couches du calorimètre et du pré-échantillonneur sont combinées à partir d'une technique d'analyse multivariée pour permettre une estimation optimale de l'énergie des amas.

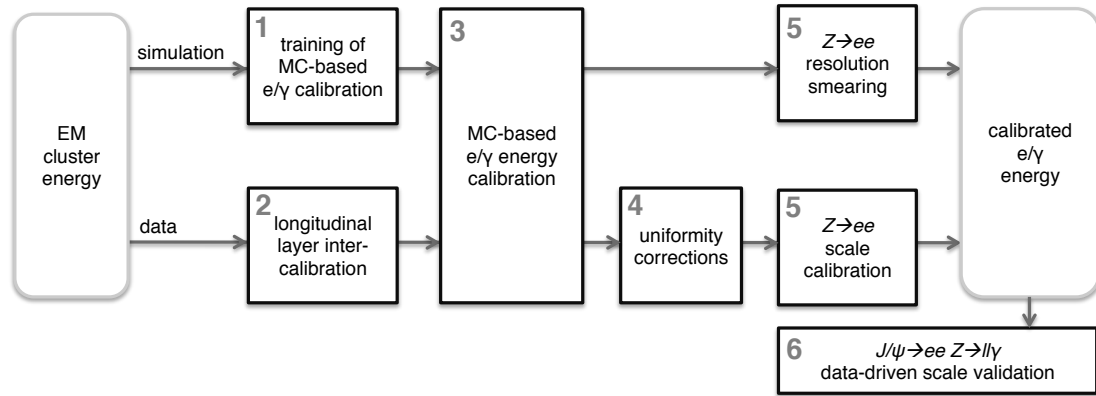


Figure 3.3. – Illustration des différentes étapes de l'étalonnage de l'énergie des électrons et des photons. Source [86].

La procédure d'étalonnage se déroule en plusieurs étapes schématisées sur la Figure 3.3, et détaillées dans le document [86]. Dans un premier temps, la simulation est utilisée pour entraîner des algorithmes multivariés permettant d'estimer l'énergie des objets électromagnétiques à partir de leur dépôt dans les différentes couches du calorimètre et dans le pré-échantillonneur<sup>d</sup>. Trois algorithmes, dédiés aux électrons, aux photons convertis et aux photons non convertis sont entraînés afin de tenir compte de la forme différente de leur gerbe. Les simulations utilisées dans cette première étape supposent une réponse homogène des différentes couches du calorimètre électromagnétique. Les réponses des différentes couches du calorimètre sont alors mesurées dans les données afin de les prendre en compte lors de l'utilisation de l'algorithme d'étalonnage. Des corrections supplémentaires sont appliquées sur les données pour prendre en compte

d. Dans le cas des photons convertis, des informations de traces sont également utilisées.

d'autres effets non simulés, tels que les inhomogénéités de haute tension.

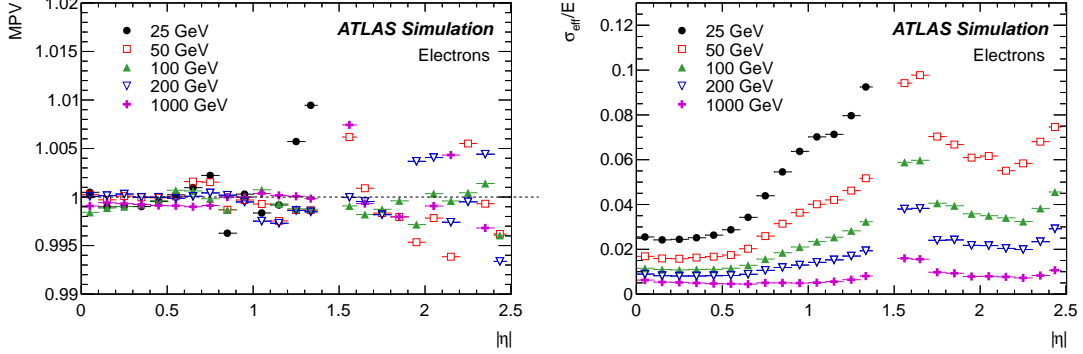


Figure 3.4. – Valeur la plus probable du rapport entre l'énergie estimée et celle des objets électrons au niveau générateur des simulations,  $E/E_{\text{true}}$  (gauche) et résolution en énergie des électrons en fonction de  $|\eta|$  pour différentes valeurs d'énergie. Source [86].

La Figure 3.4 montre la linéarité (gauche) et la résolution (droite) de l'estimation de l'énergie des électrons en fonction de la pseudorapidité, calculées à partir d'événements simulés pour différentes gammes d'énergie. Le graphique de gauche, montre la valeur la plus probable (MPV) du rapport  $E/E_{\text{true}}$  en fonction de la pseudorapidité. Le biais observé dans la mesure d'énergie des électrons est particulièrement faible, avec des valeurs inférieures à 0.5 (1)% dans la région définie par  $|\eta| < 1.37$  ( $|\eta| > 1.52$ ). Le graphique de droite montre que la résolution s'améliore avec l'énergie et se détériore lorsque la pseudorapidité augmente. Pour des électrons dont l'énergie est de 50 GeV, la résolution est inférieure à 2% dans la partie centrale du tonneau ( $|\eta| < 0.6$ ) et de l'ordre de 6% dans les bouchons ( $|\eta| > 1.52$ ).

Un jeu de corrections *in situ* est ensuite mis en place, en comparant les distributions en masse invariante de paires d'électrons issus d'un boson  $Z$  extraites de simulation avec celles des données. Ces comparaisons permettent d'améliorer la précision de la mesure en énergie ainsi que l'estimation de sa résolution. Un facteur correctif  $\alpha$ , appliqué dans les données de la manière suivante  $E^{\text{data}} = E^{\text{MC}}(1 + \alpha)$ , est estimé à partir de ces comparaisons (Figure 3.5, gauche). Des corrections de résolution en énergie, supposant que la résolution est bien simulée à une constante près  $((\sigma_E/E)^{\text{data}} = (\sigma_E/E)^{\text{MC}} \oplus c)$ , sont également extraites de ces comparaisons (Figure 3.5, droite). L'amélioration obtenue à partir de ces corrections est illustrée par le graphique du bas de la Figure 3.5, montrant la distribution en masse invariante de deux électrons dans les données corrigées et dans les simulations, avant et après application des corrections de résolution

en énergie. La linéarité de l'estimation de l'énergie et l'extrapolation de la procédure aux photons sont enfin validées dans les données à partir de paires d'électrons issues d'événements  $J/\psi \rightarrow ee$  et de photons issus d'événements  $Z \rightarrow ll\gamma$ .

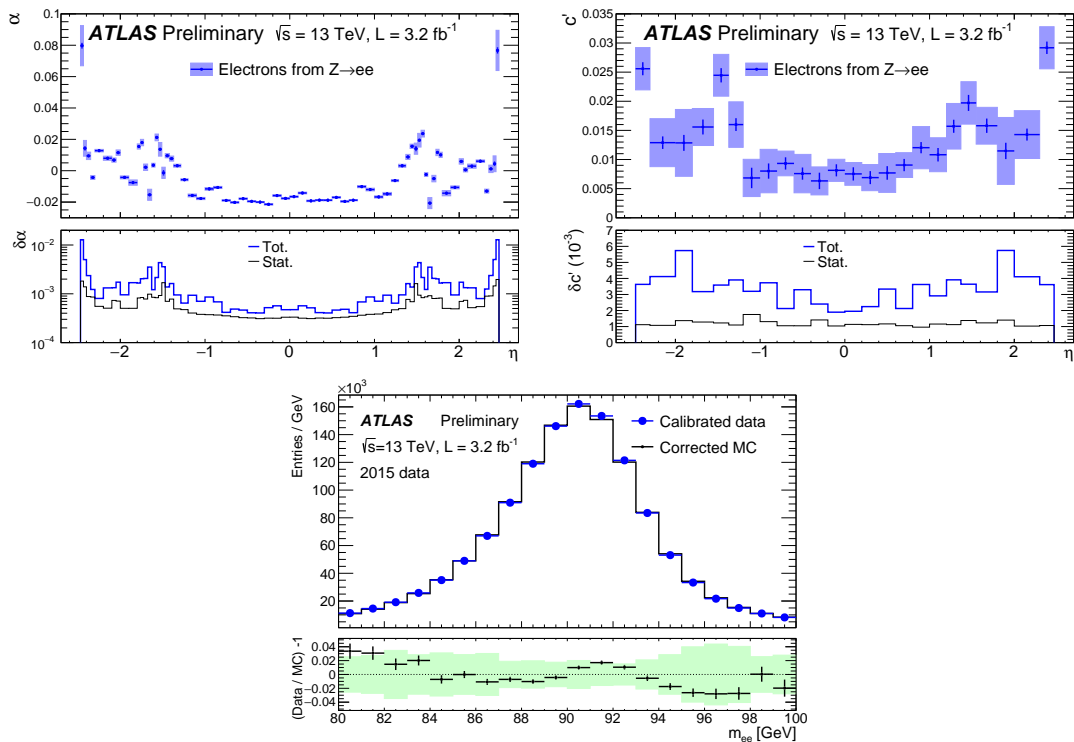


Figure 3.5. – Haut : Facteur de correction d'échelle en énergie  $\alpha$  (gauche) et de résolution  $c$  (droite) en fonction de  $\eta$ , calculés à partir de la comparaison entre données et simulation de la masse invariante de paires d'électrons issues de la désintégration d'un boson  $Z$ , dans les données collectées en 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ). Bas : Masse invariante de paires d'électrons issues de la désintégration d'un boson  $Z$  extraite des données collectées en 2015 calibrées (points bleus) et de la simulation après (traits noirs) application des corrections de résolution d'énergie. Source [87].

### 3.1.3. Identification

#### 3.1.3.1. Électrons

Une grande majorité des objets reconstruits par la méthode décrite dans la sous-section 3.1.1 sont issus de l'interaction avec le détecteur de hadrons légers arrêtés dans le calorimètre électromagnétique, photons convertis, électrons issus de la désintégration de hadrons de saveur lourde. Il est alors nécessaire

de définir des critères d'identification supplémentaires permettant le rejet de ces faux-électrons tout en conservant le maximum de vrais électrons. Ces critères sont définis de manière à exploiter la signature expérimentale caractérisée par des gerbes fines et peu profondes, la présence de rayonnement de transition intense dans le TRT et une bonne concordance entre traces et amas. Ces informations sont extraites à partir de variables discriminantes détaillées dans le Chapitre 4 utilisées pour définir les critères d'identification à partir de deux méthodes. La première est définie à partir d'une succession de coupures sur les variables d'identification tandis que la seconde utilise la forme des distributions associées aux variables discriminantes. Cette dernière, offrant les meilleures performances, est utilisée par défaut pour le déclenchement et l'analyse des données 2015, alors que la seconde, plus malléable et potentiellement plus robuste aux problèmes de modélisations, permet d'offrir une solution de secours lors du début de la prise de données<sup>e</sup>. Trois points de fonctionnement *loose* (relâché), *medium* (moyen) et *tight* (strict) sont définis en fonction de  $\eta$  (10 intervalles) et  $E_T$  (11 intervalles) pour répondre aux divers besoins des analyses.

Les efficacités associées à la procédure de reconstruction et d'identification des électrons mesurées à partir des données 2015 [91] sont montrées dans la Figure 3.6. Une sur-estimation par les simulations des efficacités de l'ordre de 2 – 3% pour les critères *loose* et *medium* et de 5% pour le critère *tight* est observée. Ces différences sont principalement dues à une modélisation imparfaite de la largeur des gerbes électromagnétiques mesurées dans le calorimètre électromagnétique. Plus de détails seront donnés dans le Chapitre 4, dédié à l'optimisation des critères d'identification.

### 3.1.3.2. Identification des photons

De manière similaire, l'identification des photons est effectuée à partir de coupures sur des variables discriminantes décrivant la forme de la gerbe déposée dans les calorimètres [99]. Un point de fonctionnement relâché (*loose*), utilisant seulement l'information de forme de gerbe issue de la seconde couche du calorimètre et le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique et électromagnétique, est défini de manière à garantir une efficacité élevée. Un point de fonctionnement plus sévère (*tight*) est par ailleurs défini en ajoutant l'information issue de la première couche du calorimètre, finement segmentée en  $\eta$ . Différents intervalles en  $\eta$  sont utilisés dans la définition des coupures utilisées pour la définition de ces critères. Afin de permettre une estimation du bruit de fond non biaisée dans la recherche de bosons de Higgs se désintégrant en paires de photons, les critères d'identification sont indépendants de l'énergie

---

e. Ces critères permettent également une sélection d'échantillons riches en un bruit de fond spécifique en inversant les coupures adaptées.

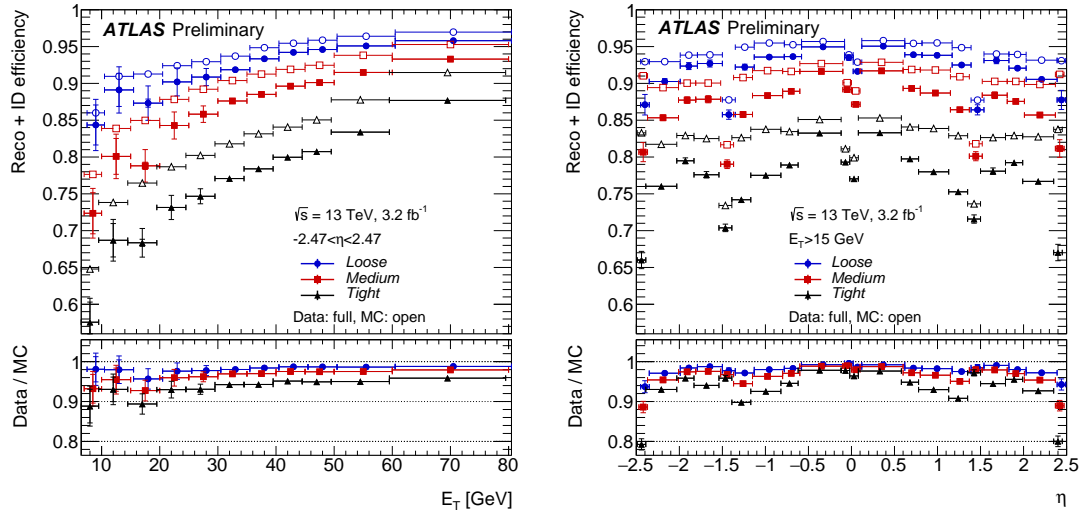


Figure 3.6. — Efficacités de reconstruction et d’identification des électrons mesurées en fonction de l’énergie transverse (gauche) et de la pseudorapidité (droite) des électrons. Source [91].

transverse.

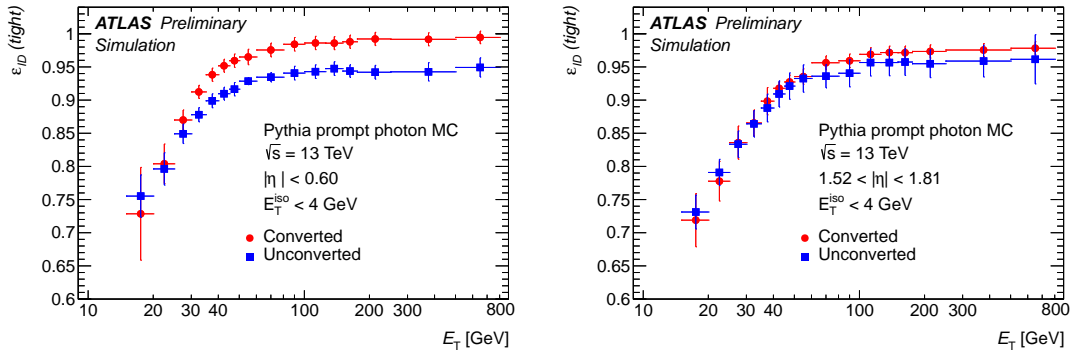


Figure 3.7. — Efficacités d’identification des photons estimées dans les simulations mesurées en fonction de l’énergie transverse dans les intervalles en pseudorapidité  $[0-0.6]$  (gauche) et  $[1.52-1.81]$  (droite). Les photons convertis (bleu) et non convertis (rouge) sont distingués pour cette mesure. Source [100].

Les performances du critère d’identification *tight* sont illustrées par la Figure 3.7, montrant les efficacités d’identification des photons convertis et non convertis estimées à partir de la simulation, en fonction de leur énergie transverse. Ces efficacités ont été validées à partir de données collectées en 2015 [101]. A partir d’une énergie transverse de  $\sim 50$  GeV les efficacités atteignent des valeurs

stables, supérieures à 95%. Les efficacités sont en général plus hautes dans le cas des photons convertis que dans le cas des photons non convertis pour des énergies transverses supérieures à 30-40 GeV. Le facteur de rejet typique associé est de l'ordre de 5000 [99].

## 3.2. Muons

Le muon, du fait sa demi-vie importante et de sa faible interaction avec la matière, est la seule particule chargée à pouvoir traverser l'ensemble du détecteur. Sa reconstruction et son identification sont effectuées à partir des traces reconstruites dans le spectromètre à muon, en aval des calorimètres, et leur concordance avec celles reconstruites dans le trajectographe interne.

Dans un premier temps, des candidats muons sont reconstruits indépendamment à partir du spectromètre muons et du trajectographe interne. Les candidats issus du trajectographe interne sont reconstruits à partir de l'algorithme de reconstruction de traces générique de la collaboration ATLAS. La reconstruction des candidats issus du spectromètre à muons est initiée par la reconstruction de segments dans les chambres à muons à partir des coups observés dans ce sous-détecteur [102]. Les segments sont ensuite ajustés de manière itérative à partir des angles et positions relatives des traces et du nombre de coups dans chacun des sous-détecteurs. Étant donné que plusieurs traces peuvent être ajustées à partir d'un même segment, une procédure de suppression de recouvrement est mise en place. Pour finir, les coups associés à chacune des traces reconstruites sont ajustés à partir d'une procédure de minimisation de  $\chi^2$ . Les traces avec un  $\chi^2$  associé trop important sont rejetées.

Les traces reconstruites dans le spectromètre à muons sont ensuite extrapolées jusqu'au point de collision, tandis que celles reconstruites dans le trajectographe interne sont extrapolées jusqu'au trajectographe à muons. Ces traces extrapolées sont alors utilisées pour définir quatre types de candidats muons :

- ***Combinés***

Les traces compatibles dans le trajectographe interne et à muons sont associées et ajustées de manière globale. Ce type d'objet constitue la majorité des candidats muons.

- ***Étiquetés à partir de segments***

Les traces du trajectographe interne compatibles avec un segment unique dans les chambres à muons sont utilisées pour former un candidat muon. Ce type d'objet permet de récupérer les muons de bas  $p_T$  et ceux dont la

trajectoire passe par une région où l'instrumentation est appauvrie.

— **Étiquetés à partir des calorimètres**

Les traces du trajectographe interne associées à un dépôt d'énergie compatible avec la faible énergie déposée par les muons sont utilisées pour former un candidat muon. Ce type d'objet, souffrant d'une contamination en bruit de fond importante, est principalement utilisé dans des régions où le spectromètre à muons est absent.

— **Extrapolés**

Les traces issues du spectromètre compatibles avec le vertex primaire sont utilisées pour former ce dernier type de candidat muon. Ces candidats permettent de couvrir la région  $2.5 < |\eta| < 2.7$  où le trajectographe interne est absent.

Une procédure de suppression de recouvrement donnant la priorité aux candidats combinés est ensuite appliquée. Ces méthodes de reconstruction permettent de couvrir efficacement l'ensemble de l'intervalle en pseudorapidité  $|\eta| < 2.7$ . Pour finir, la valeur absolue et la résolution en énergie transverse des muons est corrigée à partir des données afin de tenir compte des imprécisions dans la mesure du champ magnétique et de l'énergie déposée dans le détecteur.

Afin de permettre un rejet supplémentaire du bruit de fond hadronique, quatre critères d'identification (*loose*, *medium*, *tight* et *high- $p_T$* ) sont définis à partir des différences entre les mesures d'impulsion dans le trajectographe et le spectromètre, la qualité de l'ajustement de trace global et le nombre de coups associés aux traces dans les divers sous-détecteurs. La sélection *medium*, utilisée dans le cadre de l'analyse présentée dans le Chapitre 5, utilise uniquement les muons combinés dans la région  $|\eta| < 2.5$  et les muons extrapolés dans la région  $2.5 < |\eta| < 2.7$ .

La Figure 3.8 montre les efficacités de reconstruction des muons vérifiant  $|\eta| < 2.5$  et  $p_T > 10$  GeV, associées aux critères *loose/medium* (gauche) et *tight* (droite) mesurées à partir d'événements  $Z \rightarrow \mu\mu$  extraits des données et des simulations. Les efficacités du critère *medium* sont de l'ordre de 99% dans l'intervalle  $0.1 < |\eta| < 2.5$ , associées à un facteur de rejet des muons indésirables de 0.2% pour les muons de  $p_T > 20$  GeV [102]. Une perte d'efficacité importante est par ailleurs observée dans la région  $|\eta| < 0.1$ , souffrant d'une instrumentation particulièrement appauvrie du spectromètre.

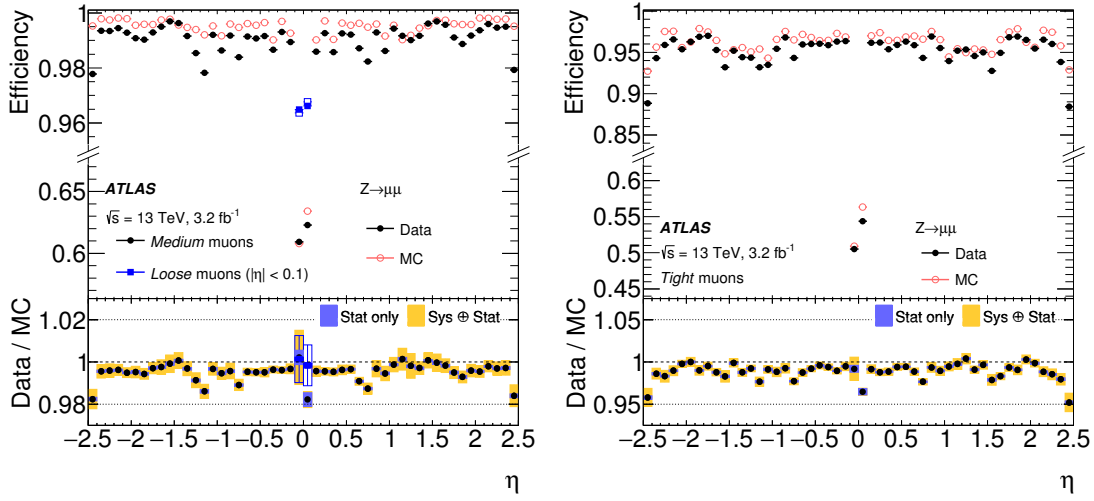


Figure 3.8. — Efficacités de reconstruction des muons *loose* (gauche, carré bleus), *medium* (gauche) et *tight* (droite) calculées à partir de muons de  $p_T > 10$  GeV issus d'événements  $Z \rightarrow \mu\mu$  simulés (cercles rouges) ou extraits des données (points noirs). Source [102].

### 3.3. Taus

La masse élevée des leptons  $\tau$  (1.8 GeV) induit un faible temps de vol empêchant une reconstruction directe de ces derniers. Cette particule peut malgré tout être reconstruite par ses produits de désintégration. Deux processus sont à distinguer : les désintégrations leptoniques ( $\tau \rightarrow \nu_\tau l \nu_l$  avec un rapport d'embranchement de 35%) et les désintégrations hadroniques. Les désintégrations leptoniques produisent un état final simple, caractérisé par la présence d'un lepton et d'une importante énergie transverse manquante issue de la présence de deux neutrinos dans l'état final, et ne nécessitent donc pas de critères d'identification supplémentaires. Les désintégrations hadroniques produisent quant à elles des états finaux plus complexes, si bien que des critères dédiés ont été mis en place pour leur identification [103, 104]. Ces désintégrations impliquent généralement un (49.5%) ou trois (15.2%) pions chargés accompagnés d'un neutrino et éventuellement de pions neutres. Ces désintégrations produisent alors des états finaux caractérisés par la présence d'une ou plusieurs traces associées à un dépôt d'énergie relativement étroit dans les calorimètres. Les candidats  $\tau$  sont en général reconstruits comme des jets et différenciés du bruit de fond hadronique à partir du nombre de traces et de la forme de la gerbe. Pour finir, l'étalonnage en énergie est effectué à partir de l'algorithme utilisé pour les jets, modifié de manière à tenir compte du rapport entre particules neutres et particules chargées caractéristique des leptons  $\tau$ .



## 3.4. Jets

### 3.4.1. Reconstruction

Les partons produits au point de collision ne peuvent pas rester isolés du fait de la propriété de confinement de l'interaction forte<sup>f</sup>. Ces derniers émettent alors des gluons se désintégrant généralement en paires de quarks-antiquarks, dont la recombinaison forme une cascade de hadrons. Lors de ce processus la section efficace de production de partons à basse impulsion et à faible angle est divergente, si bien qu'il est impossible de reconstruire avec exactitude la cascade de désintégrations à partir de l'état final. La production de quarks ou de gluons doit alors être identifiée *a posteriori* à partir de la reconstruction d'un objet expérimental appelé jet, dont les caractéristiques doivent être aussi proches que possible de celles du parton initial sans être sensible à l'émission de partons à bas angle et à basse énergie.

Au sein de la collaboration ATLAS, les jets sont reconstruits à partir de l'algorithme anti- $k_t$  [105]. Ce dernier permet une bonne robustesse vis-à-vis des émissions de partons à bas angle et à basse énergie. Dans un premier temps, une collection d'objets tels que des amas ou des traces est reconstruite. Pour chacune des paires d'objets  $i$  et  $j$ , la distance  $d_{ij}$  normée par la distance  $R$  est calculée tel que :

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{k_{ti}^2}, \frac{1}{k_{tj}^2}\right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}$$

Avec  $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$  la distance angulaire entre objets définie à partir de l'angle  $\phi$  et de la rapidité  $y$ , et  $k_t$  le moment transverse associé à l'objet. La paire d'objets associée à la distance  $d_{ij}$  minimale est regroupée et le processus réitéré jusqu'à ce que la distance minimale soit supérieure à la distance entre l'objet et le faisceau  $d_{iB} = 1/k_{ti}^2$ . L'objet obtenu considéré comme un jet est ensuite retiré de la collection d'objets et le processus est réitéré jusqu'à ce que la collection soit vide. Cet algorithme regroupe les objets de forte impulsion transverse avec ceux de faible impulsion transverse dans un angle solide de rayon  $R$  en priorité. Cela permet une bonne robustesse aux radiations de particules secondaires.

La plupart des analyses utilisent les jets définis à partir d'amas d'énergie déposée dans les calorimètres dont la reconstruction est décrite en détails dans le document [106]. Ces derniers sont initiés par la présence d'une cellule ayant enregistré un signal quatre fois supérieur à leur niveau de bruit électronique

---

f. Les quarks et les gluons doivent être confinés dans un système dont la charge de couleur est nulle.

et d'empilement. De manière itérative, les cellules voisines dont le signal est deux fois supérieur à leur niveau de bruit sont ensuite associées à la cellule initiale, puis toutes les voisines. Cette procédure [107] a l'avantage de permettre de considérer des dépôts de faible énergie tout en opposant un rejet efficace du bruit. Un dernier type de jets spécifique aux simulations est également défini à partir des particules issues du générateur. Plusieurs paramètres  $R$  sont utilisés. Dans le cadre de l'analyse présentée dans le Chapitre 5, les jets sont définis en utilisant  $R = 0.4$ .

Des processus expérimentaux, tels que les collisions induites par l'interaction des faisceaux de protons avec le gaz résiduel présent dans le tube à vide ou avec les instruments servant à la collimation des faisceaux, les bruits présents dans les calorimètres ou les muons cosmiques, peuvent également entraîner la reconstruction de jets. Ces derniers n'étant pas représentatifs de la physique au point de collision, ils doivent être rejetés afin de ne pas biaiser l'interprétation des résultats. Les jets de bruit de fond sont rejetés à partir de l'énergie des cellules des calorimètres, de l'énergie du jet dans la direction du développement des gerbes et du nombre de traces associées au jet. Quatre points de fonctionnements, du plus lâche au plus strict, sont définis *looser*, *loose*, *medium* et *tight*.

### 3.4.2. Étiquetage de saveur

Les jets initiés par la présence d'un quark  $b$  ( $b$ -jet) jouent un rôle important dans le cadre de certaines analyses. Leur identification est par exemple essentielle à l'étude de processus impliquant des quarks top ou à la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Dans le cadre de l'analyse décrite dans le Chapitre 5, l'identification des  $b$ -jets permet de mieux contrôler la contribution des processus de création de paires de quarks tops (accompagnées ou non de particules additionnelles), bruit de fond important de cette analyse. L'identification de  $b$ -jets permet également de mieux séparer les éventuels processus supersymétriques produisant des quarks tops dans l'état final des bruits de fond issus du Modèle Standard n'en produisant pas, tels que la production de bosons de jauge.

Les quarks  $b$  se désintègrent majoritairement par interaction faible en quark  $c$  de la manière suivante :  $b \rightarrow cW$ . Le couplage  $V_{bc}$  de la matrice CKM est particulièrement réduit, si bien que les hadrons contenant un quark  $b$  parcourent une distance relativement importante dans le détecteur ( $\sim 4mm$  pour un  $b$ -jet d'impulsion transverse de 50 GeV). La désintégration d'un quark  $b$  va alors produire un jet dont les traces associées sont issues d'un vertex déplacé, permettant une identification efficace de ce dernier. L'algorithme d'étiquetage des  $b$ -jets utilisé par la collaboration ATLAS pour l'analyse des données 2015, est présenté dans les documents [108, 109]. Il combine à partir d'un arbre de décision boosté, des variables discriminantes construites à partir des trois algorithmes suivants :

— **IP3D**

Cet algorithme utilise les distances entre la projection des traces associées au jet dans le plan transverse au faisceau et le vertex primaire, appelées paramètres d'impacts. Les paramètres d'impacts longitudinaux ( $z_0$ ) et transverses ( $d_0$ ) <sup>g</sup> des traces passant certaines coupures de qualité, sont utilisés pour construire un rapport de vraisemblance permettant l'identification des jets de saveur lourde ( $b/c$ -jets).

— **SV1**

Cet algorithme reconstruit le vertex secondaire associé à la désintégration du méson  $B$  à partir des traces associées au jet. Afin d'éviter la contamination de traces provenant de la désintégration d'un kaon, d'un hypéron ou d'un photon converti, toutes les traces sont successivement appariées et rejetées lorsqu'elles forment un vertex secondaire compatible avec ces objets. Le reste des traces est alors utilisé pour reconstruire le vertex secondaire le plus probable de manière itérative, en otant la trace la moins compatible à chaque étape, jusqu'à obtenir un ajustement satisfaisant (critère de  $\chi^2$ ). Le vertex ainsi reconstruit permet alors de définir des variables telles que la masse invariante ou l'énergie des traces associées, utiles à l'identification des  $b$ -jets.

— **JetFitter**

La désintégration du méson  $B$  implique la présence d'un méson  $D$  dont le vertex de désintégration est généralement déplacé par rapport au vertex secondaire. Cette topologie particulière est prise en compte par cet algorithme permettant de reconstruire la direction de la désintégration du méson  $B$  à partir d'un filtre de Kalman et de combiner l'ensemble des traces compatibles avec cette direction reconstruite. De manière similaire à l'algorithme SV1, les propriétés associées à ces vertex permettent de définir des variables utiles à l'identification des  $b$ -jets.

Les jets issus de la désintégration de quarks  $c$  ont une signature expérimentale intermédiaire entre celle des jets légers et celle des  $b$ -jets. C'est pourquoi l'algorithme d'identification des  $b$ -jets est entraîné également contre les  $c$ -jets. Dans le cadre de l'analyse décrite dans le Chapitre 5, une mixture composée à 20% de  $c$ -jets et à 80% de jets de saveur légère est utilisée pour l'entraînement de l'algorithme d'identification.

Les performances de l'algorithme d'identification des  $b$ -jets sont illustrées par la Figure 3.9, montrant le rejet des jets légers (gauche) et des  $c$ -jets (droite)

---

g. Plus exactement, les rapports entre ces paramètres d'impacts et leur incertitude sont utilisés

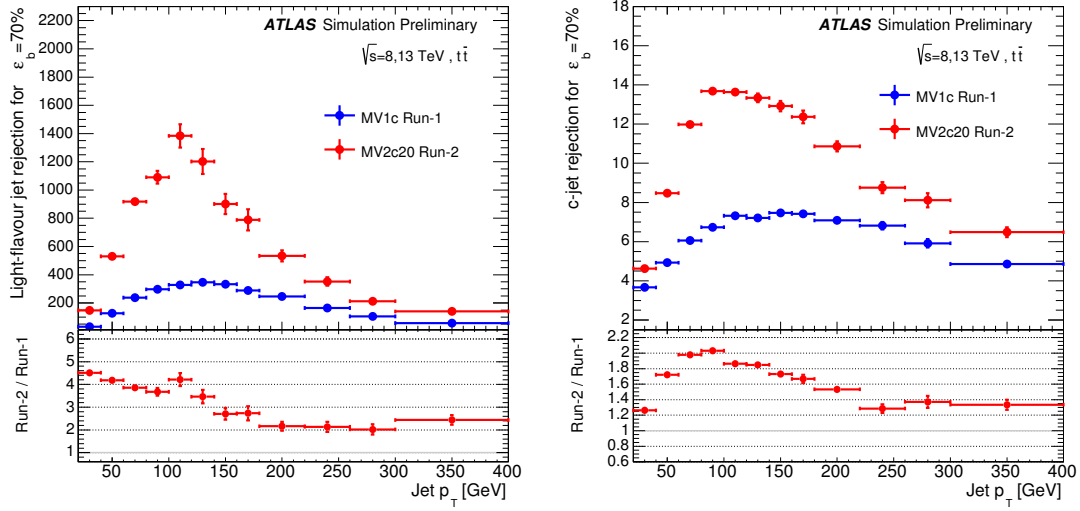


Figure 3.9. – Rejet des jets légers (gauche) et des  $c$ -jets (droite) en fonction de l'impulsion transverse du jet. Ces performances sont estimées à partir de processus  $t\bar{t}$  simulés pour le point de fonctionnement associé à une efficacité de 70% des algorithmes d'identification des  $b$ -jets utilisés en 2012 (MV1c, bleu) et un de ceux utilisés en 2015 (MV2c20, rouge). Les performances des algorithmes MV1c et MV2c20 sont respectivement estimées à partir des conditions expérimentales des collisions 2012 et 2015 [109].

en fonction de l'énergie transverse du jet, obtenu pour une efficacité de signal de 70%. Les algorithmes utilisés pour l'analyse des données 2012 sont comparés avec ceux utilisés en 2015. Le rejet des jets légers et celui des  $c$ -jets sont ainsi améliorés d'un facteur 4 et 2 pour  $p_T^{\text{jet}} < 120$  GeV respectivement. Cette amélioration considérable est en grande partie expliquée par l'ajout d'une couche supplémentaire de détecteur à pixel (IBL [83]) au plus proche du point de collision permettant une amélioration de la reconstruction de vertex malgré l'augmentation du bruit d'empilement attendue. Une amélioration du rejet des jets légers et de  $c$ -jets d'un facteur 2 et 1.4 respectivement est également visible à  $p_T^{\text{jet}} > 200$  GeV. Cette augmentation du rejet à efficacité égale est principalement le reflet des améliorations apportées aux algorithmes d'étiquetage des  $b$ -jets, étant donné que le méson  $B$  a de fortes chances de se désintégrer en aval de l'IBL du fait de son énergie transverse importante.

### 3.4.3. Étalonnage

#### 3.4.3.1. Estimation de l'énergie

L'estimation de l'énergie associée au jet est effectuée en deux étapes principales [106]. La première consiste en l'étalonnage de l'énergie des amas utilisés

par l'algorithme anti- $k_t$  pour la reconstruction des jets, tandis que lors de la seconde étape, l'ensemble du jet est étalonné.

Lors de l'hadronisation d'un parton, différents types de particules peuvent être produits. De manière générale, un jet est constitué d'une partie électromagnétique ( $\sim 30\%$ ) issue de la désintégration des mésons  $\pi^0$  en paires de photons, d'une partie issue de l'interaction des hadrons stables, chargés ou non, et d'une partie issue de l'énergie emportée par les neutrinos plus réduite. Pour chacune de ces catégories, la réponse des calorimètres peut varier de manière importante. Par exemple, la réponse en énergie associée à un pion chargé sera en moyenne inférieure d'un tiers à celle d'un électron d'impulsion égale. Afin de permettre une estimation de l'énergie des amas adaptée, la nature des amas est identifiée à partir de leur densité d'énergie locale, leur compacité et leur position longitudinale. Cela permet d'utiliser des procédures d'étalonnage en énergie spécifiques, améliorant de manière significative l'estimation de l'énergie des jets reconstitués.

Une fois le jet reconstruit, son énergie est estimée en appliquant le jeu de corrections suivantes, décrites plus en détail dans le document [110] :

1. ***Direction du jet***

La reconstruction du jet est effectuée en supposant que ce dernier est issu du centre du détecteur, ce qui n'est généralement pas le cas dans les données. C'est pourquoi la direction du jet est corrigée à partir de la position du vertex primaire.

2. ***Bruit d'empilement***

Les collisions secondaires provoquent un dépôt d'énergie moyen dans les calorimètres, augmentant de manière artificielle l'énergie estimée des jets. Ce biais est soustrait à partir d'un algorithme [111] dépendant de l'aire du jet et de l'estimation du bruit d'empilement associé à l'événement.

3. ***Étalonnage global***

L'énergie des jets reconstitués dans les simulations à partir des amas calorimétriques, est corrigée de manière à être identique à celle des jets reconstitués à partir des particules du niveau générateur. Ces corrections sont estimées en fonction de l'énergie et de la pseudo-rapacité des jets considérés.

4. ***Étalonnage jet-par-jet***

Des corrections supplémentaires sont appliquées afin de tenir compte des caractéristiques individuelles de chacun des jets et ainsi améliorer la résolution en énergie. Cette étape permet par exemple de prendre en compte

l'énergie déposée en aval des calorimètres que dépose certains jets, à partir des informations de gerbes extraites des calorimètres et de l'activité observée dans les spectromètres à muons.

### 5. *Corrections in situ*

La simulation des processus QCD, particulièrement complexe, souffre de certaines limitations. Cela s'exprime par des différences sur le nombre de jets reconstruits d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV entre données et simulations de l'ordre de 10% dans la partie centrale du détecteur ( $|\eta| < 2.5$ ), augmentant jusqu'à 50% dans la partie avant ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ), [112]. Afin d'améliorer l'estimation de l'énergie des jets, deux corrections sont mises en place à partir des données. La première, motivées par la présence de désaccords particulièrement importants dans la région  $3.1 < |\eta| < 4.9$ , utilise des événements contenant un jet central et un jet émis dans la partie avant, pour étalonner l'énergie de ce dernier à partir de celle du jet central. Une fois une réponse homogène en  $\eta$  obtenue, une seconde correction est appliquée à partir d'objets physiques dont l'énergie est mesurée avec une meilleure précision. Des événements contenant un jet et un objet électromagnétique ( $\gamma$  ou  $Z \rightarrow \mu\mu/ee$ ) sont utilisés pour étalonner l'énergie des jets à basse énergie ( $p_T^{\text{jet}} < 200$  GeV), tandis que les jets d'énergie supérieure à 200 GeV sont étalonnés à partir d'événements contenant plusieurs jets.

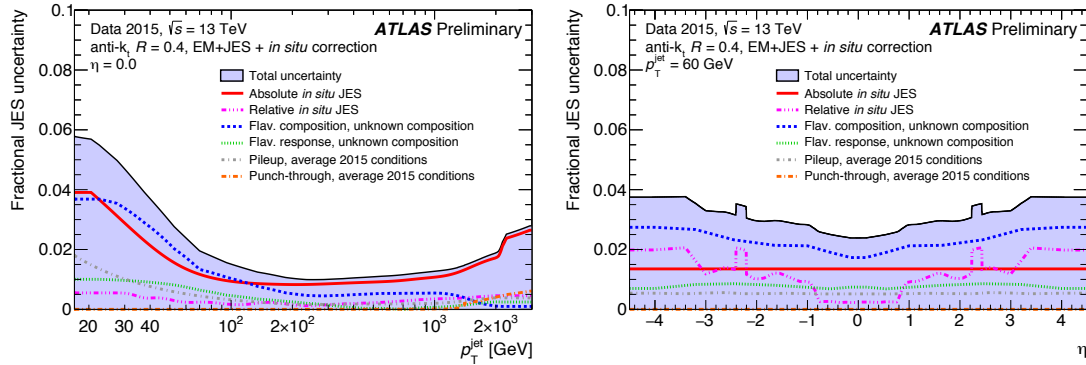


Figure 3.10. – Incertitude relative totale sur l'échelle en énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse à  $\eta = 0$  (gauche) et de leur pseudorapidité pour  $p_T = 60$  GeV (droite). La contribution des différentes sources d'incertitude est également précisée. Source [113].

L'incertitude associée à l'estimation de l'échelle d'énergie des jets est importante pour l'analyse présentée dans le Chapitre 5. A chacune des étapes de l'étalonnage sont associées plusieurs sources d'incertitudes avec une attention toute

particulière portée à l'étape d'étalonnage global. Une incertitude supplémentaire permettant d'évaluer l'impact de la saveur du jet est également considérée. La Figure 3.10 montre l'incertitude sur l'échelle en énergie en fonction de l'impulsion transverse des jets (gauche) et de la pseudorapacité (droite). A basse impulsion transverse ( $p_T < 100$  GeV), les incertitudes, dominées par l'impact des variations de saveurs, sont de l'ordre de 5% tandis qu'à haute impulsion transverse, les incertitudes, dominées par les corrections *in situ* sont de l'ordre de 1-2%. Le graphique de droite, montre des incertitudes relativement stables en fonction de  $\eta$  variant de 25% au centre du détecteur à 40% dans la partie avant.

De manière similaire aux corrections en énergie *in situ*, la résolution en énergie est estimée à partir des événements  $\gamma + \text{jet}$ ,  $Z \rightarrow ll + \text{jet}$  et les événements contenant deux jets. La largeur de la distribution en impulsion transverse est mesurée pour différents intervalles en  $p_T$  à partir de ces événements afin de permettre l'ajustement des différents termes intervenant dans la relation suivante, modélisant la résolution en énergie des jets :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{N}{p_T} \oplus \frac{S}{\sqrt{p_T}} \oplus C$$

où  $N$  correspond au bruit électronique et d'empilement,  $S$  à l'effet stochastique issu de l'échantillonnage de l'énergie déposée dans les parties actives des calorimètres et  $C$  à un terme constant indépendant de l'impulsion transverse du jet. Cette résolution varie typiquement de 20% à bas  $p_T$  ( $p_T < 30$  GeV) à  $\sim 5\%$  pour des jets d'impulsion transverse supérieure à  $\sim 300$  GeV [88].

## 3.5. Énergie transverse manquante

### 3.5.1. Mesure

La présence d'une importante énergie transverse manquante est une signature caractéristique d'un grand nombre de processus supersymétriques. En effet, si le modèle suppose que la  $R$ -parité est conservée, l'état final contiendra au moins deux particules massives non détectées emportant une importante fraction de l'énergie.

Afin d'atteindre une précision maximale, le calcul de l'énergie transverse manquante est effectué à partir des objets physiques reconstruits et étalonnés [114]. Ces derniers doivent être définis dans la région centrale du détecteur<sup>h</sup>, passer

---

h.  $|\eta_{\tau, \gamma}| < 2.37$ ,  $|\eta_e| < 2.47$  et  $|\eta_\mu| < 2.7$ . La région appauvrie en instrumentation calorimétrique  $1.37 < |\eta| < 1.52$ , n'est pas utilisée pour la définition des électrons, des photons et des taus.

des critères d'identification relativement stricts<sup>i</sup> et avoir une impulsion transverse suffisante<sup>j</sup>. De telles sélections permettent une procédure de suppression de recouvrement de définitions d'objet efficace appliquant l'ordre de priorité suivant : électrons ( $e$ ), photons ( $\gamma$ ), tau ( $\tau$ ), muons ( $\mu$ ) et jet. L'énergie issue de l'ensemble des objets ne passant pas les critères de sélection est prise en compte à partir du terme de basse énergie, calculé soit à partir des amas calorimétriques, soit à partir des traces. L'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  est alors définie par :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}$$

avec

$$E_{x/y}^{\text{miss}} = E_{x/y}^{\text{miss},e} + E_{x/y}^{\text{miss},\gamma} + E_{x/y}^{\text{miss},\tau} + E_{x/y}^{\text{miss},\mu} + E_{x/y}^{\text{miss},\text{jets}} + E_{x/y}^{\text{miss},\text{Soft}}$$

Dans le cadre de l'analyse présentée dans le Chapitre 5, le terme de basse énergie (Soft) est estimé à partir des traces. Ce choix permet une meilleure stabilité vis à vis du bruit d'empilement car seules les traces associées au vertex primaire sont utilisées dans l'estimation de ce terme. Une sous-estimation de l'énergie transverse manquante est par ailleurs attendue étant donné que l'énergie déposée par les particules neutres n'est pas prise en compte par cette méthode. Cet effet est cependant marginal car le terme de basse énergie ne représente qu'une petite fraction de l'énergie transverse manquante. Les traces utilisées doivent, en plus de parvenir du vertex primaire, être associées à un amas d'énergie et être bien séparées de ceux utilisés pour la définition des électrons et des photons ( $\Delta R(\text{trace}, \text{amas}) > 0.05$ ), être à distance des leptons  $\tau$  se désintégrant en hadrons ( $\Delta R(\text{trace}, \tau \rightarrow \text{had}) > 0.2$ ) et ne pas être associées aux jets. Pour finir les traces dont l'impulsion souffre d'une incertitude supérieure à 40% ne sont pas utilisées.

### 3.5.2. Performances

#### Résolution

La résolution peut être estimée à partir d'événements ne contenant aucune source physique d'énergie transverse manquante. Pour des événements tels que  $Z \rightarrow \mu\mu$ , la valeur théorique de l'énergie transverse manquante est 0, si bien que l'écart type mesuré à partir des distributions fournit une estimation de la résolution. La Figure 3.11 montre la résolution en x et y de l'énergie manquante dont le terme de basse énergie est estimé à partir des traces, calculée en fonction

---

i. électrons *medium*, photon *tight*, taus *medium*, muons *medium*. Les jets vérifiant  $20 < p_T < 50$  GeV et  $|\eta| < 2.4$  doivent passer une sélection supplémentaire basée sur la proportion de traces associées au vertex primaire, permettant de diminuer l'impact du bruit d'empilement.

j.  $p_T^{e,\mu} > 10$  GeV,  $p_T^{\text{jet},\tau} > 20$  GeV et  $p_T^\gamma > 25$  GeV



du nombre de vertex reconstruits (gauche) et de l'énergie transverse totale de l'événement (droite). Le graphique de gauche met en valeur la robustesse de l'estimation de l'énergie transverse vis à vis du bruit d'empilement. Un bon accord entre les simulations et les données est observé.

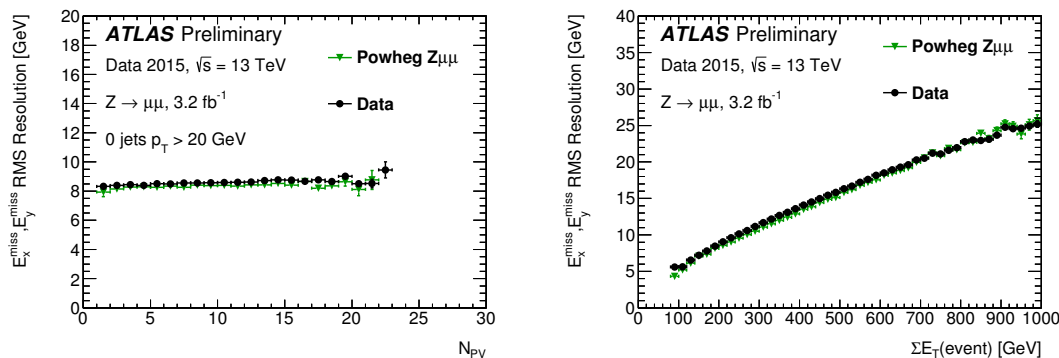


Figure 3.11. – Résolution sur l'énergie transverse manquante en x/y en fonction du nombre de vertex (gauche) et de l'énergie transverse totale de l'événement (somme des  $E_{x,y}$  des objets reconstruits, droite) calculée à partir d'événements  $Z \rightarrow \mu\mu$  extraits des données (points noirs) et de la simulation (triangle verts). Source [115].

### Linéarité de la réponse

La simulation d'événements  $t\bar{t}$ , contenant des sources physiques d'énergie transverse manquante (neutrinos), permet une estimation de l'échelle en énergie transverse manquante. En effet, l'estimation de l'énergie transverse manquante reconstruite ( $E_T^{\text{miss}}$ ) peut être comparée à celle calculée à partir des objets du niveau générateur de la simulation ( $E_T^{\text{miss, true}}$ ), à partir de la linéarité définie par :

$$\text{linéarité} = \left\langle \frac{E_T^{\text{miss}} - E_T^{\text{miss, true}}}{E_T^{\text{miss, true}}} \right\rangle$$

La Figure 3.12 (gauche) montre la linéarité calculée à partir d'événements  $t\bar{t}$  en fonction de  $E_T^{\text{miss, true}}$ . A basse énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss, true}} < 60$  GeV), une sur-estimation de l'énergie transverse manquante décroissant exponentiellement est observée. Ce phénomène est attendu étant donnée que l'énergie transverse manquante, par définition positive, souffre d'une résolution finie. Il est intéressant de remarquer que l'énergie transverse manquante utilisant les traces pour définir le terme de basse énergie (TST) est celle qui souffre le moins de ce phénomène. A  $E_T^{\text{miss, true}} > 60$  GeV, l'énergie transverse manquante définie à partir des objets reconstruits (TST, CST) montre des différences inférieures à

5% de l'énergie transverse manquante quel que soit le mode de reconstruction du terme de basse énergie.

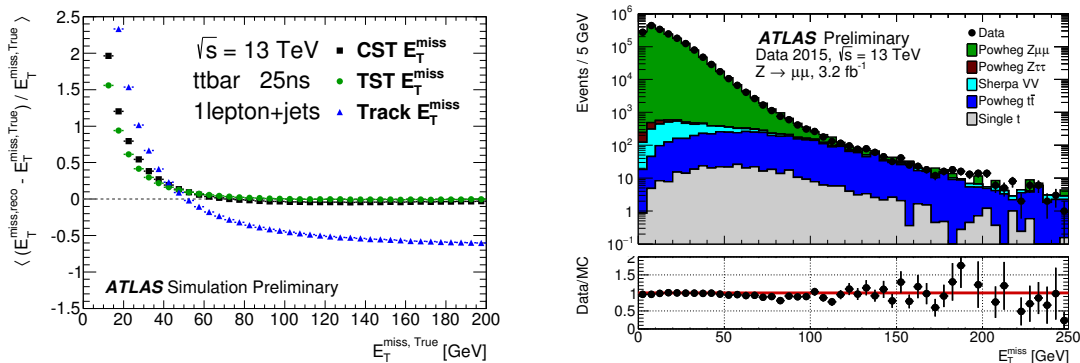


Figure 3.12. — Gauche : Linéarité de la réponse en énergie transverse manquante estimée à partir de la simulation d'événements  $t\bar{t}$  en fonction de l'énergie transverse définie au niveau générateur  $E_T^{\text{miss, true}}$ . Trois méthodes de reconstruction sont comparées, les premières utilisant les objets physiques reconstruits et utilisant les traces (TST, points verts) ou les amas calorimétriques (CST, carrés noirs) pour l'estimation du terme de basse énergie et la dernière uniquement les traces reconstruites (Track, triangles bleus). Source [114]. Droite : Distribution en énergie transverse manquante mesurée à partir d'événements contenant deux muons. Source [115].

La Figure 3.12 (droite) montre la distribution en énergie transverse manquante issue d'événements contenant deux muons de charges opposées sélectionnés dans les données comparée aux simulations. Outre le bon accord entre données et simulations, on peut remarquer que la distribution suit la forme gaussienne attendue à basse énergie transverse manquante, tandis que la queue de distribution de droite montre la contribution réelle issue des processus  $t\bar{t}$ .

### 3.6. Conclusion

Malgré des conditions expérimentales difficiles (bruit de fond hadronique, bruit d'empilement), des algorithmes de reconstruction et d'identification performants ont été développés pour l'ensemble des objets nécessaires aux analyses de physique. Outre des algorithmes de reconstruction efficaces, il est important de disposer de critères d'identification permettant d'obtenir une sélection aussi pure que possible, tout en maintenant des efficacités élevées. Le chapitre suivant détaille la mise au point des critères d'identification des électrons pour l'analyse des données 2015.

## 4. Optimisation des critères d'identification des électrons

### 4.1. Introduction

Dans l'environnement hadronique complexe issu des collisions de protons du LHC, les électrons constituent une signature caractéristique de processus électrofaibles et sont donc des objets importants pour le déclenchement et l'analyse des données du détecteur ATLAS. La clarté de leur signature expérimentale permet ainsi de discriminer efficacement une grande variété de processus d'intérêt du bruit de fond hadronique très conséquent. Un exemple de l'utilisation des électrons est la recherche du boson de Higgs à partir de sa désintégration en paires de bosons électrofaibles :  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  et  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ <sup>a</sup>. Les électrons sont aussi utilisés dans le cadre de recherche de nouvelle physique, par exemple à partir de leptons de même charge. Cet état final, peu contaminé en processus issus du Modèle Standard, constitue un canal de choix pour la recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte, présentée dans le Chapitre suivant 5.

La reconstruction des électrons, décrite dans la Section 3.1 du chapitre précédent, est effectuée en associant les dépôts d'énergie mesurés dans le calorimètre électromagnétique avec les traces reconstruites dans le trajectographe interne. De nombreux objets physiques, tels que des hadrons ou des photons convertis peuvent être également reconstruits par cette procédure. Il est alors nécessaire de définir des critères d'identification supplémentaires, afin de discriminer les électrons provenant du vertex primaire de ces faux électrons. L'identification des électrons reconstruits dans la partie centrale du détecteur ATLAS ( $|\eta| < 2.47$ ), est effectuée à partir de la forme des gerbes se développant dans les calorimètres, du rayonnement de transition émis dans le TRT et de la trace reconstruite dans le trajectographe interne [91]. Des variables discriminantes, construites à partir de l'information de ces différents sous-détecteurs, sont utilisées pour définir les critères d'identification suivant deux approches principales. La première consiste à appliquer une série de coupures sur les variables d'identification afin de discri-

---

a. Les leptons  $l$  pouvant être, soit un électron  $e$ , soit un muon  $\mu$ .

miner le signal (électrons) du bruit de fond. La seconde utilise la forme de ces distributions, associée au signal et au bruit de fond, pour construire une fonction de vraisemblance (*likelihood*) sur laquelle est appliquée une coupure.

Entre le Run-1 (2010-2012) et le Run-2 (2015-2018), l'énergie des collisions a été augmentée de  $\sqrt{s} = 7/8$  à  $\sqrt{s} = 13$  TeV, et bien que relativement faible en 2015, la luminosité instantanée des collisions a atteint des valeurs supérieures à celles du Run-1 en 2016. Dans ces nouvelles conditions, le taux de déclenchement est amené à augmenter d'un facteur 4 à 5, en fonction de la luminosité instantanée. Des critères plus stricts doivent alors être utilisés pour le déclenchement de la prise de données pour le Run-2<sup>b</sup>. C'est pourquoi il a été décidé d'utiliser la technique du *likelihood* pour définir les critères de déclenchement en-ligne. L'expérience acquise de l'analyse des données 2012 a montré que cet algorithme, utilisant la forme des variables discriminantes, est potentiellement sensible aux problèmes de modélisation des variables discriminantes. Il est alors souhaitable, pour le redémarrage de la prise de données en 2015, de disposer également de critères d'identification alternatifs basés sur une simple série de coupures, moins sensibles à la forme des distributions des variables discriminantes et permettant une meilleure réactivité face à de potentiels problèmes de modélisation ou face à une éventuelle mauvaise estimation de l'alignement entre les sous-détecteurs.

L'optimisation des critères d'identification des électrons centraux ( $|\eta| < 2.47$ ) d'énergie transverse supérieure à 20 GeV, définis à partir de coupures sur les variables d'identification, est présentée dans ce Chapitre. L'ensemble du travail d'optimisation et d'évaluation des performances des différents menus a été effectué avant la prise de données 2015, à partir de simulations non finales présentées dans la Section 4.2. Après une évaluation des performances de ces critères dans les conditions initialement attendues en 2015 (Section 4.3), la méthode d'optimisation des critères d'identification sera détaillée (Section 4.4). Les performances des menus optimisés seront montrées dans la Section 4.5. L'évolution des critères d'identification sera finalement décrite dans la Section 4.6.

## 4.2. Simulation des événements

L'évaluation des performances des critères d'identification du Run-1, l'optimisation des critères d'identification et l'évaluation de leurs performances a été effectuée avant la prise de données 2015 à partir d'événements simulés. Le lot d'électrons (appelé signal) est extrait de la simulation d'événements  $Z \rightarrow ee$ , tan-

---

b. Il est également possible de diminuer le taux de déclenchement en augmentant le seuil en énergie des électrons considérés, mais cela n'est pas souhaité.

dis qu'un lot enrichi en faux leptons (appelé bruit de fond) est obtenu à partir de la simulation de l'ensemble des processus QCD filtrés au niveau particules pour contenir un objet électromagnétique déclenchant la prise de données<sup>c</sup>. Ces processus ont été simulés pour différents nombres moyens d'interactions par croisement de faisceaux ( $\langle \mu \rangle = 0/20/40/60/80$ ) afin de permettre d'évaluer l'impact de cette contrainte expérimentale sur les performances des différents menus.

Les événements  $Z \rightarrow ee$  ont été produits au niveau partonique à partir du générateur Powheg [116, 117], tandis que le logiciel Pythia8 [118] a été utilisé pour la modélisation de l'hadronisation des partons. Les processus QCD sont quant à eux produits par le générateur Pythia8, à la fois pour la génération des partons nus et pour l'hadronisation de ces derniers. Les fonctions de densité partoniques (PDF) utilisées sont CT10 [119] et CTEQ6 [120] pour les simulations des processus QCD et des événements  $Z \rightarrow ee$ , respectivement. La modélisation du détecteur est effectuée à partir du logiciel GEANT4.9.4 [121, 122]. La présence de la couche supplémentaire de détecteur à pixel placée au plus proche point de collision (IBL) est prise en considération<sup>d</sup>. La simulation du TRT est effectuée à partir des conditions du Run-1, lorsque ce dernier était entièrement rempli de Xénon. Le remplacement du Xénon par de l'Argon dans certaines régions du TRT a été pris en compte *a posteriori* lorsque les simulations dédiées ont été rendues disponibles, comme discuté dans la section 4.6. Par ailleurs, les algorithmes de reconstruction du Run-2 étant en cours de développement au moment de l'optimisation, les algorithmes du Run-1 sont utilisés.

#### 4.2.1. Association aux objets du générateur

Les simulations utilisées ne fournissent pas directement des lots en électrons et en bruit de fond purs. En effet, dans les simulations  $Z \rightarrow ee$ , des faux électrons issus de la reconstruction d'un jet en électron peuvent être présents, tandis que des électrons, issus de la désintégration de bosons  $W/Z$  ou de quarks top, peuvent être présents dans les lots JF17. Afin de permettre une estimation des performances des critères d'identification des leptons non biaisée, les objets électrons reconstruits sont associés avec les électrons du niveau particule permettant d'obtenir des lots d'électrons et de bruits de fond purs. Les électrons issus de photons de rayonnement de freinage venant de l'électron primaire ou de photons de radiation dans l'état final sont conservés.

---

c. L'énergie transverse de l'ensemble des particules stables est sommée dans des fenêtres angulaires de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ , et seuls les événements contenant une énergie ainsi calculée de plus de 17 GeV dans la région centrale du détecteur ( $|\eta| < 2.7$ ) sont conservés.

d. La géométrie exacte n'est par ailleurs pas utilisée, faute d'être disponible au moment de l'étude.

### 4.2.2. Correction des variables d'identification

Un désaccord entre les données et la simulation dans la modélisation des variables de forme des gerbes électromagnétiques, illustré par la Figure 4.1, est observé à la fois dans les données du Run-1 et du Run-2. Ces différences ne sont pas comprises, c'est pourquoi elles sont corrigées à posteriori dans les simulations par la translation des valeurs centrales des distributions définies pour différents intervalles en  $\eta$ . Cette correction a été appliquée aux variables de forme de gerbe ( $f_3$ ,  $R_\eta$ ,  $\omega_{stot}$  et  $\omega_{\eta 2}$ <sup>e</sup>) qui seront définies dans la Table 4.1.

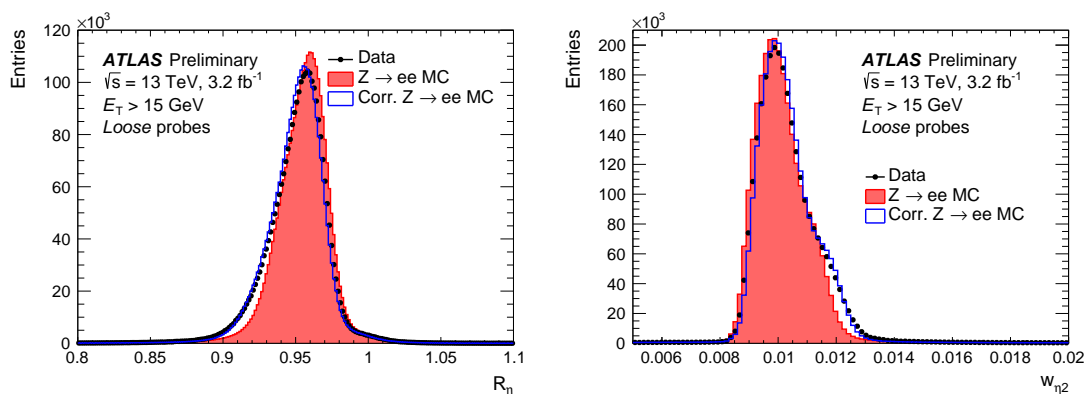


Figure 4.1. – Illustration de la modélisation des variables décrivant l'étalement latéral de la gerbe (à gauche  $R_\eta$  et à droite  $\omega_{\eta 2}$ ). Les distributions issues de la simulation brute (rouge) et corrigée (lignes bleues) sont comparées à celles extraites dans les données à partir de l'ensemble des données 2015 (points noirs). Source [91].

### 4.3. Performances des critères d'identification 2012 dans les conditions du Run-2

Au moment où l'optimisation des critères d'identification a été effectuée, il était prévu que la luminosité instantanée des collisions produites par le LHC en 2015 surpasserait rapidement celle observée au Run-1. Un nombre élevé d'interactions par croisement de faisceau, de l'ordre de 40, était alors initialement

e. Une correction est *a priori* également nécessaire pour la variable  $f_1$ . Or, dans le cadre des critères d'identification discutés dans ce chapitre, cette variable est uniquement utilisée pour sonder le bon fonctionnement de la première couche du calorimètre électromagnétique à partir de la coupure suivante :  $f_1 > 0.005$ . Appliquer cette correction peut amener des valeurs  $f_1 > 0.005$  sans première couche. C'est pourquoi cette variable n'est pas corrigée dans le cadre de cette étude.

attendu. Cette hausse du bruit d'empilement a tendance à dégrader la résolution des différentes variables discriminantes, affectant potentiellement les performances des critères d'identification. Cette section présente les critères utilisés au Run-1 et leur performances en-ligne et hors-ligne pour des collisions à 14 TeV dans différentes configurations de bruit d'empilement. Deux grandeurs sont considérées pour l'évaluation des performances hors-ligne :

- L'efficacité de signal :  $\epsilon_{\text{eff}}$   
Rapport entre le nombre d'électrons passant les coupures d'identification et le nombre initial d'électrons reconstruits.
- Le rejet du bruit de fond :  $R_{\text{ej}}$   
Rapport entre le nombre de faux électrons<sup>f</sup> initial et le nombre de faux électrons passant les coupures d'identification.

### 4.3.1. Algorithmes d'identification

Les critères d'identification des électrons centraux ( $|\eta| < 2.47$ ) du Run-1 sont construits à partir des variables d'identification définies dans les Tables 4.1 (variables calorimétriques) et 4.2 (variables de traces) et détaillées dans le document suivant [91].

Plusieurs catégories de variables permettent de retranscrire la signature expérimentale d'un électron :

#### — *Largeur de la gerbe*

L'interaction d'un électron avec la matière du détecteur génère une gerbe fine dont le diamètre contraste avec celui des gerbes déposées par les hadrons, en général plus larges. Les variables  $R_\eta$  (en haut à gauche de la Figure 4.2),  $R_\phi$ ,  $\omega_{\eta 2}$  permettent de retranscrire cette propriété à partir de la seconde couche du calorimètre électromagnétique tandis que la variable  $\omega_{\text{tot}}$  le fait à partir de la première, plus finement segmentée en  $\eta$ . Par ailleurs, des processus tels que  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  produisent un amas électromagnétique unique, difficile à discriminer de l'interaction d'un électron ou d'un photon avec le détecteur. De tels processus sont rejetés par la variable  $E_{\text{Ratio}}$  (en haut à droite de la Figure 4.2) sensible à leur distribution en énergie à deux pics.

#### — *Profondeur de la gerbe*

La gerbe d'un électron est courte si bien qu'elle est, en général, contenue dans le calorimètre électromagnétique. Les gerbes hadroniques sont en général plus longues et peuvent déposer une quantité importante d'énergie

---

f. Ensemble des objets électrons reconstruits à partir de particules différant des électrons provenant du vertex primaire. Les électrons issus de la désintégration d'un  $b$ -jet sont considérés comme un bruit de fond.

Type	Description	Nom
Rapport hadronique	Rapport entre l'énergie transverse déposée dans la première couche du calorimètre hadronique ( $E_T^{Had1}$ ) et celle déposée dans le calorimètre électromagnétique $E_T^{EM}$ (utilisé pour $ \eta  < 0.8$ ou $ \eta  > 1.37$ )	$R_{Had1}$
	Rapport entre l'énergie transverse déposée dans le calorimètre hadronique ( $E_T^{Had}$ ) et celle déposée dans le calorimètre électromagnétique $E_T^{EM}$ (utilisé dans l'intervalle $0.8 <  \eta  < 1.37$ )	$R_{Had}$
3 <sup>ème</sup> couche du calorimètre EM	Rapport entre l'énergie déposée dans la 3 <sup>ème</sup> couche et l'énergie totale du calorimètre électromagnétique	$f_3$
couche centrale du calorimètre EM	Largeur latérale : $\sqrt{(\sum E_i \eta_i^2)/(\sum E_i) - ((\sum E_i \eta_i)/(\sum E_i))^2}$ $E_i$ et $\eta_i$ étant l'énergie la pseudorapacité de la cellule $i$ . La somme est calculée dans une fenêtre de $3 \times 5$ cellules	$\omega_{\eta 2}$
	Rapport entre les énergies déposées dans des fenêtres de $3 \times 3$ et de $3 \times 7$ cellules centrées sur la position du dépôt d'énergie	$R_\phi$
	Rapport entre les énergies déposées dans des fenêtre de $3 \times 7$ et de $7 \times 7$ cellules centrées sur la position du dépôt d'énergie	$R_\eta$
1 <sup>ère</sup> couche du calorimètre EM	Largeur de gerbe, $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{\max})^2)/(\sum E_i)}$ , avec $i$ indexant les cellules dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.0625 \times 0.2$ , contenant typiquement 20 cellules en $\eta$ et $i_{\max}$ désignant la cellule de plus haute énergie	$\omega_{tot}$
	Rapport entre les énergies de la cellule la plus énergétique et celle de la seconde cellule la plus énergétique	$E_{Ratio}$
	Rapport entre les énergies déposées dans la première couche et le dépôt d'énergie total dans le calorimètre électromagnétique	$f_1$

Table 4.1. – Définition des variables discriminantes utilisant la forme du dépôt d'énergie dans les calorimètres.



Type	Description	Nom
Qualité des traces	Nombre de coups dans la couche interne du détecteur à pixel ( $b$ layer)	$n_{\text{Blayer}}$
	Nombre de coups dans le détecteur à pixel	$n_{\text{Pixel}}$
	Nombre total de coups dans les détecteurs à pixel et dans le SCT	$n_{\text{Si}}$
	Paramètre d'impact transverse calculé à partir de la direction du faisceau	$d_0$
TRT	Nombre total de coups dans le TRT	$n_{\text{TRT}}$
	Rapport entre le nombre de coups à haut seuil et le nombre coups total dans le TRT	$F_{HT}$
Association entre trace et dépôt	$\Delta\eta$ entre les positions du dépôt d'énergie et de la trace extrapolée jusqu'au milieu du calorimètre EM	$\Delta\eta$
	$\Delta\phi$ entre les positions du dépôt d'énergie et de la trace extrapolée jusqu'au milieu du calorimètre EM	$\Delta\phi$
	Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètres EM et l'impulsion de la trace	$E/p$
Conversions	Rejet des objets associés aux photons convertis	isConv

Table 4.2. – Définition des variables discriminantes utilisant la trace associée au candidat électron.

dans le calorimètre hadronique. Les variables  $f_3$  et  $R_{Had(1)}$  (au milieu à gauche de la Figure 4.2) permettent de retranscrire cette propriété à partir de l'énergie déposée dans la 3<sup>ème</sup> couche du calorimètre électromagnétique, et celle déposée dans le calorimètre hadronique.

— **Rayonnement de transition dans le TRT**

Lors de son passage dans le TRT l'électron a de forte chance d'émettre un rayonnement de transition en traversant les feuilles de polypropylène présentes dans ce sous-détecteur. Cette propriété caractéristique des électrons est retranscrite par la variable  $F_{HT}$  (au milieu à droite de la Figure 4.2). Cette variable est uniquement définie dans les régions où le TRT est présent ( $|\eta| < 2$ ).

— **Qualité des traces**

Afin de garantir la qualité de l'association entre trace et amas, un nombre minimum de coups dans les différentes sous-parties du trajectographe interne ( $n_{Si}$ ,  $n_{Pix}$ ,  $n_{Blayer}$  et  $n_{TRT}$ ) est requis. Ce type de coupures permet par exemple, de mieux discriminer les électrons des photons convertis ou des produits de désintégrations des  $b$ -jets.

— **Qualité de l'association traces-amas**

Les variables  $\Delta\eta$  (en bas à gauche de la Figure 4.2),  $\Delta\phi$  et  $E/p$  (en bas à droite de la Figure 4.2) sont utilisées pour assurer la qualité de l'association entre traces et amas, à partir des différences de position angulaire et d'énergie entre ces deux objets.

Le critère d'identification principal des électrons utilisé en-ligne et hors-ligne en 2012 était défini à partir d'une séquence de coupures sur les variables d'identification (*cut-based*). Des critères d'identification alternatifs, utilisant les densités de probabilités de chacune des variables discriminantes (*likelihood*), avaient également été mis au point hors-ligne. Afin de pouvoir s'adapter aux différents besoins des analyses de physique, trois points de fonctionnement ont été définis pour le menu *cut-based* : *loose* (relâché), *medium* (moyen) et *tight* (sévère). Le critère *loose*, défini à partir des variables décrivant la largeur de la gerbe électromagnétique, la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique, la qualité de la correspondance entre traces et amas en  $\eta$  et la qualité de la trace, garantit une efficacité de l'ordre de 95%. Des critères sur le paramètre d'impact transverse, le rayonnement de transition et la profondeur de la gerbe sont ajoutés pour définir le critère *medium*, permettant d'augmenter le rejet du bruit de fond d'un facteur 5 sans trop diminuer l'efficacité de signal (88%). Enfin, le critère *tight*, dont le but est d'assurer le meilleur rejet du bruit de fond possible, est défini en ajoutant les critères de correspondance trace-amas sensibles à l'émission

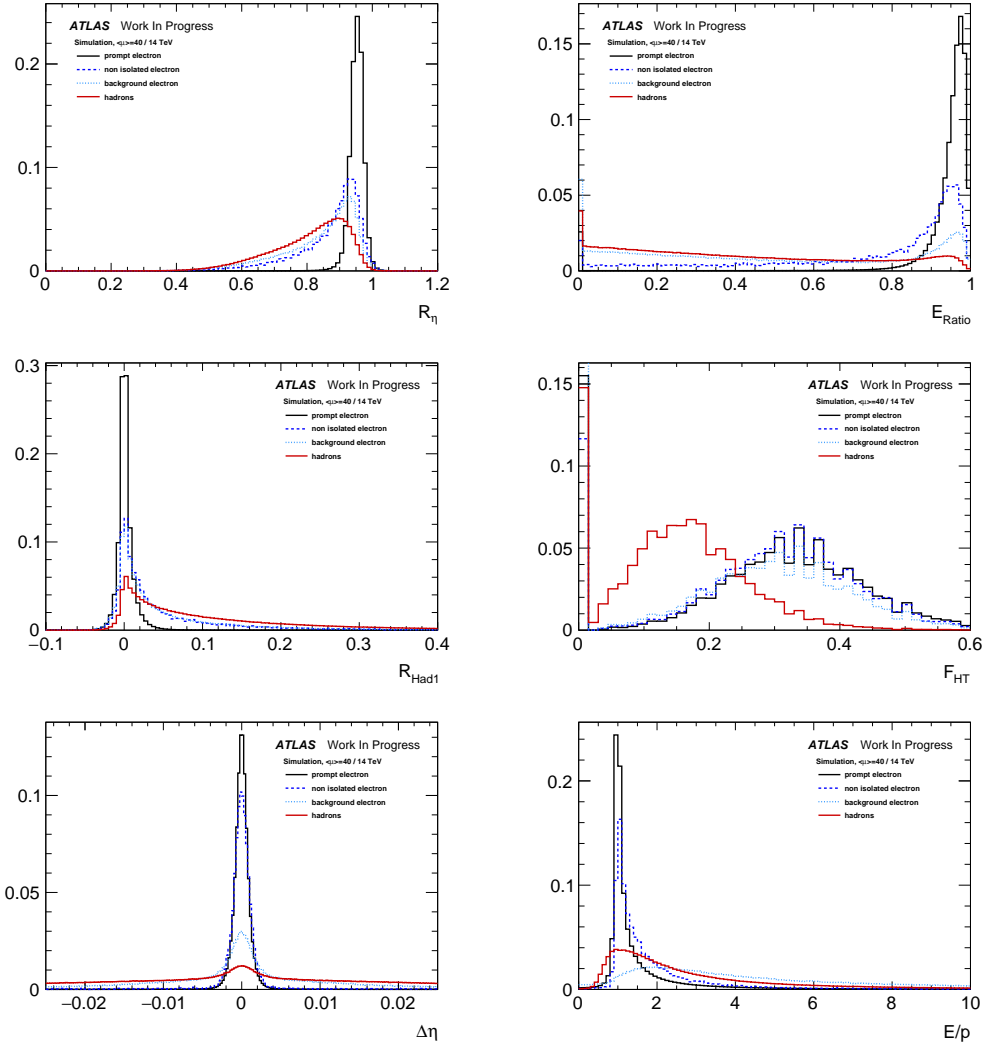


Figure 4.2. – Distributions de variables discriminantes extraites de la simulation de collisions à 14 TeV avec un bruit d’empilement de  $\langle \mu \rangle = 40$ . Les variables  $R_\eta$  (en haut à gauche),  $E_{Ratio}$  (en haut à droite) et  $R_{Had1}$  (au milieu à gauche) reflètent la forme de la gerbe,  $F_{HT}$  (au milieu à droite) l’émission de rayonnement de transition et  $\Delta\eta$  (en bas à gauche) et  $E/p$  (en bas à droite) la correspondance entre traces et amas. Les distributions sont montrées pour des électrons issus de bosons  $Z$  ou  $W$  (traits noirs), des électrons issus de la désintégration de quarks  $b$  ou  $c$  (pointillés bleus), des électrons issus de désintégrations de Dalitz ou de la conversion d’un photon (pointillés bleus clairs) et pour des objets hadroniques non associés à un électron (lignes rouges).

de rayonnement de freinage. Ce critère permet de multiplier par deux le rejet du bruit de fond du menu *medium* pour une efficacité de 77%. Dans le but de

s'adapter à la géométrie du calorimètre électromagnétique, 10(9) intervalles ont été considérés pour la définition des critères *cut-based* (*likelihood*). De manière similaire, 11(6) intervalles en  $p_T$  ont été considérés pour la définition des critères d'identification *cut-based* (*likelihood*), pour permettre de s'adapter à l'évolution de la forme des variables discriminantes et des besoins en terme de rejet du bruit de fond en fonction de l'impulsion transverse. Les performances de ces critères d'identification ont été mesurées dans les données 2010, 2011 et 2012 à partir d'événements  $Z \rightarrow ee$  en utilisant la méthode tag-and-probe et sont présentées dans les documents [92, 96, 123].

### 4.3.2. Performances hors-ligne

#### 4.3.2.1. Performances globales

La Figure 4.3 montre les efficacités pour le signal des menus 2012 pour différents nombres d'interactions par croisement de faisceaux. Une importante baisse d'efficacité, de l'ordre de 3% par intervalles de 20 interactions par croisement de faisceau, est observée pour l'ensemble des points de fonctionnements (*loose*, *medium* et *tight*).

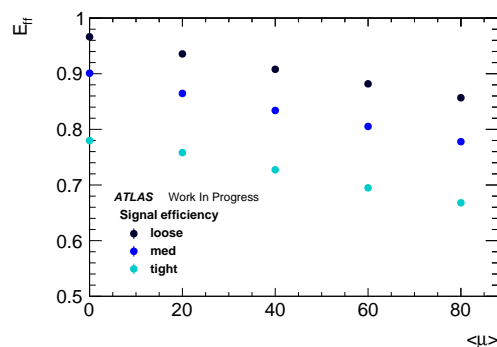


Figure 4.3. – Efficacité de signal inclusive en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux ( $\langle \mu \rangle$ ) associée aux critères d'identification utilisés pour l'analyse des données 2012.

L'impact du bruit d'empilement est illustré avec plus de détails dans la Figure 4.4, montrant les efficacités en fonction de l'énergie transverse (gauche) et de la pseudorapidité (droite) des trois critères d'identification, pour différentes configurations de bruit d'empilement. Les graphiques de gauche révèlent que l'identification des électrons de basse énergie transverse ( $E_T < 50$  GeV) est plus affectée que celle des électrons de haute énergie transverse. Les graphiques de droite montrent quant à eux des pertes d'efficacités dues au bruit d'empilement

assez homogènes en  $\eta$ .

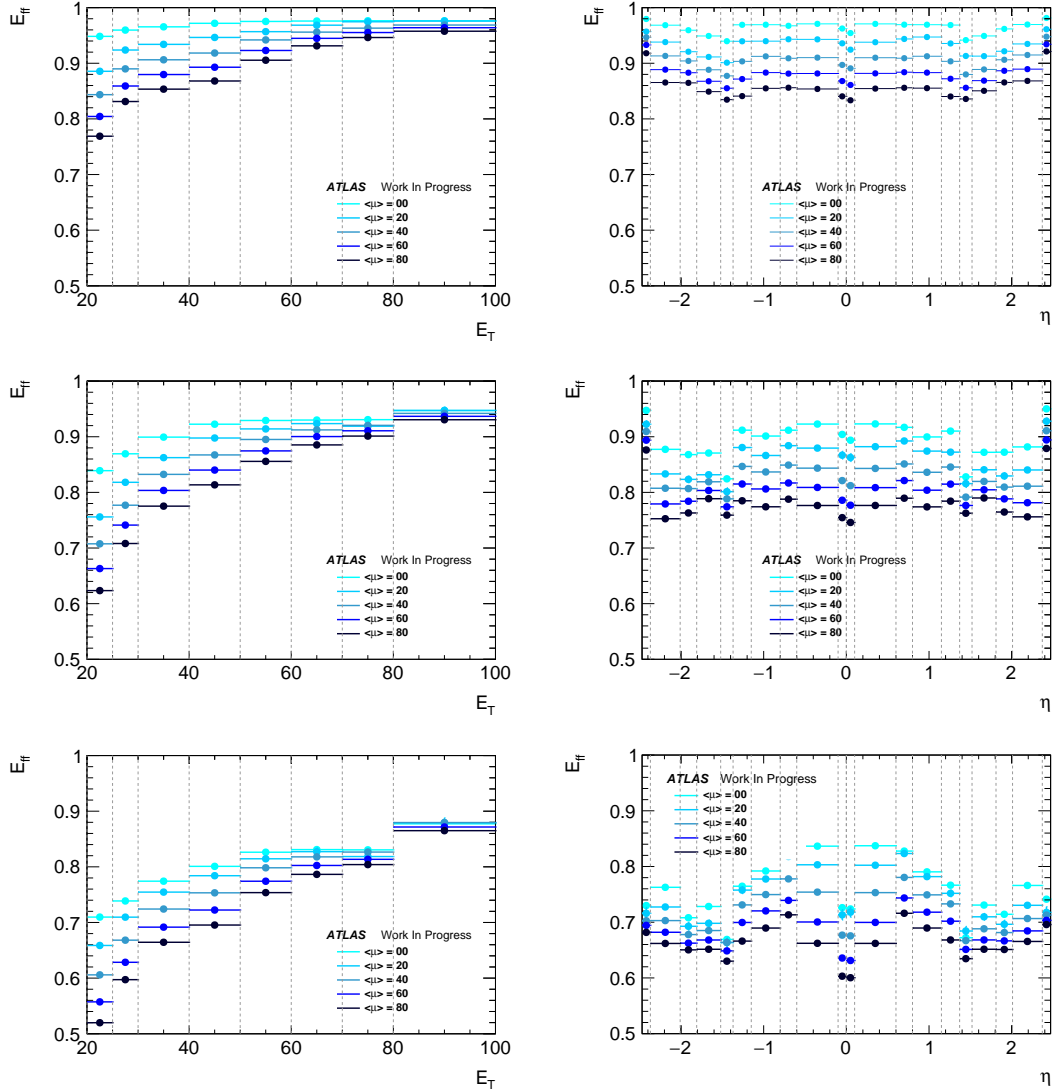


Figure 4.4. – Efficacité de signal des critères d'identification 2012 *loose* (haut), *medium* (centre) et *tight* (bas) en fonction de  $E_T$  (gauche) et  $\eta$  (droite) pour différentes configurations de bruit d'empilement ( $\langle \mu \rangle = 0/20/40/60/80$ ).

#### 4.3.2.2. Performances par coupure d'identification

Une manière simple et efficace d'atténuer l'effet du bruit d'empilement est de trouver la ou les coupures responsables de cette dépendance et de les relâcher, tout en durcissant d'autres pour compenser la perte de facteur de rejet. Étude

dier la dépendance au bruit d'empilement des efficacités associées à chacune des coupures d'identification est un bon moyen d'effectuer cette recherche. Ces efficacités sont montrées dans la Figure 4.5 pour le critère d'identification *tight*. Ces courbes sont ensuite ajustées par une fonction linéaire dont la pente est montrée dans la Figure 4.6 (gauche). Il apparaît que la pente associée à la coupure sur le rapport hadronique ( $R_{Had(1)}$ ) est de loin la plus importante, montrant la sensibilité de cette coupure au bruit d'empilement.

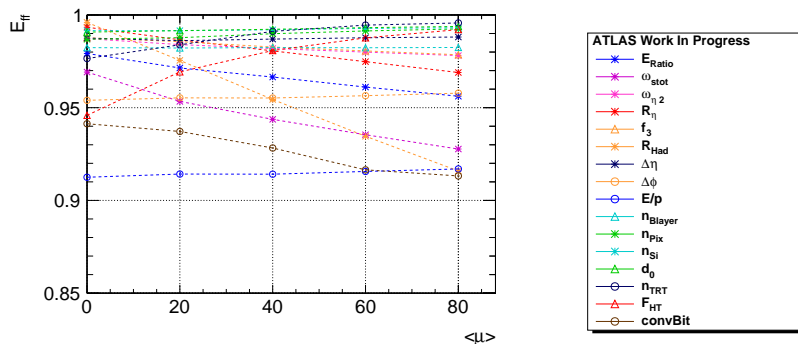


Figure 4.5. – Efficacités de signal associées à chacune des coupures utilisées pour la définition des critères d'identification *tight* en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau ( $\langle \mu \rangle$ ). Les étoiles correspondent aux coupures utilisées à partir du critère *loose*, les triangles aux variables utilisées à partir du critère *medium* et les ronds aux variables uniquement utilisées pour les critères *tight*.

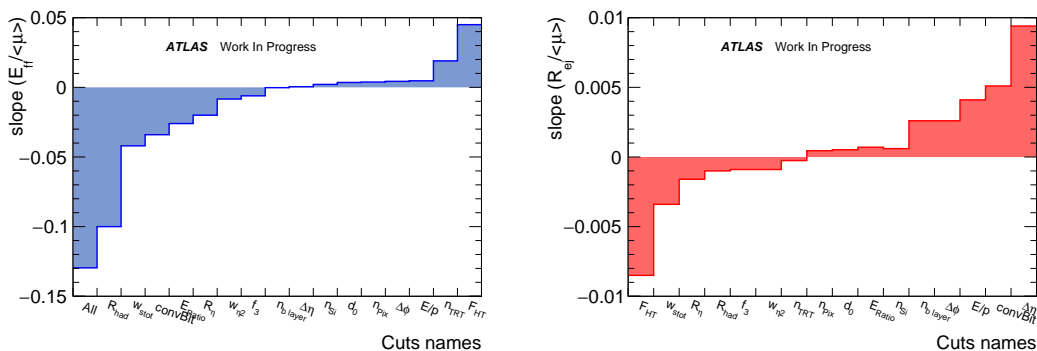


Figure 4.6. – Pentes quantifiant à l'évolution des efficacités de signal (gauche) et du rejet bruit de fond (droite) en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau associées à chaque coupure. Ces pentes ont été calculées à partir d'un ajustement linéaire des efficacités montrée dans la Figure 4.5.

Cet effet est interprété comme étant dû au large volume des cellules du calorimètre hadronique. En effet, plus le volume des cellules est grand, plus le dépôt d'énergie issu du bruit d'empilement dans chacune des cellules est important, réduisant la résolution de cette variable. Cela est illustré par le graphique gauche de la Figure 4.7, montrant les distributions de  $R_{Had1}$  associées aux électrons de signal.

Une étude similaire, effectuée sur les performances de rejet du bruit de fond a montré que les performances de la coupure sur  $F_{HT}$  sont également diminuées lorsque le bruit d'empilement augmente, comme le montre le graphique de droite de la Figure 4.6. Cet effet est interprété comme la conséquence de l'augmentation du nombre moyen de traces dans le  $TRT$  permettant à des coups issus de traces hadroniques de passer le seuil utilisé dans la définition de  $F_{HT}$ . Ce comportement est illustré par le graphique de droite de la Figure 4.7. Il est également responsable de l'augmentation de l'efficacité avec le bruit d'empilement observée sur le graphique de gauche de la Figure 4.6 pour les variables liées au  $TRT$  ( $F_{HT}$  et  $n_{TRT}$ ).

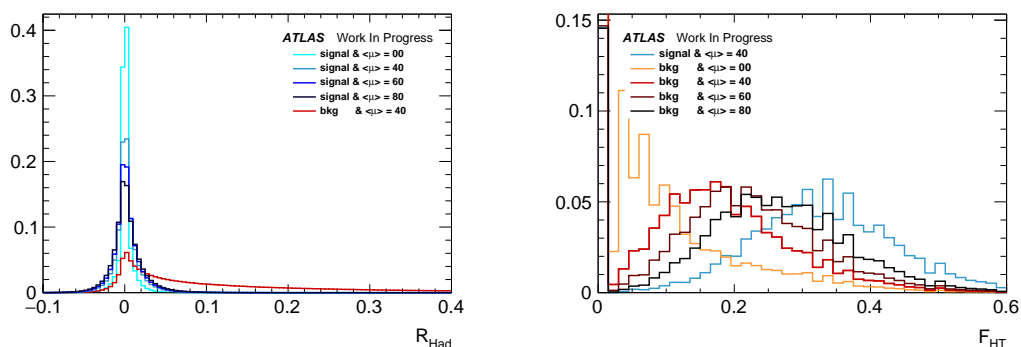


Figure 4.7. – Distributions des variables d'identification  $R_{Had}$  (gauche) et  $F_{HT}$  (droite) définies dans les Tables 4.1 et 4.2, respectivement. Les distributions de signal (gauche) et de bruit de fond (droite) sont montrées pour différents bruits d'empilement ( $\langle \mu \rangle = 0/20/40/60/80$ ). Pour comparaison la distribution de bruit de fond et du signal à  $\langle \mu \rangle = 40$  est ajoutée dans le graphique de gauche et de droite, respectivement.

### 4.3.3. Performances en-ligne

L'identification d'un électron constitue un critère important pour le déclenchement de la prise de données du détecteur. Lors de la phase finale de la sélection en-ligne des événements, un critère d'identification similaire à celui défini hors-ligne est utilisé. Des variables similaires, souffrant en général d'une résolution

légèrement amoindrie, sont utilisées pour définir ces critères. Afin de minimiser les pertes d'efficacités vis-à-vis des sélections hors-ligne, les coupures sur ces variables sont harmonisées avec celles utilisées pour la définition des critères d'identification hors-ligne<sup>g</sup>.

Comme déjà mentionné, l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions ainsi que l'augmentation initialement attendue de la luminosité instantanée, multiplient potentiellement le taux de déclenchement de la prise de données d'un facteur 4-5<sup>h</sup> par rapport à celui du Run-1. Pour une luminosité instantanée de  $2.0 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et des collisions de protons à 14 TeV, la fréquence de déclenchement associée aux critères du Run-1 atteindrait  $\sim 1 \text{ kHz}$ <sup>i</sup>. Ce taux dépasse largement la bande passante allouée aux électrons et doit donc être réduit. Il est possible de diminuer ce taux de déclenchement en augmentant le seuil en énergie transverse des objets électrons utilisés, initialement à 24 GeV, jusqu'à 28 GeV. Augmenter davantage ce seuil n'est pas souhaitable car la physique des bosons  $Z$  et  $W$  commencerait à être affectée. Or le taux de déclenchement associé à un seuil en énergie transverse de 28 GeV est toujours trop élevé ( $\sim 600 \text{ Hz}$ ), si bien que des critères d'identifications plus stricts sont nécessaires à la définition des critères de déclenchement<sup>j</sup>.

#### 4.3.4. Conclusions

Les efficacités des critères d'identification utilisés en 2012, évaluées à partir de simulations de collisions à 14 TeV, montrent une dépendance importante au bruit d'empilement. Celle-ci est principalement due à la coupure sur le rapport hadronique ( $R_{Had(1)}$ ) qu'il conviendrait de relâcher afin de réduire cet effet. Inversement, une coupure plus stricte sur  $F_{HT}$  permettrait une amélioration du rejet du bruit de fond à efficacité équivalente. La réduction du rejet du bruit de fond issu du relâchement de la coupure sur  $R_{Had(1)}$  pourrait alors être compensée par une coupure plus stricte sur  $F_{HT}$ , permettant de réduire la dépendance de l'efficacité au bruit d'empilement sans perte de performance.

---

g. La reconstruction des traces en-ligne ne prenant pas en compte le rayonnement de freinage des électrons, les variables sensibles à ce phénomène, telles que  $\Delta\phi$  ou  $E/p$ , ne sont pas utilisées en-ligne.

h. L'augmentation de l'énergie et de la luminosité instantanée contribuent de manière équivalente l'accroissement du taux de déclenchement ( $\sim 2$ ).

i. Les taux de déclenchements sont estimés à partir des lots JF17 présentés dans la section 4.2

j. Le critère de déclenchement était défini au Run-1 à partir du menu *medium*. Utiliser le critère *tight* semble alors *a priori* une bonne option pour atteindre les performances de rejet requise. Cela n'est malheureusement pas le cas car le gain en rejet du bruit de fond du critère *tight* était essentiellement dû à l'ajout des coupures sur les variables  $\Delta\phi$  et  $E/p$ , non utilisées en-ligne (voir ci-dessus).



Par ailleurs, le critère d'identification utilisé en 2012 pour déclencher la prise de données est trop relâché pour satisfaire les contraintes de base de bande passante. Il est alors nécessaire d'optimiser un critère d'identification *tight* de manière à satisfaire ces contraintes, afin de pouvoir définir le critère de déclenchement à un électron à partir d'un seuil en énergie transverse de 28 GeV.

## 4.4. Optimisation des critères d'identification

L'optimisation des critères d'identification est guidée par le besoin de réduire la dépendance de l'efficacité de signal au bruit d'empilement et de suffisamment augmenter le rejet du bruit de fond du critère *tight* pour pouvoir l'utiliser dans la définition des critères de déclenchement. Des critères de déclenchement construits à partir de menus *cut-based* et *likelihood* ont été utilisés en parallèle pour la prise de données 2015. La présence des critères *cut-based* permettait, en cas de problème de modélisation des variables discriminantes, de limiter les pertes de données. Ce type de menus aurait également ouvert la voie à une meilleure réactivité en permettant de relâcher rapidement la ou les coupures problématiques. Dans ce contexte, il était donc important de définir des critères d'identification *cut-based* aussi robustes que possible vis-à-vis d'éventuels problèmes liés à la simulation des variables discriminantes et à l'estimation de l'alignement entre les différents sous-détecteurs. Afin de concilier les objectifs de performances avec ceux liés à la robustesse des menus, l'optimisation s'est faite en deux étapes. La première consiste en l'identification et en l'ajustement manuel des variables sensibles aux problèmes de simulations et d'alignement ainsi qu'au bruit d'empilement. Les autres variables sont ensuite optimisées à partir du logiciel TMVA [124] afin de permettre d'atteindre les meilleures performances possibles.

### 4.4.1. Adaptation aux contraintes expérimentales

#### Insertion de l'IBL

L'ajout d'une couche de détecteur à pixel au plus proche du point de collision, l'IBL, permet de resserrer les critères de qualité de traces utilisés. Les coupures de qualité de traces, initialement à  $n_{Si} \geq 7$  et  $n_{Pix} \geq 1$ , sont augmentées de 1. De plus, la coupure  $n_{Blayer} \geq 1$  utilisée dans les menus *medium* et *tight* est maintenant définie à partir de l'IBL, permettant une meilleure distinction des électrons vis-à-vis des photon convertis ou des *b*-jets.

#### Alignement des sous-détecteurs

Lors de l'arrêt de la prise de données du LHC, les calorimètres de bouchon ont

été retirés pour entretien. En 2015 leur position n'était alors pas connue avec une grande précision. Les simulations utilisées pour l'optimisation, présentées dans la section 4.2, supposent quant à elles un alignement parfait entre les différents sous-détecteurs, si bien que le biais potentiel dans la position relative des sous-détecteurs n'est pas pris en compte. Ainsi, les coupures sur  $\Delta\eta$  et  $d_0$ , sensibles à l'alignement entre le calorimètre et le trajectographe interne et à l'alignement entre l'IBL et le détecteur à pixel respectivement, doivent être (dans un premier temps) suffisamment relâchées pour ne pas être sensibles à cet effet. C'est pourquoi les coupures sur  $\Delta\eta$  n'ont pas été resserrées<sup>k</sup> malgré un gain de performance potentiel. Pour des raisons similaires, les coupures appliquées au paramètre d'impact  $d_0$  ont été maintenues relativement lâches ( $d_0 < 1$  mm pour le critère *medium* et  $d_0 < 0.5$  mm pour le critère *tight*), afin d'être robustes vis-à-vis de l'alignement de l'IBL avec le reste des modules du trajectographe interne. L'utilisation de coupures relâchées sur  $d_0$  est aussi motivée par des raisons physiques.

### Défaut de modélisation des variables discriminantes

Les défauts de modélisation sont pris en compte en appliquant des corrections calculées à partir des données 2012 présentées dans la Section 4.2. Ces corrections, *a priori* valables en 2015 pour les variables décrivant la forme des gerbes latérales, ne le sont pas forcément pour la variable  $f_3$  potentiellement sensible aux modifications de la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre. Des coupures relâchées sont alors appliquées sur  $f_3$  dans la région  $|\eta| > 1.81$ , où les plus importantes erreurs de modélisation étaient observées en 2012.

### Variations du bruit d'empilement

Le nombre d'interactions par croisement de faisceau est amené à diminuer au cours d'une série de collisions (fill) tandis qu'au cours des années 2015 et 2016, le nombre d'interaction moyen est amené à augmenter. Des critères d'identification dépendants du bruit d'empilement demanderaient de considérer cette grandeur dans les diverses mesures d'efficacités, que ce soit pour le calcul des facteurs de correction des simulations ou pour les efficacités utilisées dans l'estimation de la quantité de faux leptons (voir Chapitre 5.3). C'est pourquoi, afin d'éviter cette complexification autant que possible, des critères dont les performances sont peu dépendantes du bruit d'empilement sont souhaités. Comme montré dans la section 4.3 les performances des menus utilisés pour les données 2012 souffrent d'une importante dépendance au bruit d'empilement dans les conditions initialement attendues pour 2015. Il s'est avéré que la coupure

---

k. Les coupures considérées sont  $|\Delta\eta| < 0.015$  pour le menu *loose* et  $\Delta\eta < 0.005$  pour les menus *medium* et *tight*.

sur le rapport hadronique ( $R_{Had(1)}$ ) est en majeure partie responsable des pertes d'efficacités, tandis que la dépendance au bruit d'empilement de la variable  $F_{HT}$  rend sa coupure trop lâche à haut bruit d'empilement. La coupure sur  $R_{Had(1)}$  a alors été relâchée et celle sur  $F_{HT}$  resserrée afin d'atténuer la dépendance au bruit d'empilement tout en conservant un rejet des faux leptons suffisant pour les critères de déclenchement. Ces coupures ont été optimisées en trois étapes. Dans un premier temps, la coupure sur le rapport hadronique utilisée en 2012 a été relâchée d'une valeur constante en fonction de  $E_T$  et  $\eta$  jusqu'à atteindre le point où la perte de rejet du bruit de fond devient trop importante vis-à-vis de la réduction de la dépendance au bruit d'empilement. Les coupures sur  $F_{HT}$  ont ensuite été globalement resserrées de manière à obtenir des efficacités indépendantes du bruit d'empilement. Pour finir, les coupures sur ces deux variables ont été ajustées dans chacun des intervalles en  $\eta$  et  $E_T$  après optimisation des autres coupures d'identification.

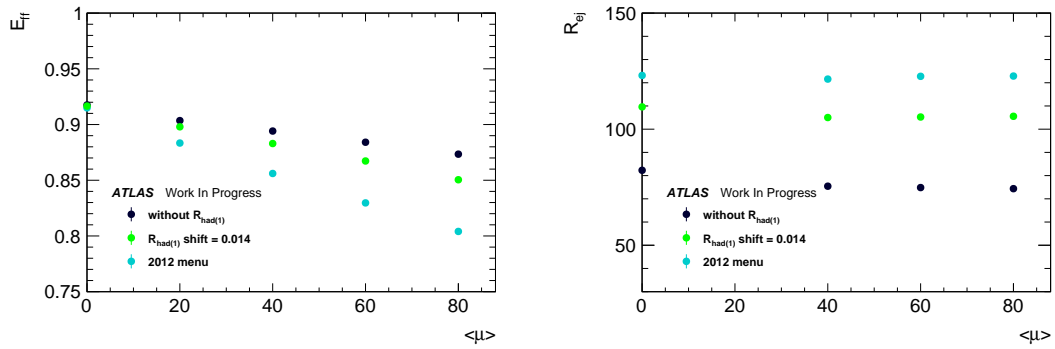


Figure 4.8. — Efficacité de signal (gauche) et rejet du bruit de fond (droite) en fonction du nombre moyen d'interaction par croisement de faisceau ( $\langle \mu \rangle$ ) des menus *medium* du Run-1. Ces performances sont calculées à partir des coupures sur  $R_{Had(1)}$  initiales (azur), relâchées de 0.014 (vert) et supprimées (noir).

La Figure 4.8, montrant l'impact du relâchement de la coupure  $R_{Had(1)}$  sur les performances du menu *medium*, illustre la première étape de cette optimisation. Cette Figure montre que relâcher le coupure sur  $R_{Had(1)}$  permet de fortement atténuer l'effet du bruit d'empilement sans trop réduire les performances de rejet du bruit de fond. Le déplacement de la coupure sur  $R_{Had(1)}$  dont les performances associées sont montrées dans ces graphiques a été choisi dans la procédure d'optimisation (points verts), car relâcher davantage cette coupure impliquerait une perte de rejet du bruit de fond trop importante (points noirs), compte tenu des objectifs imposés par le déclenchement des événements.

## 4.4.2. Optimisation des coupures d'identification

Les autres coupures,  $f_3$ <sup>l</sup>,  $\omega_{\eta 2}$ ,  $R_\eta$ ,  $R_\phi$ ,  $\omega_{stot}$ ,  $E_{Ratio}$ ,  $\Delta\phi$  et  $E/p$  ont été optimisées à partir de l'algorithme *Cuts* du logiciel TMVA. Pour les points de fonctionnement *loose* et *medium*, l'objectif était de rétablir des efficacités similaires à celles des menus 2012 à  $\langle \mu \rangle = 40$  en améliorant le rejet du bruit de fond dans la mesure du possible. Le critère *tight*, contraint par la bande passante allouée au déclenchement de la prise de données, a été optimisé de manière à maximiser le rejet du bruit de fond hadronique. Les performances et la stabilité des coupures déterminées par la méthode *Cuts* seront dans un premier temps discutées. La procédure mise au point pour optimiser les coupures à partir de la méthode *Cuts* sera ensuite présentée. Pour finir l'ajustement manuel des coupures finales sera motivé et décrit.

### 4.4.2.1. Mise au point de la procédure d'optimisation

La méthode *Cuts* permet, à partir d'un jeu de variables donné, de définir des coupures donnant la meilleure séparation entre signal et bruit de fond. Pour chaque valeur d'efficacité possible<sup>m</sup>, les coupures sont ajustées de manière à maximiser le rejet du bruit de fond. Lors de cet ajustement, l'ensemble de l'espace des phases est considéré, si bien que cette méthode est particulièrement sensible aux fluctuations statistiques. Cela constitue un problème de taille dans le cadre de cette optimisation car la statistique du bruit de fond disponible était particulièrement réduite. La statistique associée au signal étant plus importante, ce manque de statistique se traduit principalement par des coupures trop lâches sur les variables les moins discriminantes. Il est important de préciser que l'effet de ces coupures trop lâches n'est pas forcément visible lors de l'évaluation des performances car l'échantillon utilisé pour leur évaluation souffre également d'une statistique réduite. C'est pourquoi, une attention toute particulière a été portée à la stabilité du choix des coupures proposé par la méthode *Cuts* dans la mise au point de la procédure d'optimisation.

### Choix de l'algorithme d'optimisation

Plusieurs algorithmes peuvent être utilisés par la méthode *Cuts* pour la recherche des points de fonctionnement optimaux : un échantillonnage Monte Carlo, un algorithme génétique et une méthode de recuit simulé. La méthode de recuit simulé<sup>n</sup>, montrant les meilleures performances, a été retenue pour l'optimisation.

---

l. Dans la région  $|\eta| < 1.81$

m. Un jeu de coupures est optimisé par pour cent d'efficacité.

n. Le point de fonctionnement optimal est recherché en faisant varier de manière aléatoire les valeurs des coupures, avec une amplitude (température) diminuant avec le temps jusqu'à atteindre une amplitude nulle.

### Stabilité de la méthode *Cuts*

Les performances de la méthode *Cuts* sont illustrées par le graphique de gauche de la Figure 4.9, montrant les efficacités et le rejet du bruit de fond des jeux optimisés de coupures sur la forme de gerbe latérale ( $E_{Ratio}$ ,  $\omega_{stot}$ ,  $R_\eta$  et  $\omega_{\eta 2}$ ), à  $\langle \mu \rangle = 40$ . La continuité du rejet du bruit de fond en fonction de l'efficacité des points de fonctionnement optimisés (bleu) met en valeur le bon fonctionnement de la méthode *Cuts*, dont les performances sont équivalentes à celle des coupures des menus 2012.

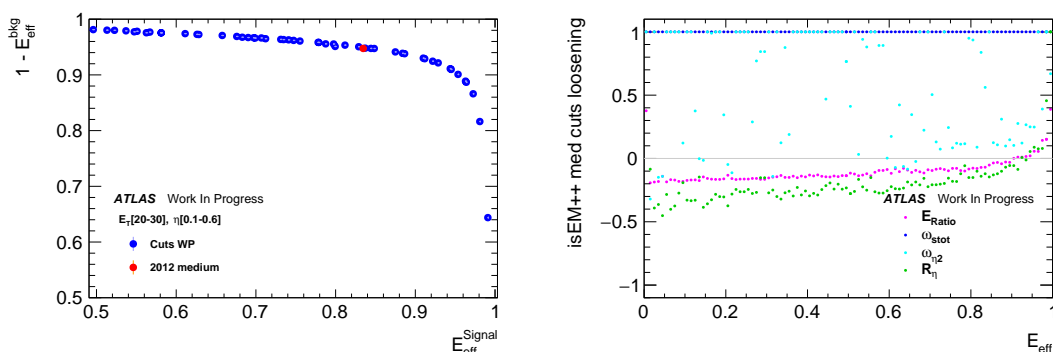


Figure 4.9. — Performances (gauche) et stabilité des coupures (droite) de largeur de gerbe suivantes :  $R_\eta$ ,  $\omega_{\eta 2}$ ,  $\omega_{stot}$  et  $E_{Ratio}$  dans l'intervalle défini par  $20 < E_T < 30$  GeV et  $0.1 < \eta < 0.6$ . Les points bleus et le point rouge du graphique de gauche montrent les performances des points de fonctionnement optimisés par la méthode *Cuts* pour  $\langle \mu \rangle = 40$  et ceux du Run-1, respectivement. Les points de couleur du graphique de droite représentent les valeurs des coupures associées à chacun des points de fonctionnement (un par valeur d'efficacité) de l'optimisation *Cuts*, les valeurs 0 et 1(-1) correspondant respectivement aux coupures du Run-1 et à des coupures très relâchées (très resserrées).

Comme discuté précédemment, il est important de vérifier la cohérence du choix des coupures d'identification. Un moyen de s'en assurer est d'étudier l'évolution des coupures en fonction de leur efficacité associée. La forme des variables discriminantes étant relativement simples (pas de sous-structures), d'importantes différences dans le choix des coupures entre points de fonctionnements voisins ne sont *a priori* pas physiquement motivées. Leur observation récurrente est alors le signe d'un manque de robustesse vis-à-vis des fluctuations statistiques. Le graphique de droite de la Figure 4.9 permet de visualiser les coupures issues de l'optimisation dont les performances ont été discutées dans le paragraphe précédent. Les variables les plus discriminantes,  $E_{Ratio}$  et  $R_\eta$  semblent optimisées de manière relativement cohérente. En effet la plupart des coupures sont proches de celles utilisées au Run-1 (0 sur le graphique) et sont globalement de plus en plus strictes lorsque l'efficacité diminue. Inversement, les coupures sur

$\omega_{stot}$  et  $\omega_{\eta 2}$ , dont le pouvoir discriminant est moindre, sont en général trop lâches et sujettes à d'importantes variations dues aux fluctuations statistiques.

### Ajout des coupures sur les queues de distribution

L'ajout de coupures sur les queues de variables réduit l'espace des phases considéré dans l'optimisation. Cela évite à la procédure d'ajustement de converger vers des minima locaux sous-optimaux, *a priori* dus aux fluctuations statistiques. Cette procédure est particulièrement efficace dans le cas où les queues de distributions des variables discriminantes sont importantes et dans le cas où les variables discriminantes sont fortement corrélées entre elles. Afin d'illustrer ce propos, l'optimisation de variables fortement corrélées et possédant de larges queues de distribution ( $E/p$ ,  $\Delta\eta^o$  et  $\Delta\phi$ ), est montrée dans la Figure 4.10. Les performances des optimisations avant et après coupure des queues de distribution sont montrées. Une nette amélioration du rejet du bruit de fond est observée due à des coupures plus resserrées sur les variables  $E/p$  et  $\Delta\phi$ .

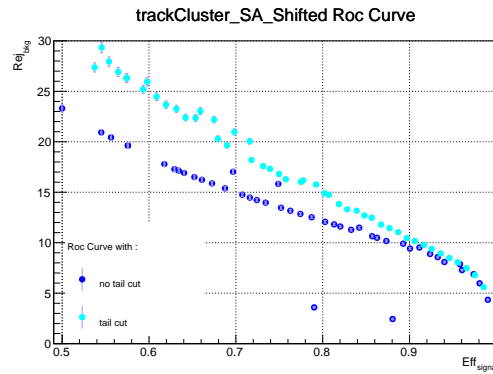


Figure 4.10. — Performances associées à l'optimisation *Cuts* des coupures de correspondance entre trace et dépôt d'énergie  $\Delta\eta$ ,  $\Delta\phi$  et  $E/p$  avec (azur) et sans (bleu) coupure préalable des queues de distributions lors de l'optimisation.

### Groupement de variables

Bien qu'améliorant la situation, les coupures sur les queues de distributions ne garantissent pas la stabilité nécessaire du choix des coupures. Afin de limiter au maximum l'impact des fluctuations statistiques, le nombre maximum de variables optimisées par la méthode *Cuts* a été réduit à trois. Quatre groupements de variables ont ainsi été définis pour l'utilisation de la méthode *Cuts* : les variables de forme de gerbes latérales issues de la première couche du calorimètre

o. Cette variable n'est pas optimisée pour les menus 2015 et n'est utilisée que pour cette illustration.

$E_{Ratio}$  et  $\omega_{stot}$ , les variables de forme de gerbe latérale définies dans la seconde couche  $\omega_{\eta 2}$ ,  $R_{\eta}$  et  $R_{\phi}$ , les variables de correspondance entre amas et traces  $E/p$ ,  $\Delta\phi$  et la variable  $f_3$ . La dépendance en  $\eta$  de ces variables est principalement issue de la géométrie du sous-détecteur à partir duquel elles sont définies. Optimiser les coupures définies à partir de deux sous-détecteurs différents peut introduire un choix de coupures dont la dépendance en  $\eta$  n'est pas physiquement justifiée. C'est pourquoi les variables issues du même sous-détecteur ont été regroupées. La Figure 4.11 illustre l'amélioration apportée par l'application de coupures sur les queues de variables et la réduction de la taille des groupements de variables. Les coupures sur les variables de forme de gerbes sont stables vis-à-vis des fluctuations statistiques, ce qui était loin d'être le cas lors de l'utilisation brute de la méthode *Cuts* (voir graphique de droite de la Figure 4.9).

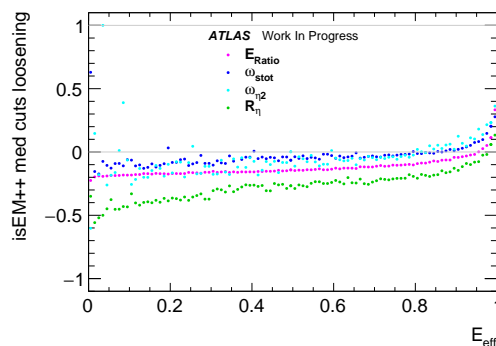


Figure 4.11. — Stabilité des coupures issues de l'optimisation des critères sur les variables de largeur de gerbe suivantes  $R_{\eta}$ ,  $\omega_{\eta 2}$ ,  $\omega_{stot}$  et  $E_{Ratio}$  dans l'intervalle défini par  $20 < E_T < 30$  GeV et  $0.1 < \eta < 0.6$ . L'optimisation a été effectuée à partir des groupes suivants,  $[R_{\eta} - R_{\phi} - \omega_{\eta 2}]$  et  $[\omega_{stot} - E_{Ratio}]$  et en coupant les queues de distribution. Les points de couleurs représentent les valeurs des coupures des différents points de fonctionnement, 0 et 1(-1) correspondant respectivement aux coupures du Run-1 et à des coupures très relâchées (très resserrées).

#### 4.4.2.2. Choix du jeu de coupures

Ces optimisations mettent à disposition quatre séries de points de fonctionnement correspondant aux quatre lots de variables. Il faut alors choisir les points de fonctionnement de chacun des jeux de variables, de manière à obtenir les meilleures performances. Ce choix des points de fonctionnement est effectué à partir d'une méthode itérative. Cette dernière est initialisée en calculant les performances du menu construit à partir des points de fonctionnements à  $\epsilon = 99\%$  des quatre optimisations *Cuts*. Les performances des menus construits en resserrant successivement les coupures de 1% de l'un des groupes de variables sont cal-

culées et comparées. La configuration la plus performante<sup>p</sup> est ensuite choisie et le processus est répété jusqu'à atteindre les performances initialement choisies, soit en terme d'efficacité, soit en terme de rejet du bruit de fond. Étant donné que le choix des points de fonctionnement est effectué à partir des performances de l'ensemble des coupures, les corrélations entre les variables sont prises en compte dans cette partie de la procédure d'optimisation.

La Figure 4.12 montre la dépendance en  $\eta$  de certaines coupures d'identification proposées par la méthode d'optimisation. La valeur moyenne ainsi que l'écart type des distributions de signal (bleu) et de bruit de fond (orange) sont également montrés afin de permettre de visualiser leur dépendance en  $\eta$ . Les coupures proposées suivent de manière cohérente la forme des distributions, validant la méthode d'optimisation mise au point.

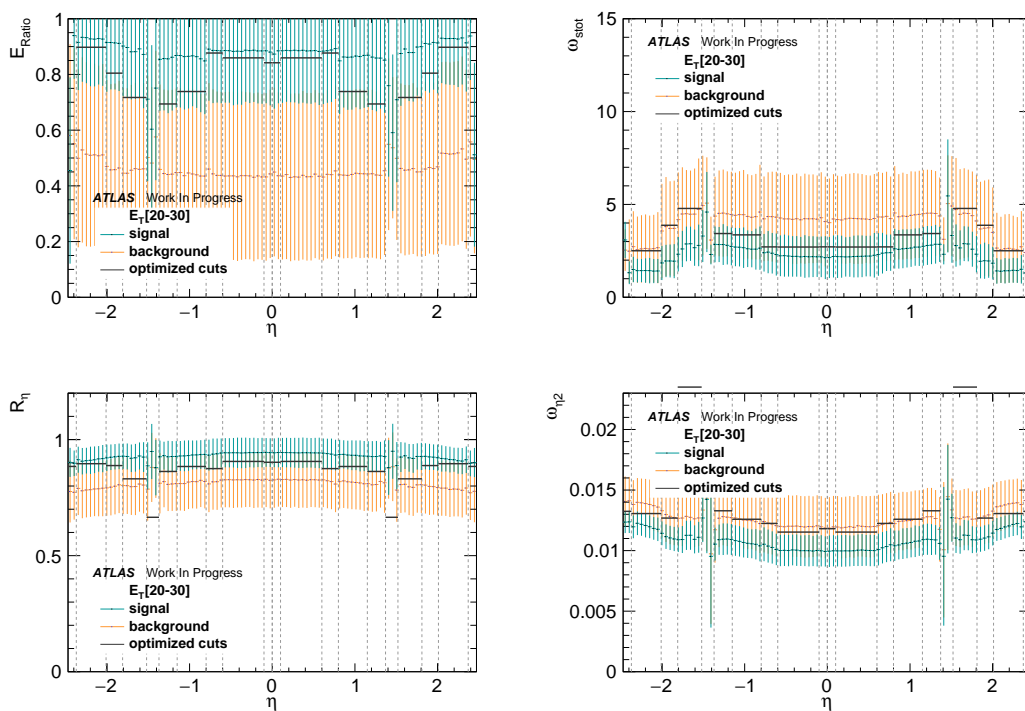


Figure 4.12. – Dépendance en  $\eta$  des coupures sur  $E_{Ratio}$  (en haut à gauche),  $\omega_{tot}$  (en haut à droite),  $R_\eta$  (en bas à gauche) et  $\omega_{\eta^2}$  (en bas à droite) issues de la procédure d'optimisation décrite dans cette section (lignes horizontales noires). Les lignes verticales et leur centre correspondent à l'écart type et à la valeur moyenne des distributions de signal (bleu) et de bruit de fond (orange).

p. Les performances relatives sont calculées à partir du rapport entre le gain en rejet du bruit de fond et les pertes d'efficacité.



### Améliorations potentielles

Malgré des performances stables, cette méthode d'optimisation peut être améliorée sur plusieurs points :

- Comme le montre la Figure 4.11, les coupures d'identification sont toujours sujettes à de légères fluctuations. La méthode peut alors être davantage améliorée en appliquant une procédure de lissage des coupures proposées par l'algorithme *Cuts*.
- Un certain nombre d'itérations est nécessaire pour permettre de proposer une bonne répartition des coupures d'identification entre les groupes de variables, si bien que cette méthode devient moins performante pour des efficacités de signal importantes. Cette difficulté peut être contournée en ajoutant des points de fonctionnement construits en moyennant les coupures utilisées entre deux points d'efficacités voisines.
- Un des points faibles de cette méthode d'optimisation est que, lors des optimisations des groupements de variables, les corrélations avec les variables des autres groupements ne sont pas prises en compte. Cela pourrait être corrigé en appliquant les coupures issues des menus d'identification 2012 sur les variables n'appartenant pas au groupe optimisé. Ainsi les corrélations importantes entre les variables associées à la première et la seconde couche du calorimètre électromagnétique seraient, par exemple, prises en compte dès la première étape de l'optimisation. Cette procédure entraînerait cependant une forte réduction de l'échantillon de bruit de fond disponible. Il deviendrait alors important d'effectuer un lissage des coupures proposées par la méthode *Cuts*.
- Une dernière possibilité consisterait à utiliser les densités de probabilité des variables discriminantes en entrée de la méthode *Cuts*. De cette manière les problèmes issus du manque de statistique seraient résolus. Cependant, cela rendrait la procédure d'optimisation insensible aux importantes corrélations présentes entre les différentes variables discriminantes. Un moyen de contourner ce problème est d'extraire les fonctions de densité en ayant appliqué les coupures d'identification 2012 sur les autres variables au préalable. Les corrélations avec ces variables seraient ainsi partiellement prises en compte.

#### 4.4.2.3. Ajustement des coupures

En plus de devoir montrer les meilleures performances possibles, les critères d'identification doivent respecter certaines contraintes supplémentaires. D'une

part les critères d'identification doivent être inclusifs, c'est à dire que les objets retenus par les critères *tight* ne doivent pas être rejetés par les critères *medium* et *loose* plus lâches. De plus, les critères de déclenchement des prises de données sont définis à partir de l'intervalle  $20 < E_T < 30$  GeV du menu *medium* et *tight* et de l'intervalle  $[15-20]$  GeV du menu *loose*. Ces critères de déclenchement étant inclusifs en  $E_T$ , les coupures utilisées pour les intervalles à haut  $E_T$  ne doivent pas être plus lâches que celles des intervalles utilisés pour définir les critères de déclenchement. Dans le cas contraire, des inefficacités entre les critères en-ligne et hors-ligne seraient alors observées.

## 4.5. Performances du menu optimisé

Les performances des menus optimisés ont été évaluées à partir des simulations de collisions à 14 TeV présentées dans la Section 4.2. Ces performances, évaluées à la fois pour les menus hors-ligne et en-ligne, sont détaillées dans cette Section.

### 4.5.1. Performances hors-ligne

Les performances des critères d'identification dans la configuration de bruit d'empilement potentiellement attendue en 2015 ( $\langle \mu \rangle = 40$ ), sont dans un premier temps détaillées dans cette sous-section. La dépendance des efficacités au bruit d'empilement sera ensuite discutée. Pour finir, l'impact des critères d'identification sur la reconstruction de la masse invariante du boson  $Z$  et l'efficacité des menus à très haute énergie ( $E_T > 500$  GeV) seront évalués.

#### 4.5.1.1. Performances à haut bruit d'empilement ( $\langle \mu \rangle = 40$ )

Les Figures 4.13, 4.14 et 4.15 montrent les performances des différents critères d'identification en fonction de  $E_T$  et  $\eta$  à haut bruit d'empilement ( $\langle \mu \rangle = 40$ ). Les performances des menus utilisés pour les données 2012 sont également montrées afin de permettre une comparaison entre les deux critères de sélection.

#### Performances des points de fonctionnement *loose* et *medium*

Le graphique gauche de la Figure 4.13 montre un gain d'efficacité de 2% pour les électrons à  $E_T < 50$  GeV, à la fois pour les critères *loose* et *medium*. A partir de 50 GeV ce gain en efficacité tend à diminuer jusqu'à devenir négligeable à  $E_T > 60$  GeV. Ce gain d'efficacité est compris comme étant dû en partie au relâchement des coupures sur le rapport hadronique ( $R_{Had(1)}$ ) largement affecté par l'augmentation du bruit d'empilement. Cette interprétation est cohérente avec le fait que le gain d'efficacité diminue avec l'énergie transverse car l'impact du bruit d'empilement est moins important à haut  $E_T$ . Le graphique de gauche de

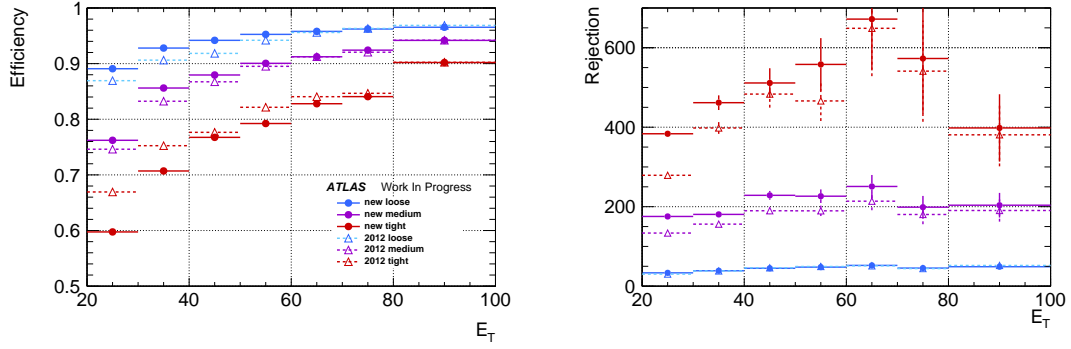


Figure 4.13. – Comparaison des performances des critères 2012 (triangles) avec les performances des critères optimisés (points) en fonction de  $E_T$  pour un nombre d'interactions par croisement de faisceau moyen de  $\langle \mu \rangle = 40$ . L'efficacité du signal (gauche) et le rejet du bruit de fond (droite) associés aux critères *loose* (bleu), *medium* (violet) et *tight* (rouge) sont montrés.

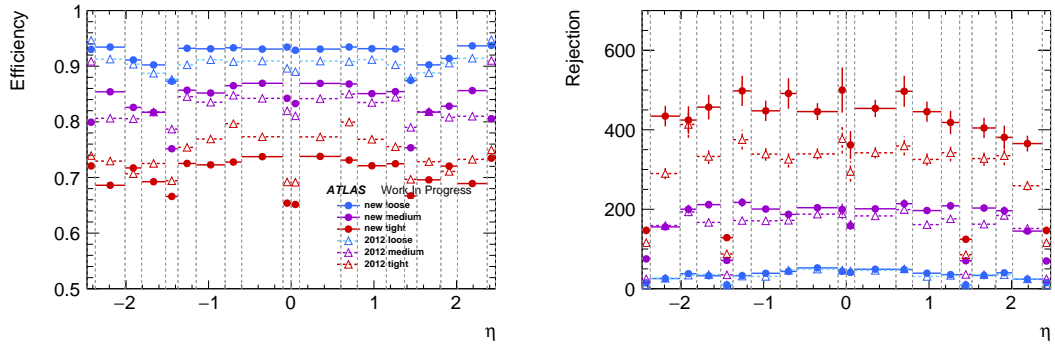


Figure 4.14. – Comparaison des performances des critères 2012 (triangles) avec les performances des critères optimisés (points) en fonction de  $\eta$  pour un nombre d'interaction par croisement de faisceau moyen de  $\langle \mu \rangle = 40$  et une énergie transverse  $E_T > 20$  GeV. L'efficacité du signal (gauche) et le rejet du bruit de fond (droit) associés aux critères *loose* (bleu), *medium* (violet) et *tight* (rouge) sont montrés.

la Figure 4.14, montre des efficacités homogènes en fonction de  $\eta$ . Le gain d'efficacité des menus *loose* et *medium*<sup>q</sup> est également homogène en fonction de  $\eta$ .

Les graphiques de droite des Figures 4.13 et 4.14 montrent les comparaisons de performances du rejet du bruit de fond en fonction de  $E_T$  et  $\eta$ . Bien qu'aucun

q. Dans le cas du menu *medium*, un gain plus important est observé à  $|\eta| > 2$ , région où le gain en efficacité de relâchement des coupures sur  $R_{Had(1)}$  n'est plus atténué par les coupures sur  $F_{HT}$ , le TRT n'étant plus présent.

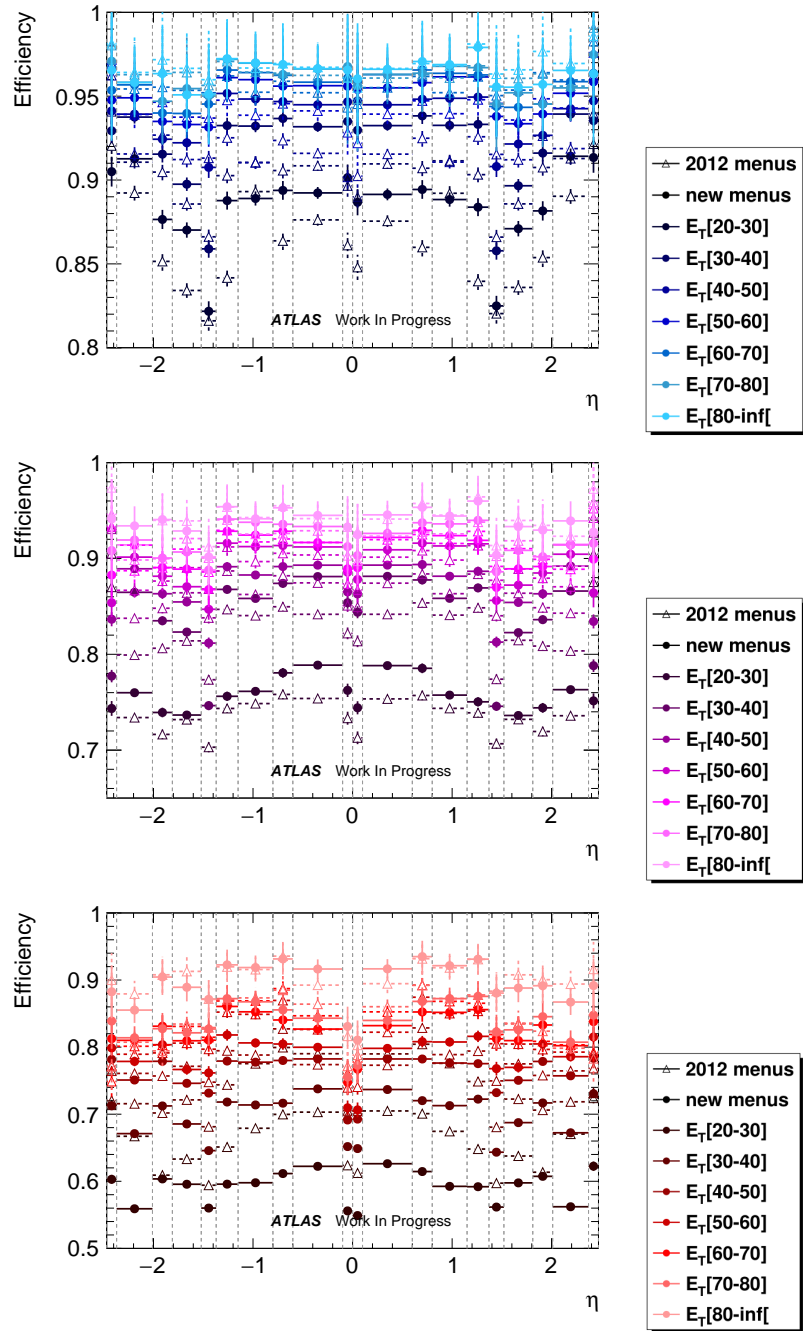


Figure 4.15. – Comparaison des efficacités de signal des critères 2012 (triangles) avec les performances des critères optimisés (points) en fonction de  $\eta$  pour différents intervalles en  $E_T$  avec un nombre d’interactions par croisement de faisceau moyen de  $\langle \mu \rangle = 40$ , pour les critères *loose* (haut), *medium* (centre) et *tight* (bas).

gain en rejet du bruit de fond ne soit observé pour le critère de sélection *loose*, un gain de performance du rejet du bruit de fond est observé dans la région  $|\eta| < 2$  pour le menu *medium*. Ce gain est interprété comme étant dû en partie au durcissement des coupures sur  $F_{HT}$  et  $d_0$  (dans une moindre mesure) ainsi qu'à l'ajout de la variable  $R_\phi$ .

### Performance du point de fonctionnement *tight*

Comme montré sur le graphique de gauche de la Figure 4.13, les efficacités du menu optimisé sont 7(5)% inférieures à celles du menu 2012 dans l'intervalle  $20(30) < E_T < 30(40)$  GeV. A plus haute énergie transverse, la forme des gerbes s'affine, limitant les pertes d'efficacités induites par le resserrement des coupures sur leur forme. Ces dernières ne sont plus que de l'ordre de 2% dans l'intervalle  $40 < E_T < 80$  GeV et deviennent négligeables à grand  $E_T > 80$  GeV. Ces pertes d'efficacités sont compensées par une nette augmentation du rejet du bruit de fond ( $\sim 50\%$ ) dans l'intervalle  $20 < E_T < 30$  GeV. Cette augmentation du rejet du bruit de fond est interprétée comme étant due à des coupures plus strictes sur  $F_{HT}$ ,  $d_0$  ainsi qu'à l'ajout de la variable  $R_\phi$ . Les performances d'efficacités et de rejet du bruit de fond sont quant à elles assez homogènes en fonction de  $\eta$  (Figure 4.14).

Comme discuté précédemment, le critère *tight* est utilisé pour définir le critère de déclenchement à un électron. En 2012, l'amélioration du rejet du bruit de fond entre les menus *medium* et *tight* était principalement due à des coupures plus strictes sur  $F_{HT}$  et à l'ajout de coupures sur les variables  $E/p$  et  $\Delta\phi$ . En l'absence de procédure d'ajustement de traces adaptée à l'émission de rayonnement de freinage,  $E/p$  et  $\Delta\phi$  ne sont pas utilisées en-ligne. Pour atteindre les performances de rejet du bruit de fond imposées par les contraintes de bande passante, il a alors été nécessaire de resserrer les coupures sur les variables de forme de gerbes ainsi que celles sur le rayonnement de transition. Ces coupures étant déjà placées au plus proche du pic du signal en 2012, des pertes d'efficacités sont attendues malgré le relâchement des coupures sur  $R_{Had(1)}$ . Dans le but de ne pas davantage réduire l'efficacité du menu *tight*, les coupures sur  $E/p$  et  $\Delta\phi$ , uniquement utilisées hors-ligne, ont été relâchées.

#### 4.5.1.2. Dépendance au bruit d'empilement

La Figure 4.16 montre les efficacités du signal (gauche) et le rejet du bruit de fond (droite) associés aux trois critères d'identification pour différentes configurations de bruit d'empilement. On observe une atténuation importante de la dépendance au bruit d'empilement pour l'ensemble des points de fonctionnement, due au relâchement des coupures sur  $R_{Had(1)}$ . L'utilisation de coupures plus strictes sur  $F_{HT}$  permet même d'atteindre une efficacité stable dans l'inter-

valle  $20 < \langle \mu \rangle < 40$  mais induit une baisse d'efficacité de 2% à  $\langle \mu \rangle = 0$  par rapport à la valeur d'efficacité de l'intervalle  $20 < \langle \mu \rangle < 40$ . Ce comportement, bénéfique si le bruit d'empilement est compris dans l'intervalle  $20 < \langle \mu \rangle < 40$ <sup>r</sup>, est à corriger dans le cas où le bruit d'empilement est inférieur à 20.

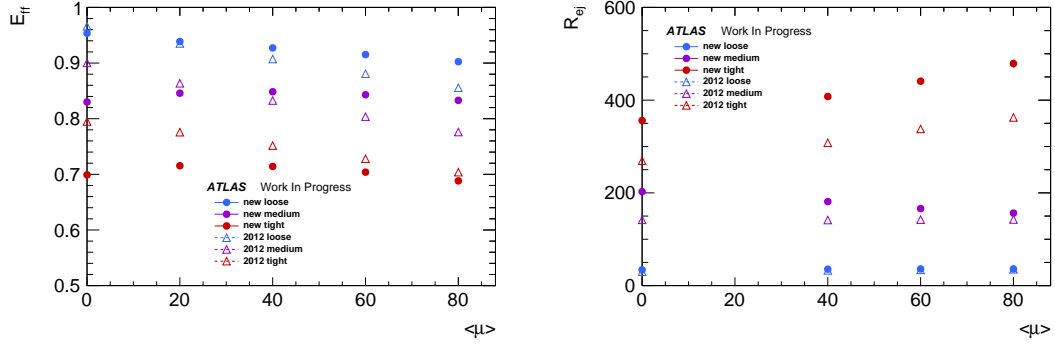


Figure 4.16. – Comparaison des efficacités de signal (gauche) et du rejet du bruit de fond (droite) des critères 2012 (triangles) avec ceux des menus optimisés (points) en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau ( $\langle \mu \rangle$ ).

#### 4.5.1.3. Impact sur la reconstruction de la masse invariante du boson $Z$

Outre les performances à  $\eta$  et  $E_T$  donnés, il est intéressant de regarder l'impact des critères d'identification sur un signal physique tel que  $Z \rightarrow ee$ . La Figure 4.17 (gauche) montre la reconstruction de la masse invariante des paires de leptons issues de la simulation d'événements  $Z \rightarrow ee$ , sélectionnés à partir des menus *loose*, *medium* et *tight*. Hormis des différences d'efficacité absolues par rapport aux critères 2012<sup>s</sup>, les distributions de masse invariante restent similaires.

#### 4.5.1.4. Performance à haute énergie transverse

L'augmentation de l'énergie des collisions de 8 à 13 TeV, induit une augmentation importante des sections efficaces de production des particules lourdes telles que les éventuels bosons  $Z'$ . Une signature typique de ce type de processus est constituée par la présence d'électrons très énergétiques ( $E_T > 500$  GeV). C'est pourquoi, il est crucial de préserver une efficacité importante à très haute énergie. Les efficacités associées aux électrons d'énergie transverse supérieure à 500

r. Ce qui apparaissait comme une prévision réaliste lors de l'optimisation des critères d'identification.

s. Les efficacités sont plus grandes pour *loose* et *medium* et plus petites pour *tight* comme décrit sur la Figure 4.13.

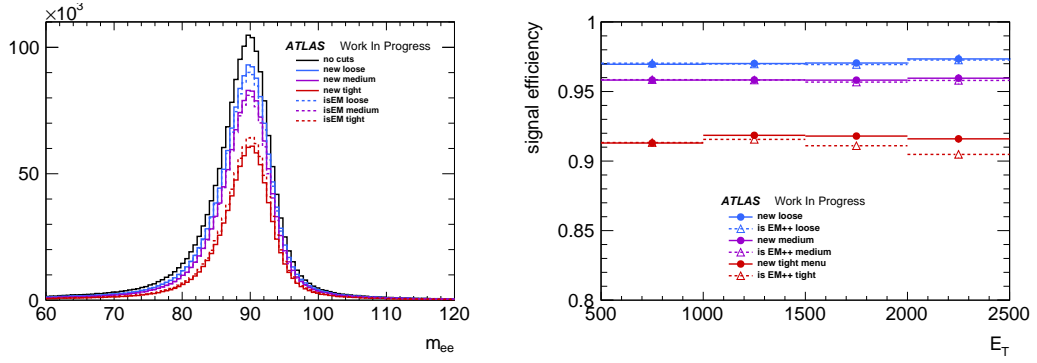


Figure 4.17. — Gauche : Reconstruction de la masse invariante effectuée à partir d'électrons issus des processus  $Z \rightarrow ee$  à  $\langle \mu \rangle = 40$ , sans coupures d'identification (noir) et après application des critères *loose* (bleu), *medium* (violet) et *tight* (rouge). Les lignes pointillées correspondent aux critères 2012 et les traits pleins aux menus optimisés. Droite : Comparaison des efficacités des critères 2012 (triangles) avec ceux des menus optimisés (points) pour des électrons de très haute énergie transverse ( $E_T > 500$  GeV).

GeV, extraites à partir d'événements  $Z' \rightarrow ee$  simulés, sont montrées sur la Figure 4.17 (droite). Les efficacités ainsi calculées sont supérieures à 95% pour les critères *loose* et *medium* et supérieures à 91% pour le critère *tight*. De plus ces efficacités sont stables en fonction de  $E_T$ . De telles efficacités ont été possibles en supprimant les coupures sur  $f_3$  et la borne inférieure de  $E/p$ , particulièrement sensibles à l'énergie des électrons du dernier intervalle en  $E_T$  des critères d'identifications (i.e.  $E_T > 80$  GeV).

## 4.5.2. Performances en-ligne

### 4.5.2.1. Fréquence de déclenchement de la prise de données

Avant 2015, aucune collision à 13 TeV n'avait été produite par le LHC. Dans le but de maîtriser la stabilité des faisceaux de protons et d'assurer le bon fonctionnement de la machine, les collisions n'ont pas été directement produites à haute luminosité. Des menus d'identifications relâchés et des seuils en énergie plus bas ont alors été utilisés pour définir les critères de sélection au début de la prise de données, afin de profiter de la bande passante disponible. Dans un premier temps les électrons passant les critères de sélection *medium* et un critère d'isolation relâché<sup>t</sup> d'énergie transverse supérieure à 24 GeV ont été utilisés pour définir les critères de déclenchement. Lorsque la luminosité aurait atteint

t. La somme des  $p_T$  des traces différentes de celle de l'électron présentes dans un cône centré autour de l'électron vérifiant  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.2$  doit être inférieure à 10% de l'impulsion transverse de l'électron.

des valeurs de l'ordre de  $1 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , l'utilisation d'un critère d'identification plus strict (*tight*) était planifié. Le seuil en énergie du déclenchement aurait ensuite été graduellement augmenté jusqu'à atteindre 28 GeV pour une luminosité de  $2 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Les critères d'identification décrits dans ce Chapitre ont également été utilisés pour définir des critères de déclenchement à deux leptons ou plus. Par exemple le menu *loose* a été utilisé pour définir un critère de déclenchement à deux électrons avec un seuil en énergie variant de 12 GeV à 17 GeV en fonction de la luminosité instantanée. Cependant, la luminosité instantanée maximale atteinte par les collisions produites en 2015 n'est que de  $0.5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , si bien que le critère de déclenchement à un électron utilisé pour ces collisions a été défini à partir du point de fonctionnement *medium* et un seuil en énergie transverse de 24 GeV, tandis qu'un seuil en énergie de 12 GeV a été utilisé pour le critère de déclenchement à deux électrons.

L'utilisation de coupures sur l'isolation ainsi que sur la variable  $f_3$  dans la définition de critère de déclenchement à un électron induit des pertes d'efficacités importantes à haute énergie transverse. Afin de préserver les analyses des recherches de nouvelle physique utilisant des électrons de haute énergie, un critère de déclenchement additionnel a été défini à partir du critère *medium*, sans coupure d'isolation ni coupure sur  $f_3$ . Afin de limiter l'augmentation de la fréquence de déclenchement, un seuil en énergie important (60 GeV) a été utilisé pour sa définition.

Un aspect important des performances de ces critères de déclenchement est la fréquence de déclenchement  $f_{\text{Trig}}$ . Cette grandeur est estimée ici à partir d'événements simulés présentés dans la Section 4.2 de la manière suivante :

$$f_{\text{Trig}} = \frac{N_{\text{events}}^{\text{Trig}}}{N_{\text{events}}^{\text{tot}}} \cdot \epsilon_{\text{Gen}} \cdot \sigma_{\text{JF17}} \cdot L$$

Les différents paramètres utilisés dans cette équation sont :

- $N_{\text{events}}^{\text{Trig}}$   
Nombre d'événements passant les critères de déclenchement considérés. Cette quantité est évaluée à partir des électrons reconstruits avec les algorithmes en-ligne sans inclure les effets des critères de déclenchement hardware (L1) associés.
- $N_{\text{events}}^{\text{tot}}$   
Nombre d'événements total considéré pour le calcul de la fréquence de déclenchement.
- $\epsilon_{\text{Gen}}$   
Nombre d'événements passant les coupures de sélection appliquées aux



Luminosité ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	$0.5 \cdot 10^{34}$	$1.0 \cdot 10^{34}$	$1.5 \cdot 10^{34}$	$2.0 \cdot 10^{34}$
Identification	<i>medium</i> + iso	<i>tight</i> + iso		
Seuil en $E_T$	24 GeV		26 GeV	28 GeV
Taux de déclenchement	$304 \pm 6$ Hz	$205 \pm 4.6$ Hz	$258 \pm 6$ Hz	$289 \pm 8$ Hz
Contribution du signal	$69 \pm 3$ Hz	$61 \pm 2.5$ Hz	$88 \pm 4$ Hz	$108 \pm 5$ Hz

Table 4.3. – Estimation du taux de déclenchement associé aux critères définis à partir d’électrons d’énergie transverse ( $E_T > 24 - 28$  GeV) pour différentes valeurs de luminosité. La contribution des vrais électrons à ce taux est également précisée.

objets du niveau générateur divisé par le nombre total d’événements initialement générés. Dans le cas présent, cette efficacité évalue principalement la coupure sur la présence d’un objet électromagnétique dont l’impulsion transverse est supérieure à 17 GeV.

- $\sigma_{JF17}$   
Section efficace associée à la simulation JF17 avant l’application des coupures au niveau générateur.
- L, luminosité instantanée considérée.

Les taux de déclenchement associés au critère principal sont présentés dans la Table 4.3. Ces taux sont inférieurs à 300 Hz pour l’ensemble des scénarios considérés. En comparaison, le taux de déclenchement associé aux critères utilisés pour les données 2012 atteint 600 Hz pour une luminosité de  $2.0 \cdot 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$  et un seuil à 28 GeV. Par ailleurs, la contribution du signal au taux de déclenchement est de l’ordre de 40%, si bien que réduire davantage ce taux devient particulièrement difficile si l’on veut conserver une efficacité importante. Dans cette situation, la contribution du bruit de fond doit être réduite d’un facteur 5 pour réduire le taux de déclenchement d’un facteur 2 sans affecter l’efficacité.

#### 4.5.2.2. Inefficacités en-ligne

Afin de limiter les pertes d’efficacités issues des critères de déclenchements par rapport aux critères de déclenchement hors-ligne, les critères d’identifications ont été optimisés de manière à éviter d’utiliser en-ligne des coupures plus strictes que celles utilisées hors-ligne (voir section 4.4.2.3). La résolution légèrement dégradée des variable définies en-ligne peut malgré tout induire des pertes d’efficacités.

$E_T$	[28-30] GeV	[30-40] GeV	[40-50] GeV	[50-60] GeV
$\Delta\epsilon_{\text{en ligne, hors ligne}}$	-1.2 %	-0.8 %	-0.3 %	-0.2 %

Table 4.4. – Différences entre les efficacités des critères de déclenchement à un électron définis à partir d'électrons reconstruits en-ligne et hors ligne, passant les critères de qualité de traces. Les critères de déclenchement testés utilisent les coupures de l'intervalle  $20 < E_T < 30$  GeV du critère *tight*.

Ces inefficacités ont été évaluées en comparant les efficacités associées aux critères de déclenchement calculées en utilisant des variables définies en-ligne et hors-ligne à partir d'un même lot d'électrons <sup>u</sup>. La Table 4.4 montre les inefficacités associées aux critères définis à partir du menu *tight*. Afin d'évaluer uniquement les inefficacités issues de la dégradation de la résolution des variables discriminantes, seuls les objets passant les critères de qualité de traces sont considérés. Dans l'intervalle  $28 < E_T < 40$  GeV des inefficacités de l'ordre de 1% sont observées. A plus haute énergie transverse ces différences diminuent rapidement jusqu'à des valeurs inférieures à 0.3%.

## 4.6. Modifications ultérieures des critères d'identification

La géométrie et les conditions de fonctionnement du détecteur utilisées pour l'optimisation et l'évaluation des performances présentées dans les sections précédentes, diffèrent de celles observées en 2015. La simulation utilisée (cf. section 4.2) considérait par exemple une géométrie non finalisée (notamment pour les services de l'IBL ou la nature du gaz dans le TRT) ainsi que les algorithmes de reconstruction du Run-1. Des améliorations ont depuis lors été apportées dans la simulation du détecteur et dans la reconstruction des électrons, entraînant de légères modifications de la forme de trois variables discriminantes :  $f_3$ ,  $R_\eta$  et  $F_{HT}$ . Fin 2014, des simulations utilisant des algorithmes de reconstruction et de calibration ainsi qu'une modélisation du détecteur non finales mais plus proches de celles utilisées en 2015 (DC14), ont permis de ré-évaluer les performances des critères d'identification et d'ajuster leurs coupures, afin de construire les menus d'identification finaux qui ont été utilisés pour les données 2015.

u. Les objets en-ligne et hors-ligne ont été associés à partir de leur distance angulaire.

### 4.6.1. Ajustement des critères d'identification

Dans les simulations DC14, des efficacités de signal réduites ont été observées pour le critère *loose*, tandis qu'une perte importante de rejet du bruit de fond est observée pour les critères *medium* et *tight*. Les pertes d'efficacités par rapport à celles observées avec les simulations utilisées pour l'optimisation des critères sont principalement dues à un étalement des gerbes ( $R_\eta$ ) plus important, tandis que les pertes de rejet du bruit de fond sont issues d'une réduction de la mesure de l'énergie dans la troisième couche du calorimètre ( $f_3$ ) et d'une hausse de l'estimation du nombre de coups à haute énergie dans le TRT ( $F_{HT}$ ). Or comme expliqué dans la Section 4.4, la modélisation de la variable  $f_3$  pouvait potentiellement être erronée en 2015. L'ajustement des coupures sur cette variable induisant des coupures plus resserrées, il a été décidé de conserver les coupures initiales afin d'éviter toute perte d'efficacité dans les données. Les coupures sur  $R_\eta$  ont quant à elles été corrigées de manière à ce que leurs efficacités soient égales aux efficacités des coupures initiales mesurées dans les simulations utilisées pour l'optimisation.

La Figure 4.18 montre les performances des menus définis à partir des coupures sur  $R_\eta$  ajustées, sans coupures sur  $f_3$  et  $F_{HT}$ . Les graphiques du haut montrent que la perte d'efficacité induite par  $R_\eta$  est largement atténuée, tandis qu'une légère perte de rejet du bruit de fond est observée. Cette dernière n'est par ailleurs pas réellement un problème pour le menu *loose* car ce point de fonctionnement se focalise sur l'efficacité du signal. Inversement, les pertes de rejet du bruit de fond des menus *medium* et *tight* sont plus problématiques car elles s'ajoutent à celles issues du relâchement de la coupure sur  $f_3$ .

Lors des collisions 2010-2012, d'importantes fuites de gaz ont été observées au niveau du TRT. Il a alors fallu ré-approvisionner ce sous-détecteur en Xénon, gaz particulièrement coûteux. Afin de réduire le coût de fonctionnement de ce sous-détecteur, il a été décidé de n'injecter de Xénon que dans les parties les plus hermétiques du TRT. Or le rayonnement de transition, utilisé dans la définition de la variable  $F_{HT}$ , est particulièrement sensible à la quantité de Xénon présent<sup>v</sup>, si bien que le pouvoir discriminant de cette variable sera amené à diminuer. Dans ce contexte, une variable construite à partir des fonctions de vraisemblance associées aux électrons et pions, a été définie ( $p_{HT}^{e,\mu}$ ), afin d'améliorer le pouvoir discriminant et de rendre les performances des menus moins sensibles à la proportion de cellules contenant du Xénon. Les coupures sur cette variable ont été mises au point à partir des efficacités des coupures sur  $F_{HT}$  calculées à partir des simulations présentées dans la Section 4.2, supposant que l'ensemble des cellules

---

v. Cette variable est définie comme le rapport entre le nombre de coups à haut seuil et le nombre de coups dans l'ensemble du TRT, sans différencier les cellules contenant ou non du Xénon. Cette variable souffre alors d'une perte directe de performance lorsque le gaz d'une cellule, initialement remplie de Xénon, est remplacé par de l'Argon.

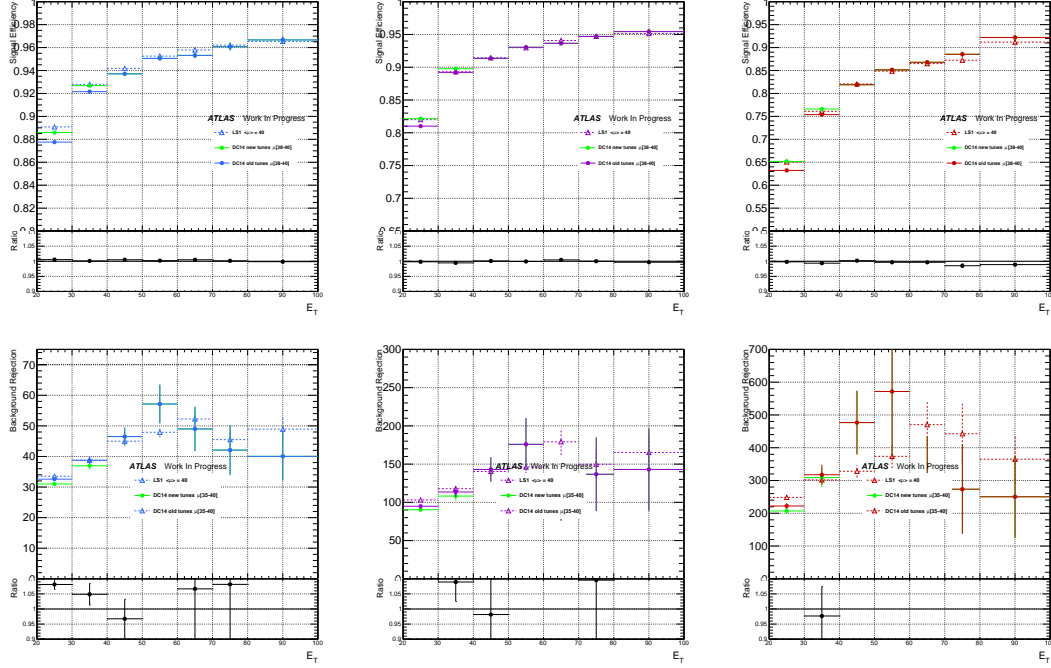


Figure 4.18. – Efficacités (haut) et rejet du bruit de fond (bas) des critères d’identification *loose* (gauche), *medium* (centre) et *tight* (droite) sans coupures sur  $f_3$  et  $F_{HT}$ . Ces performances sont calculées pour les anciennes coupures à partir des simulations initiales (triangles) et DC14 (points) pour être comparées aux performances des menus ajustés dans les lots DC14 (points verts).

du TRT contiennent du Xénon. L’utilisation de cette variable a permis d’atteindre les efficacités initiales des menus optimisés montrés dans la Figure 4.16, quel que soit le nombre de couches remplies par le mélange Xénon-Argon. De plus, l’utilisation de cette variable a permis de réduire la dépendance au bruit d’empilement des efficacités, ce qui constitue un des objectifs majeurs de l’optimisation.

#### 4.6.2. Optimisation des critères d’identification de l’intervalle $E_T < 20$ GeV

L’optimisation et les performances des critères d’identification ont été présentées dans ce chapitre uniquement pour les électrons de  $E_T > 20$  GeV. Cela a ouvert la voie à une optimisation similaire dédiée aux électrons de plus basse énergie transverse ( $E_T < 20$  GeV), effectuée à partir d’une méthode semblable à celle présentée dans la Section 4.4. Une des contraintes les plus importantes pour cette optimisation a été la nécessité d’utiliser des coupures relâchées vis-à-vis de celles définies pour l’intervalle  $20 < E_T < 30$  GeV. Les critères optimisés

montrent une efficacité diminuée compensée par un meilleur rejet du bruit de fond.

## 4.7. Utilisation dans les données 2015 et conclusions

Une étude du comportement de la méthode d'optimisation *Cuts* issue du logiciel *TMVA* a permis de mettre au point une procédure d'optimisation automatisée adaptée aux contraintes appliquées aux critères d'identification des électrons. Les coupures responsables de la dépendance au bruit d'empilement des performances des critères d'identification utilisés pour les données 2012 ont été identifiées. Ces deux études ont permis de mettre au point un nouveau jeu de critères d'identification *loose*, *medium* et *tight* définis à partir de coupures séquentielles sur les variables d'identification des électrons. Les performances de ces menus à haut bruit d'empilement ( $\mu \geq 40$ ) ont été améliorées tout en réduisant la dépendance au bruit d'empilement. Par ailleurs, le critère d'identification *tight* est suffisamment strict pour permettre de définir des critères de déclenchement avec un seuil en énergie transverse de 24 GeV utilisé en 2015.

La connaissance du détecteur accumulée lors du Run-1 ainsi que la bonne préparation du Run-2 ont permis d'utiliser les critères *likelihood* par défaut tout au long de la prise de données 2015. Les critères *cut-based* ont cependant été utilisés en parallèle pour le déclenchement de la prise de données de l'ensemble de l'année 2015. Ces menus sont par ailleurs toujours utilisés dans certaines analyses de physique, notamment pour enrichir certains lots en bruit de fond par inversion de coupures. Cette utilisation reste toujours active pour l'analyse des données 2016.



# 5. Recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte dans les canaux avec deux leptons de même charge

## 5.1. Présentation du canal de recherche

Dans le cadre de la Supersymétrie décrite au Chapitre 1, la production des super-partenaires des partons, les squarks et les gluinos, pourrait être largement favorisée au sein de l'environnement hadronique du LHC [40]. Comme discuté dans la section 1.2.5.2 les sections efficaces de production de paires impliquant des gluinos ou des squarks sont supérieures de deux à trois ordres de grandeurs à celles associées aux productions de paires de super-partenaires des quarks tops (stops) et des bosons de jauge (jauginos) à masse égale, pour des collisions à 8 TeV au centre de masse.

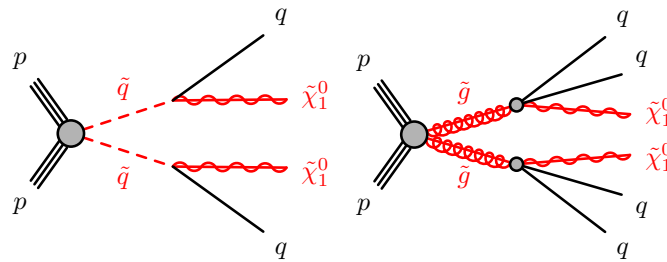


Figure 5.1. – Modes de désintégration des squarks (gauche) et des gluinos (droite) cinématiquement favorisés.

La désintégration des squarks et des gluinos en quarks et en neutralinos, illustrée par les diagrammes de Feynman de la Figure 5.1, est (cinématiquement)

favorisée. La signature expérimentale associée à ce type de désintégration est caractérisée par la présence d’au moins deux jets énergétiques, d’une importante énergie transverse manquante et l’absence de leptons dans l’état final [125]. Des processus issus du Modèle Standard, tels que la production de plusieurs jets ou de bosons de jauge accompagnés de jets, peuvent reproduire des états finaux similaires<sup>a</sup>. Ces bruits de fond étant produits en grande quantité au sein du LHC, des coupures cinématiques strictes sont appliquées afin de réduire leur contribution. Une telle stratégie est efficace dans le cas où la différence entre la masse du gluino/squark et celle du neutralino ( $\Delta m(\tilde{g}/\tilde{q}, \tilde{\chi}_1^0)$ ) est importante, mais l’est moins lorsque cette dernière est réduite. Cela est principalement dû au fait que les neutralinos et les quarks sont produits avec un boost réduit, impliquant un état final caractérisé par des jets à relativement basse énergie et une énergie transverse manquante potentiellement faible, rejeté par les coupures cinématiques strictes nécessaires à la suppression du bruit de fond.

Par ailleurs, l’importante masse attendue des gluinos/squarks ouvre la voie à des désintégrations plus complexes, mettant en jeu des sleptons<sup>b</sup> ou des bosons de jauge massifs ( $Z$  ou  $W$ ) pouvant se désintégrer en leptons. La présence d’un ou plusieurs leptons dans l’état final peut alors être exploitée dans le cadre de la recherche de squarks et de gluinos [126–128]. La perte de sensibilité aux modèles avec une différence de masse entre le squark/gluino et le neutralino importante induite par le rapport d’embranchement défavorable de ce type d’états finaux, sera alors compensée par une meilleure sensibilité aux modèles avec de faibles différences de masses, induite par la possibilité de relâcher les coupures cinématiques.

### 5.1.1. L’état final avec deux leptons de même charge

Dans le cadre du Modèle Standard, la production inclusive de leptons de charges électriques identiques (pour l’ensemble du chapitre, cette dénomination inclut également les états finaux avec trois leptons) est particulièrement rare. En effet, seuls des processus rares tels que la production de paires de bosons d’interaction électro-faible ( $WZ/ZZ/W^\pm W^\pm$  noté  $VV$ ) ou la production de paires de quarks tops accompagnés d’un boson électro-faible ( $t\bar{t}W/t\bar{t}Z$  noté  $t\bar{t}V$ ) peuvent générer un tel état final. Leurs sections efficaces sont de trois ordres de grandeur inférieures à celles des processus produisant des leptons de charge opposée ( $Z + \text{jet}$  et  $t\bar{t}$ ). Dans le cadre de la recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte, l’utilisation de critères sur le nombre de jets reconstruits permet de réduire davantage la contribution du bruit de fond  $VV$ .

---

a. L’énergie transverse manquante peut être issue de la présence de neutrinos, mais aussi de l’estimation erronée de l’énergie des jets.

b. Super-partenaires des leptons



Cette faible contribution des processus issus du Modèle Standard à cet état final permet l'utilisation de coupures cinématiques simples et lâches. Cela a trois principaux avantages. D'une part, la simplicité des sélections permet de sonder rapidement et de manière robuste la présence de nouvelle physique attendue à 13 TeV à partir de peu de données. D'autre part, les faibles contraintes cinématiques des sélections permettent de tester des modèles supersymétriques pour lesquels les masses des particules produites lors des collisions sont proches de celles présentes dans l'état final. Pour finir, il est possible de définir des sélections peu dépendantes de la cinématique de l'événement, permettant de couvrir un grand nombre de processus différents.

### 5.1.2. Processus supersymétriques pouvant produire deux leptons de même charge

L'état final avec deux leptons de même charge, particulièrement favorable, peut être exploité dans le cadre de la recherche de production de particules supersymétriques par interaction forte. En effet, il suffit que les chaînes de désintégration des gluinos ou des squarks impliquent un nombre suffisant de bosons  $Z$ ,  $W$  ou de sleptons, pour ouvrir la voie à une signature avec deux leptons de même charge. Dans le cadre de modèles supersymétriques complets, les rapports d'embranchements des particules intervenant dans les désintégrations peuvent être particulièrement sensibles aux angles de mélange des états propres électro-faibles. Ainsi, pour certains modèles supersymétriques, certaines chaînes de désintégrations complexes deviennent majoritaires malgré l'existence de modes de désintégrations plus simples cinématiquement favorisés. A cela s'ajoute le fait qu'une grande diversité de processus peut être étudiée à partir de cet état final, le rendant particulièrement intéressant pour la recherche de Supersymétrie.

Du fait du grand nombre de paramètres intervenant dans les différents modèles supersymétriques, il est difficile de prédire la signature expérimentale des différentes particules supersymétriques. Cette difficulté est contournée en considérant des modèles simplifiés dans lesquels un mode de production et de désintégration unique est considéré. Ce type de modèles est construit en annulant le rapport d'embranchement n'intervenant pas dans la chaîne de désintégration. L'éventuelle contribution de modes de désintégration alternatifs est supprimée en fixant les masses des sparticules n'intervenant pas dans la désintégration à des valeurs hautes. Les paramètres libres de ce type de modèles sont alors les masses des sparticules intervenant dans la chaîne de désintégration considérée. Ils sont souvent fixés de manière à pouvoir visualiser les résultats expérimentaux de manière graphique (sur un plan). Les résultats obtenus à partir de ces modèles simplifiés peuvent être ensuite utilisés pour contraindre les modèles supersymétriques complets en corrigeant les sections efficaces par la valeur du

rapport d'embranchement. Les différents modèles simplifiés pouvant être testés à partir de l'état final avec deux leptons de même charge sont présentés par la suite.

## Désintégration de paires de gluinos

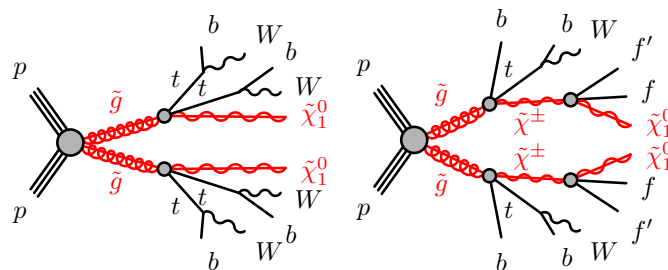


Figure 5.2. – Exemples de modes de désintégration des gluinos impliquant des stop (gauche) ou des sbottom (droite), produits sur couche de masse ou non, produisant potentiellement des leptons de même charge dans l'état final. Les ronds gris correspondent aux désintégrations faisant potentiellement intervenir des sparticules produites hors couche de masse.

$$\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^{(*)}$$

De par leur masse potentiellement importante<sup>c</sup>, les gluinos peuvent se désintégrer en une paire stop-top avec un rapport d'embranchement important<sup>d</sup>. La désintégration des quarks tops et des stops ainsi produits ouvrent la voie à des états finaux caractérisés par un grand nombre de jets et de  $b$ -jets, de l'énergie transverse manquante issue de l'impulsion emportée par les neutralinos, et éventuellement deux leptons de même charge (ou plus de deux leptons) issus de la désintégration de bosons  $W$ . Ce type de processus est illustré par la Figure 5.2 (gauche). Un tel état final étant particulièrement rare dans le cadre du Modèle Standard, il s'agit d'un processus phare dans la recherche de Supersymétrie naturelle au LHC, souvent utilisé pour comparer les sensibilités des différentes analyses.

$$\tilde{g} \rightarrow b\tilde{b}_1^{(*)}$$

Les gluinos peuvent aussi se désintégrer en paire sbottom-bottom. Le sbottom

c. Dans le cadre des modèles supposant une masse identique pour les différents jauginos, la masse du gluino est en général importante, comme discuté dans la section 1.2.4 du chapitre 1. De plus, les données des collisions à 8 TeV du LHC ont permis d'exclure des gluinos à des masses inférieures à  $\sim 1.4$  TeV à partir de modèles simplifiés [129].

d. Cela est particulièrement vrai dans le cas où les masses des squarks de première et seconde générations sont supérieures à celles du gluino.

ainsi produit peut alors se désintégrer en un quark top et un chargino, comme illustré dans la Figure 5.2 (droite). Bien que peu favorisé cinématiquement, ce mode de désintégration peut être majoritaire grâce aux propriétés de chiralité de l'interaction faible. Par exemple, si les états propres de masse du sbottom ( $\tilde{b}_1$ ) est dominé par l'état propre électrofaible  $\tilde{b}_R$  et qu'inversement le neutralino ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) est dominé par l'état propre  $\tilde{W}^0$ , la désintégration  $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm$  sera potentiellement préférée. L'état final sera alors très similaire à celui des processus  $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^{(*)}$ , caractérisé par quatre  $b$ -jets, deux bosons  $W$  et de l'énergie transverse manquante.

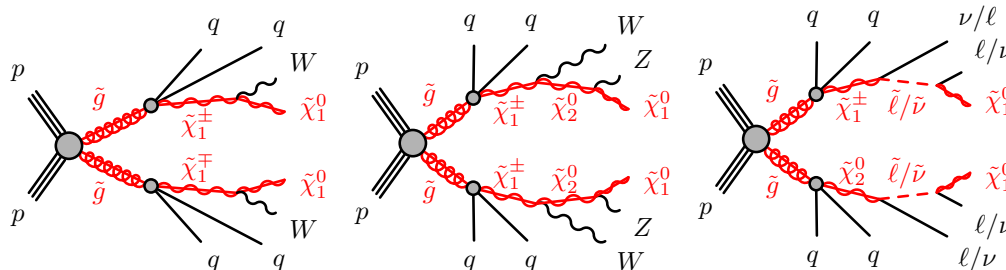


Figure 5.3. – Exemples de modes de désintégration en cascade des gluinos impliquant des squarks de première et seconde génération produisant potentiellement deux leptons de charge identique ou plus de deux leptons dans l'état final. Les ronds gris correspondent aux processus impliquant un squark hors couche de masse (ex :  $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^* \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^\pm$ ).

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}q'$$

Enfin, le gluino peut se désintégrer en une paire squark-quark de première ou seconde génération. Bien que le mode de désintégration  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$  soit cinématiquement favorisé, d'autres modes de désintégration, produisant des bosons électrofaibles ou des sleptons, peuvent être majoritaires pour des raisons similaires à celles énoncées précédemment. L'état final sera alors caractérisé par la présence d'au moins une paire de bosons  $Z/W$  (ou de paires slepton-leptons), plusieurs jets de saveur légère et de l'énergie transverse manquante. Ce type de processus est illustré par les diagrammes de Feynman de la Figure 5.3. Le gluino étant un fermion de Majorana, les processus  $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq'qq'\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow qq'qq'WW\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  peuvent également produire des leptons de même charge. En effet, la charge des bosons  $W$  n'étant pas contrainte par les propriétés du gluino, il est aussi probable de produire des paires de bosons  $W$  de même charge que de charge opposée. La signature associée à ce type de processus est caractérisée par la présence d'au moins quatre jets de saveur légère, aucun  $b$ -jet<sup>e</sup>, de l'énergie transverse manquante, et potentiellement deux leptons de même charge ou plus de deux leptons issus de la désintégration des bosons  $W/Z$ .

e. Hormis ceux potentiellement produits par la désintégration des bosons  $Z$ .

### Autres

Les paires stop-top et sbottom-bottom peuvent également se désintégrer en cascade de jauginos générant un état final comportant un grand nombre de bosons de jauge, quatre  $b$ -jets et de l'énergie transverse manquante. Ces types de processus ne sont pas considérés car la grande majorité des modèles supersymétriques prédit une contribution bien plus importante des canaux  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}_1^{(*)} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}/b\bar{b}^{(*)} \rightarrow t\bar{b}\tilde{\chi}_1^\pm$  à l'état final avec deux leptons de même charge.

### Désintégration de paires de squarks

La production de paires de squarks peut également être recherchée à partir d'un état final contenant deux leptons de même charge.

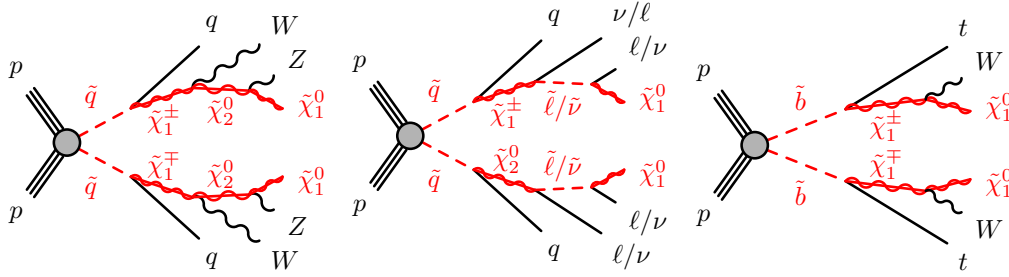


Figure 5.4. – Modes de désintégration des squarks produisant potentiellement deux leptons de même charge dans l'état final.

### Production de paires de squarks de première et seconde génération

Deux modes de production sont à distinguer : la production de squarks de charges de même signe, et celle de squarks de charges de signes opposés. Pour le premier mode de production, il suffit que les squarks se désintègrent en jauginos massifs ( $\tilde{\chi}_1^\pm$  ou  $\tilde{\chi}_2^0$ ) pour permettre la production de leptons de charge identique. Pour le second, des chaînes de désintégration plus complexes sont nécessaires mettant par exemple en jeu un boson  $W$  et un boson  $Z$ , comme illustré par la Figure 5.4 (gauche, milieu).

### Production de paires de sbottom

La production de paires de sbottom peut être également recherchée à partir de l'état final avec deux leptons de même charge. En effet si le sbottom se désintègre en quark top et charginos, l'état final sera caractérisé par la présence de deux  $b$ -jets, de l'énergie transverse manquante et de quatre bosons  $W$ . Le diagramme de Feynman correspondant à ce processus est présenté dans la Figure 5.4 (droite).

### Production de paires de stop

La production de paires de stop peut être étudiée à partir de l'état final avec deux leptons de même charge si le squark se désintègre en cascade impliquant plusieurs bosons de jauge. Ce type de désintégrations est possible si le stop considéré est suffisamment lourd<sup>f</sup>. Par ailleurs, le rôle clef du stop dans la résolution du problème de naturalité a motivé la mise au point d'analyses dédiées utilisant d'autres états finaux [130, 131], montrant de bien meilleures performances que l'analyse générique des événements avec deux leptons de même charge présentée dans ce Chapitre.

### 5.1.3. Analyse des données à $\sqrt{s} = 8$ TeV collectées en 2012

L'état final avec deux leptons de même charge a déjà été utilisé pour rechercher des particules supersymétriques produite par interaction forte à partir de l'ensemble des données issues des collisions de protons à 8 TeV au centre de masse collectées par le détecteur ATLAS. Les régions de signal ainsi que les principaux résultats de cette analyse seront brièvement présentés par la suite. Une présentation plus détaillée de l'analyse est par ailleurs disponible dans le document [128].

#### Définition des régions de signal

La Table 5.1 présente les définitions des différentes régions de signal utilisées pour l'analyse des données 2012. Trois régions de signal SR0b, SR1b et SR3b ont été définies en fonction du nombre de  $b$ -jets reconstruits dans l'état final. Cette catégorisation est motivée par la forte dépendance des contributions des différents processus supersymétriques et bruits de fond irréductibles au nombre de jets de saveur lourde présents dans l'état final. En effet les processus supersymétriques mettant en jeu des squarks de première et seconde génération ne produisent en général aucun quark  $b$  tandis que ceux impliquant des squarks de troisième génération en produisent une ou plusieurs paires. De manière similaire, la contribution du bruit de fond  $VV$  est fortement réduite en exigeant la présence d'au moins un  $b$ -jet dans l'état final tandis que la contribution des processus  $t\bar{t}V$  est réduite dans les états finaux sans  $b$ -jets reconstruits. Un critère supplémentaire sur le nombre de jets ( $N_{\text{jets}40}(p_T > 40\text{GeV}) \geq 3$ ) permet de limiter la contribution des processus  $VV$ .

Afin de ne pas trop spécialiser la définition des régions de signal à un modèle particulier, des variables cinématiques relativement simples ont été utilisées pour définir les régions de signal. La masse effective définie comme la somme

---

f. Le stop  $\tilde{t}_1$  peut être suffisamment massif dans le cadre de modèles non naturels.

scalaire des composantes transverses des impulsions des leptons, des jets et de l'énergie transverse manquante  $m_{\text{eff}} = \sum p_{\text{T}}^l + \sum p_{\text{T}}^{\text{jet}} + \sum E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ , a été retenue car elle permet de refléter la masse importante des sparticules produites sans être trop sensible aux masses des particules intermédiaires intervenant dans les différentes chaînes de désintégration. Dans le cadre des régions de signal SR0b et SR1b, la contribution des processus  $VV$  et  $t\bar{t}V$  est réduite par des coupures mettant en jeu l'énergie transverse manquante issue de la présence de deux neutralinos dans l'état final  $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 150$  GeV et  $m_{\text{T}} > 100$  GeV<sup>g</sup>.

Région de signal	$N_{b\text{-jets}}$ ( $p_{\text{T}} > 20$ GeV)	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{\text{T}}$ [GeV]	$N_{\text{jets}}$ ( $p_{\text{T}} > 40$ GeV)	$m_{\text{eff}}$ [GeV]
SR0b	0	$> 150$	$> 100$	$\geq 3$	$> 350$
SR1b	$\geq 1$	$> 150$	$> 100$	$\geq 3$	$> 400$
SR3b	$\geq 3$	-	-	$\geq 5$	$> 700$

Table 5.1. – Définition des régions de signal utilisées pour l'analyse des données 2012. Le événements contenant exactement deux leptons de charge identique, d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV (lepton le plus énergétique) et 15 GeV (lepton le moins énergétique) sont considérés. Les événements entrant dans la région de signal SR3b ne sont pas considérés dans la définition de la région de signal SR1b. Source [128].

### Résultats de l'analyse des données 2012

La Table 5.2 compare le nombre d'événements observés ( $N_{\text{events}}^{\text{obs}}$ ) avec le nombre d'événements attendus dans l'hypothèse d'une absence de signal supersymétrique ( $N_{\text{bkg}}^{\text{exp}}$ ). La probabilité  $p(s = 0)$  que le nombre d'événements observé soit uniquement dû à une fluctuation statistique du bruit de fond est également précisée. Les nombres d'événements observés dans les régions de signal SR0b et SR1b sont deux fois plus importants que les contributions du Modèle Standard attendues. L'interprétation statistique de ce résultat montre cependant que cet excès est loin d'être suffisant pour être considéré comme significatif.

En l'absence d'excès significatif, des contraintes ont été placées sur les processus de nouvelle physique. Plus précisément, des limites supérieures sur les sections efficaces associées à la contribution des processus hors Modèle Standard aux régions de signal ont été évaluées et montrées dans la dernière ligne de la Table 5.2.

g.  $m_{\text{T}} = \sqrt{2p_{\text{T}}^{l_1} E_{\text{T}}^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi(E_{\text{T}}^{\text{miss}}, l_1))}$

Région de signal	SR0b	SR1b	SR3b
$N_{\text{events}}^{\text{obs}}$	14	10	1
$N_{\text{bkg}}^{\text{exp}}$	$6.5 \pm 2.3$	$4.7 \pm 2.1$	$2.2 \pm 0.8$
$p(s = 0)$	0.03	0.07	0.50
$\langle \sigma_{\text{vis}} \rangle_{\text{obs}}^{95} [\text{fb}]$	0.80	0.65	0.19

Table 5.2. – Nombres d’événements observés dans les régions de signal comparés à la contribution attendue du bruit de fond dans le cadre de l’analyse des données 2012 ( $\sqrt{s} = 8$  TeV). Les probabilités  $p(s = 0)$  que les résultats observés soient dus à une fluctuation statistique du bruit de fond ainsi que les limites supérieures sur les sections efficaces  $\langle \sigma_{\text{vis}} \rangle_{\text{obs}}^{95}$ , correspondant à la contribution des processus hors Modèle Standard dans les régions de signal, sont également précisées. Source [128].

Des limites ont également été placées sur plusieurs modèles supersymétriques simplifiés (voir section 5.1.2). La Figure 5.5 montre certaines des limites d’exclusion obtenues. Les lignes rouges pleines et en pointillés correspondent aux résultats d’exclusion obtenus à partir des données en considérant respectivement les valeurs nominales des sections efficaces supersymétriques et leur variation à un  $\sigma$ . Les lignes pointillées bleues correspondent quant à elles aux exclusions obtenues dans l’hypothèse où le nombre d’événements observés est égal au bruit de fond estimé, l’aire jaune indiquant la variation de  $1\sigma$  des erreurs statistiques et systématiques. Ces limites montrent les performances attendues de l’analyse.

A titre illustratif, le graphique gauche de la Figure 5.5 montre les exclusions associées à la désintégration d’une paire de gluinos en un top et un stop hors couche de masse, se désintégrant lui même en un top et un neutralino. Dans le cadre de ce modèle simplifié (diagramme de la Figure 5.2, gauche), les gluinos de masse inférieure à 1 TeV sont exclus par l’analyse. Ces limites sont comparées à celles des autres états finaux contenant un grand nombre de jets et aucun lepton (lignes bleues). L’absence de contraintes cinématiques fortes de l’analyse des états finaux avec deux leptons de même charge permet de placer des limites sur le modèle où la masse du neutralino est proche de celle du gluino (spectre de masse comprimé). Par ailleurs le rapport d’embranchement favorable de l’état final entièrement hadronique permet de sonder l’existence de gluinos à des masses plus importantes lorsque la différence de masse entre le gluino et neutralino est suffisante pour passer les coupures cinématiques sévères nécessaires au rejet du bruit de fond issu du Modèle Standard. Le graphique de droite montre les exclusions associées au processus  $\tilde{b}_1 \tilde{b}_1 \rightarrow t \bar{t} \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp \rightarrow t \bar{t} W W \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  (diagramme de la Figure 5.4, droite). Les sbottom de masse inférieure à 450 GeV ont ainsi été exclus.

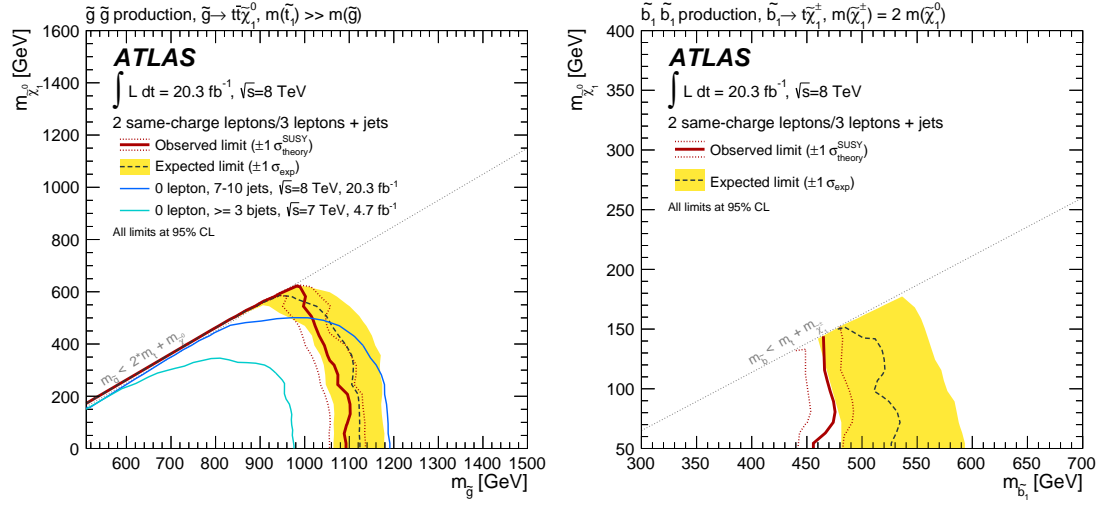


Figure 5.5. — Limites d'exclusion obtenues dans le cadre des modèles simplifiés  $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\bar{t}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  avec  $m_{\tilde{t}_1} \gg m_{\tilde{g}}$  (gauche) et  $\tilde{b}_1\tilde{b}_1 \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp \rightarrow t\bar{t}WW\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  avec  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$  (droite) obtenues à partir des données 2012 ( $\sqrt{s} = 8$  TeV). Source [128].

Des exclusions ont également été placées sur des modèles supersymétriques complets, notamment dans le cadre du modèle mSUGRA avec ou sans violation de la parité R. Ces exclusions, sont montrées sur la Figure 5.6. Le graphique de gauche, correspondant au cas où la parité R est conservée, montre une exclusion des gluinos de masse à  $\sim 1$  TeV pour des squarks de masse comprise entre 1 et 6 TeV. Le graphique de droite, correspondant à un modèle où la parité R est violée, montre des exclusions similaires impliquant cependant des masses associées aux squarks plus basses, comprises entre 1 et 2.4 TeV.

En conclusion, l'absence d'excès significatif observé dans des données 2012 a permis d'établir des limites d'exclusion associées à une grande variété de modèles. Dans le cadre des recherches de production de squarks ou de gluinos, l'analyse des états finaux avec deux leptons de même charge a permis de compléter l'analyse des états finaux hadroniques en donnant une sensibilité aux modèles avec un spectre de masse compressé (haute masse du neutralino).

#### 5.1.4. Perspectives avec les données issues des collisions à 13 TeV

L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions de protons de 8 à 13 TeV induit un accroissement considérable des sections efficaces de production des particules lourdes au LHC illustré par la Figure 5.7. Par exemple, la



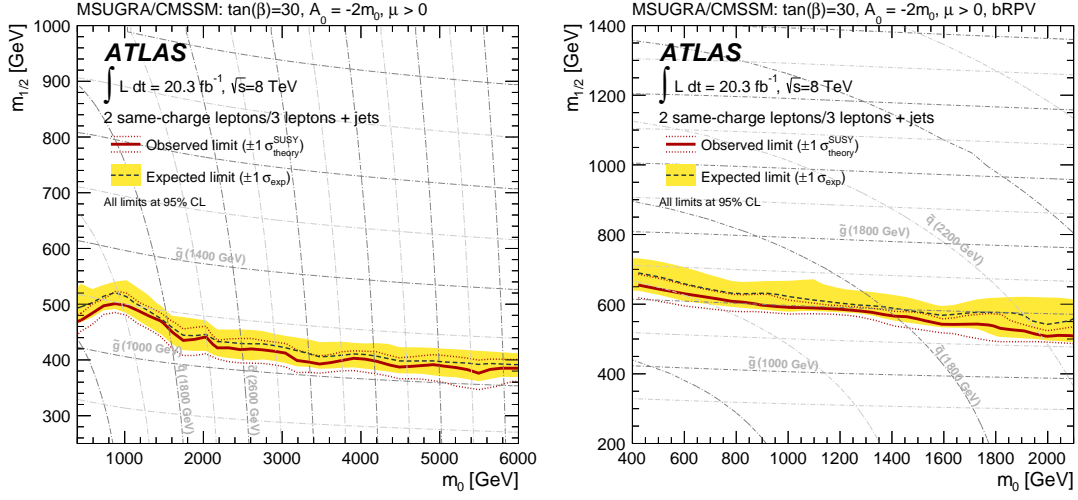


Figure 5.6. — Limites d'exclusion obtenues dans le cadre des modèles supersymétriques complets mSUGRA avec (gauche) et sans (droite) conservation de la parité R, obtenues à partir des données 2012 ( $\sqrt{s} = 8$  TeV). Source [128].

section efficace de production de paires de gluinos à  $m_{\tilde{g}} = 1.5$  TeV augmente d'un facteur 46 tandis que celle des principaux bruits de fond de l'analyse,  $VV$  et  $ttV$ , n'augmente que d'un facteur 2 et 3.6 respectivement. Cette configuration particulièrement favorable rend possible la découverte rapide de signaux supersymétriques avec peu de données. Dans cette perspective, une analyse simple et robuste a été favorisée pour l'étude des données 2015 à 13 TeV.

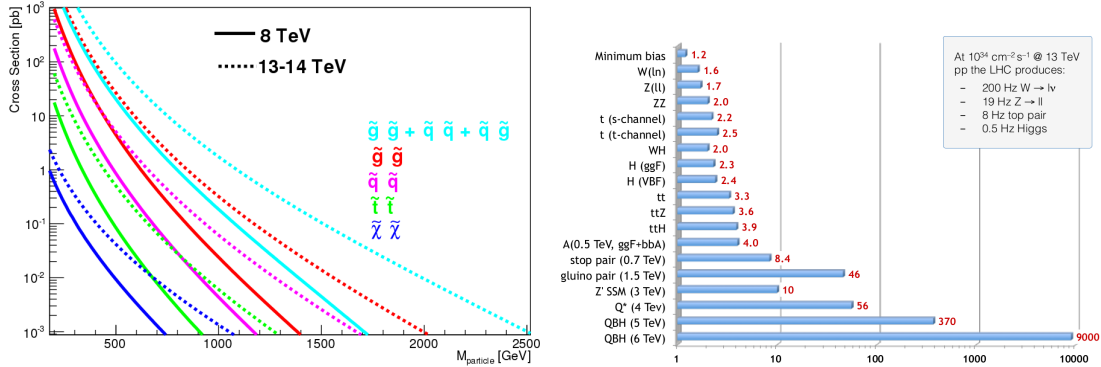


Figure 5.7. — Augmentation des sections efficaces de production due à l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions de protons de 8 à 13 TeV. Source [132].

## 5.2. Définition des régions de signal pour l'analyse des données 2015

### 5.2.1. Définition des objets

La recherche de gluinos et de squarks à partir de deux leptons de même charge met en jeu une grande variété d'objets. Les jets produits par le signal sont utilisés pour réduire le bruit de fond électro-faible (principalement  $VV$ ) tandis que les  $b$ -jets sont utilisés pour effectuer une catégorisation de régions de signal permettant de diminuer fortement la contribution du bruit de fond irréductible ( $VV$  ou  $t\bar{t}V$  selon les catégories, voir section 5.1.3). Enfin, l'identification des leptons joue un rôle crucial dans le rejet des processus  $V + \text{jets}$  et  $t\bar{t}$ , c'est pourquoi une attention toute particulière leur a été dédiée.

#### Jets

Les jets utilisés dans l'analyse sont définis à partir de l'algorithme anti- $k_t$  présenté dans la section 3.4.1 utilisant un paramètre de distance  $R = 0.4$ . Seuls les jets avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans l'acceptance  $|\eta| < 2.8$  sont considérés. Dans le but de réduire l'effet du bruit d'empilement, une coupure sur la proportion de traces contenues dans les jets associées au vertex primaire (JVT) est appliquée à bas  $p_T$  ( $p_T^{\text{jet}} < 50$  GeV) dans l'acceptance du trajectographe interne ( $|\eta| < 2.4$ ). Cette coupure permet une stabilisation de l'estimation du nombre de jets en fonction du bruit d'empilement.

#### $b$ -jets

L'identification des  $b$ -jets est faite en utilisant l'algorithme d'identification décrit dans la section 3.4.2. Le point d'opération associé à 70% d'efficacité d'identification des  $b$ -jets a été choisi, car il permet une bonne sensibilité pour la plupart des modèles considérés.

#### Leptons

Deux types d'erreur de mesure font de la sélection des leptons un élément crucial de l'analyse : d'une part, l'identification erronée d'objet en tant que lepton (faux lepton), d'autre part la mauvaise estimation de la charge des leptons. Les faux électrons sont principalement issus de hadrons légers arrêtés dans le calorimètre électromagnétique, de photon convertis, d'électrons issus de la désintégration de hadrons de saveur lourde reconstruits en tant qu'électrons isolés, tandis que les faux muons sont majoritairement issus des pions parvenant jusqu'au spectromètre à muon et des muons issus de la désintégration des kaons et des hadrons de saveur lourde. Ces deux erreurs de mesure permettent à des processus tels

que  $Z + \text{jets}$  ou  $t\bar{t}$ , produits en grande quantité au LHC, de contribuer aux régions de signal. Il est alors nécessaire d'appliquer des critères de sélection sévères afin de limiter autant que faire se peut la contribution de ces bruits de fond. Les différents critères de sélection des leptons sont présentés par la suite et résumés dans la Table 5.3.

	Électron pré-sélectionné	Muon pré-sélectionné
Acceptance	$p_T > 10 \text{ GeV }  \eta^{\text{clust}}  < 2.47$ sauf $1.37 <  \eta^{\text{clust}}  < 1.52$	$p_T > 10 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Identification	<b>Loose</b>	<b>Medium</b>
Distance angulaire	$\Delta R(e, \text{jet}) > 0.4$	$\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.4$
Paramètre d'impact	$ d_0/\sigma(d_0)  < 5.0$	
	Électron de signal	Muon de signal
Identification	<b>TightLLH</b> $ \eta  < 2.0$	- -
Isolation	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.06$ $p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varcone30}}/p_T < 0.06$
Paramètre d'impact	$ z_0 \cdot \sin(\theta)  < 0.5 \text{ mm}$	$ z_0 \cdot \sin(\theta)  < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 3.0$

Table 5.3. – Critères de pré-sélections (haut) et de sélections sévères (bas) des électrons et des muons.

## Électrons

Les électrons sont sélectionnés à partir du point de fonctionnement le plus sévère (*tight*) de l'algorithme d'identification décrit dans la section 3.1.3. Afin de réduire la contribution des faux leptons issus de la désintégration de  $b$ -jets ainsi que le taux de mauvaise mesure de la charge des électrons, les électrons doivent également passer des coupures additionnelles sur leurs paramètres d'impact ( $|d_0/\sigma_{d_0}| < 5$  et  $|z_0 \cdot \sin(\theta)| < 0.5$ ). Un rejet supplémentaire des faux électrons issus de l'hadronisation des quarks (de saveur lourde ou légère) est finalement obtenu en ajoutant des critères sévères sur l'isolation des traces et du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Plus précisément, la somme des  $p_T$  des traces vérifiant  $p_T > 1 \text{ GeV}$  situées dans un cône  $\Delta R(e, \text{trace}) < 0.2$  centré sur la trace de l'électron (la trace associée à l'électron n'est pas considérée), doit représenter moins de 6% de l'énergie transverse totale de l'électron. De manière similaire, le dépôt d'énergie dans un cône  $\Delta R(e, \text{amas}) < 0.2$  centré sur le dépôt d'énergie de l'électron, doit représenter au plus 6% de l'énergie déposée par l'électron, après soustraction de l'énergie transverse de l'électron et du bruit

d'empilement. Ces coupures d'isolation ont été mises au point en comparant les sensibilités aux signaux supersymétriques obtenues à partir des divers critères d'isolation proposés par les groupes de performance.

A grande pseudo-rapacité, un accroissement de la quantité de matière en amont des calorimètres est observé, induisant une augmentation du taux de mauvaise mesure de la charge des électrons et de la quantité de faux électrons. Afin de limiter la contribution de ce type de bruit de fond, les électrons de grande pseudo-rapacité ( $|\eta| > 2$ ) ne sont pas considérés dans le cadre de cette analyse. Cette réduction d'acceptance permet de supprimer 30% du bruit de fond issu de la mauvaise mesure de la charge et 21% de celle issue des faux électrons, en ne réduisant que de 5 – 7% la contribution du signal supersymétrique  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$ <sup>h</sup>. Pour des raisons similaires, les électrons reconstruits dans la régions  $1.37 < |\eta| < 1.52$ , correspondant à une région pauvrement instrumentée du calorimètre électromagnétique (transition entre tonneau et bouchons), ne sont pas considérés dans l'analyse.

## Muons

Le point de fonctionnement *medium* du critère d'identification des muons décrit dans la section 3.2 a été sélectionné car il permet un rejet performant des faux muons (voir section 5.3), tout en conservant plus de 98% de vrais muons. De plus, la somme des  $p_T$  des traces avec  $p_T > 1$  GeV dans un cône  $\Delta R(\mu, \text{trace}) < 0.3$ <sup>i</sup> (la trace associée au muon n'est pas considérée) doit représenter moins de 6% de l'énergie transverse totale du muon. Le choix de cette coupure d'isolation est également le résultat d'une étude spécifique à l'analyse. Enfin, une coupure sévère sur le paramètre d'impact permet de réduire la contribution des  $b$ -jets identifiés comme des leptons.

## Pré-sélection des leptons

Malgré les critères de sélection sévères utilisés, la quantité de faux leptons reste suffisamment importante pour induire un bruit de fond important. Ce bruit de fond est estimé à partir de la réponse des vrais et des faux leptons à ces critères, comme détaillé dans la section 5.3. Ces réponses sont quantifiées à partir de la mesure d'efficacités et nécessitent donc la définition de critères de sélection relâchés. Ces critères doivent d'une part être suffisamment relâchés pour permettre une estimation robuste vis-à-vis des différentes sources d'incertitudes, et d'autre part relativement proches de ceux utilisés dans les régions de signal, afin de li-

h. Des événements contenant au moins un  $b$ -jet ont été utilisés pour ces estimations.

i. Le fait de considérer un cône d'isolation plus large que dans le cas des électrons rend la coupure plus sévère. Cela compense l'absence de coupure sur l'isolation calorimétrique.

miter les incertitudes systématiques associées à cette estimation.

La définition de critères de sélection relâchés est également nécessaire à la procédure de résolution de conflit de définition des objets physiques. Cette procédure est motivée par le fait que les divers objets intervenant dans l'analyse sont reconstruits de manière indépendante, si bien que l'interaction avec le détecteur d'une unique particule peut entraîner sa reconstruction en plusieurs objets de nature différente. Par exemple, l'énergie déposée par un électron dans les calorimètres entraîne non seulement la reconstruction d'un objet électron mais aussi celle d'un jet. Ce conflit est en général résolu en ne retenant que l'électron si ce dernier passe également certaines coupures d'identification<sup>j</sup>. Utiliser des électrons sélectionnés par des coupures trop sévères entraînerait l'identification de faux jets issus des électrons isolés, ne passant pas les coupures de sélection. Dans le cadre de cette analyse, cela entraînerait une augmentation de la contribution des processus  $VV$  aux régions de signal, qu'il est préférable d'éviter.

Les critères de sélection relâchés sont résumés dans la partie haute de la Table 5.3. Les coupures d'isolation utilisées pour la définition des électrons et des muons de signal sont supprimées. Dans le cas des électrons, le critère d'identification utilisé est relâché (*loose*) tandis que le critère sur le paramètre d'impact transverse est maintenu afin de réduire le taux des mauvaises mesures de charge. L'acceptance considérée est étendue à  $|\eta| < 2.47$  pour la procédure de suppression de recouvrement d'objets, afin d'éviter d'identifier les leptons reconstruits dans la région  $2. < |\eta| < 2.47$  comme des jets. Dans le cas des muons, les coupures sur les paramètres d'impact sont retirées afin de stabiliser les estimations de faux leptons vis-à-vis des fluctuations statistiques.

### Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, est définie à partir des objets finaux reconstruits et calibrés, en utilisant les traces pour l'estimation du terme de basse énergie, ce qui permet une meilleure stabilité par rapport au bruit d'empilement (voir section 3.5).

## 5.2.2. Sélection des événements

### Déclenchement

Comme discuté dans le chapitre 2, le taux de collisions de protons produites par le LHC est bien trop important pour enregistrer l'ensemble des données. Il

---

j. Dans le cadre de l'analyse des données 2015, le jet est conservé si ce dernier est identifié comme étant un  $b$ -jet, car il est alors probable que l'électron reconstruit provienne de la désintégration du quark  $b$ .

est alors nécessaire de définir des critères déclenchant la prise de données. Or, comme discuté dans la section 4.5.2, la résolution des variables discriminantes utilisées pour ces critères peuvent introduire des inefficacités, modifiant potentiellement les performances de l'analyse. Afin de pouvoir corriger ces biais les critères de déclenchement de l'analyse doivent être définis avec précision.

La prise de données est déclenchée par la mesure en temps réel d'une énergie transverse manquante supérieure à 70 GeV. Afin de compenser la perte d'efficacité issue de la résolution appauvrie de l'énergie transverse manquante mesurée en-ligne, ce critère est complété par l'identification de paires de leptons lorsque l'énergie transverse manquante mesurée hors-ligne est inférieure à 250 GeV. Ces leptons doivent passer des critères d'identification moyens (*medium*) pour les muons et relâchés (*loose*) pour les électrons correspondant aux critères d'identification utilisés pour la pré-sélection des leptons. Les seuils en impulsion transverse des leptons dépendent de la saveur des leptons. Un seuil en énergie de 12 GeV est considéré pour les paires d'électrons. Si les leptons sont de saveurs différentes, un seuil en énergie de 17 GeV et de 14 GeV est considéré pour l'électron et pour le muon respectivement. Enfin, dans le cas de paires de muons, un seuil en énergie asymétrique est utilisé avec 18 GeV pour le premier muon et 8 GeV pour le second.

### Critère sur le nombre de leptons

Dans le cadre de l'analyse des données 2012, les états finaux avec exactement deux leptons de même charge et ceux avec au moins trois leptons ont été considérés séparément. Cependant, le peu de luminosité attendu en 2015 ainsi que la volonté de simplifier l'analyse ont poussé à regrouper ces deux catégories en une sélection de leptons unique. La définition optimale pour cette sélection s'est avérée être la suivante : deux leptons signal avec un  $p_T^{l_{1,2}} > 20$  GeV accompagnés d'un éventuel troisième lepton avec un  $p_T^{l_3} > 10$  GeV. Si seulement deux leptons sont présents, ces derniers doivent avoir une charge identique. Par ailleurs, pour l'état final caractérisé par l'absence de  $b$ -jets et d'au moins trois jets, considérer uniquement l'état final avec trois leptons s'est révélé être un choix plus optimal.

### 5.2.3. Présentation des régions de signal

Quatre processus typiques, présentés dans la Figure 5.8, ont été utilisés pour la définition des régions de signal. De manière similaire à l'analyse des données 2012 (cf. section 5.1.3), ces dernières ont été catégorisées en fonction du nombre de ( $b$ )-jets dans l'état final.

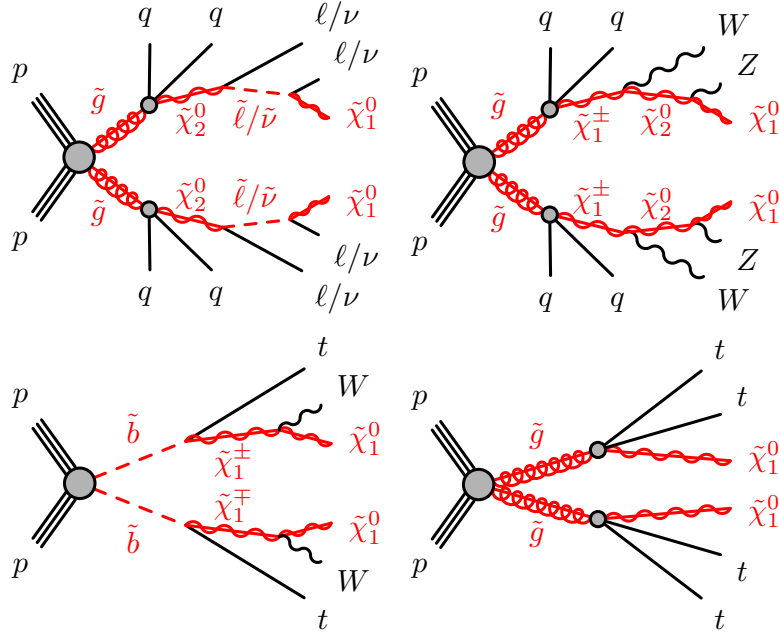


Figure 5.8. — Diagrammes de Feynman des processus utilisés pour l’optimisation des quatre régions de signal.

— *Aucun  $b$ -jet*

Cet état final permet de tester les modèles impliquant des squarks de première et seconde génération. Les processus  $t\bar{t}V$  produisant deux quarks  $b$  à l’ordre de l’arbre, leur contribution est fortement réduite en exigeant l’absence de  $b$ -jets reconstruits dans l’état final. La contribution des processus  $VV$  est quant à elle réduite en imposant un nombre minimum de jets d’impulsion transverse supérieure à 50 GeV. Deux critères sur le nombre de jets, permettant de jouer sur la sensibilité aux différents processus supersymétriques, ont été retenus :

— *Au moins trois jets :  $SR0b3j$*

Cet état final cible plus principalement les modèles  $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}l\bar{l} \rightarrow q\tilde{q}l\bar{l}\tilde{\chi}_1^0$  (diagramme de la Figure 5.8, haut-gauche), produisant peu de jets dans l’état final. La présence de quatre leptons à l’ordre de l’arbre motive l’utilisation de la sélection à trois leptons.

— *Au moins cinq jets :  $SR0b5j$*

Cet état final est particulièrement intéressant pour le test des modèles  $\tilde{g} \rightarrow qqWZ\tilde{\chi}_1^0$  (diagramme de la Figure 5.8, haut-droit). En effet, les bosons  $Z$  et  $W$  se désintégrant préférentiellement en paire de quarks, un grand nombre de jets est généralement produit dans l’état final, ce

qui permet d'utiliser une coupure relativement sévère sur le nombre de jets ( $N_{\text{jet}}^{50} \geq 5$ ) et ainsi de rejeter efficacement le bruit de fond  $VV$ .

— *Au moins un  $b$ -jet : SR1b*

Cet état final permet de tester les modèles produisant une paire de quarks  $b$  dans l'état final tels que la production de paires de squarks sbottoms se désintégrant en un chargino et un quark top, illustrée par le diagramme de Feynman en bas à gauche de la Figure 5.8. Cette région de signal bénéficie d'une contribution  $VV$  réduite par la coupure sur le nombre de  $b$ -jets.

— *Au moins trois  $b$ -jets : SR3b*

Cette région de signal cible les processus produisant au moins deux paires de quarks  $b$  à l'ordre de l'arbre, tels que la désintégration de gluinos en paires de quark top et un neutralino, illustrée par le diagramme de Feynman en bas à droite de la Figure 5.8. La contribution des deux bruits de fond majoritaires,  $VV$  et  $ttV$  y est fortement réduite, si bien qu'il est possible d'appliquer une sélection des événements relâchée<sup>k</sup>, permettant une meilleure sensibilité aux modèles avec de faibles différences de masse entre le gluino et le neutralino.

De manière similaire à l'analyse des données à 8 TeV, des coupures additionnelles sur l'énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) et la masse effective ( $m_{\text{eff}} = \sum p_T^l + \sum p_T^{\text{jet}} + \sum E_T^{\text{miss}}$ ) complètent celles sur le nombre de leptons et de ( $b$ -)jets et sont présentées dans la Table 5.4. Elles ont été optimisées de manière à obtenir la meilleure sensibilité aux processus présentées dans la Figure 5.8<sup>l</sup>, tout en étant suffisamment lâches pour permettre de garder une bonne sensibilité au plus grand nombre de processus supersymétriques possible. Des coupures relâchées sont également préférées car elles permettent de rester sensible aux modèles avec des spectres de masses compressés. En effet, si la masse du neutralino est proche de celle du squark ou du gluino, les particules intermédiaires et les neutralinos seront produits avec une faible impulsion transverse, induisant une masse effective et une énergie transverse manquante réduites. Les coupures sur la masse effective varient alors entre 550 GeV (SR0b3j et SR1b) et 650 GeV (SR3b et SR0b5j), tandis que les coupures sur l'énergie transverse manquante varient entre 125 (SR0b5j et SR3b) et 200 GeV (SR0b3j). Les coupures plus strictes utilisées pour la région de signal SR0b3j ( $E_T^{\text{miss}} > 200$  GeV) sont motivées par la présence d'un bruit de fond électro-faible ( $VV$ ) plus important, induit par l'utilisation de critères plus souples sur le nombre de ( $b$ -)jets.

k. Notamment sur le nombre de jets et l'énergie transverse manquante.

l. Un ensemble de spectre de masse est considéré pour l'optimisation afin de ne pas définir des coupures uniquement adaptées à une configuration donnée. Les bruits de fond sont estimés à partir de la simulation avec une erreur systématique associée de 40%.



Région de signal	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
$N_{\text{lep}}^{\text{signal}}$	$\geq 3$	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$
$N_{b\text{-jet}}^{20}$	$= 0$	$= 0$	$\geq 1$	$\geq 3$
$N_{\text{jet}}^{50}$	$\geq 3$	$\geq 5$	$\geq 4$	–
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ [GeV]	$\geq 200$	$\geq 125$	$\geq 150$	$\geq 125$
$m_{\text{eff}}$ [GeV]	$\geq 550$	$\geq 650$	$\geq 550$	$\geq 650$

Table 5.4. – Définition des régions de signal retenues pour l’analyse des données 2015.

## 5.3. Estimation des faux leptons

Comme énoncé précédemment, plusieurs types d’objets peuvent être faussement identifiés comme des leptons isolés (cf. section 5.2.1), permettant à des processus normalement rejetés par les critères sur la charge et le nombre de leptons de contribuer aux régions de signal. Dans les régions de signal présentées dans la section 5.2, plus de 90% de ce bruit de fond est issu des processus  $t\bar{t}$ . Les faux leptons à l’origine de ce bruit de fond sont majoritairement issus de  $b$ -jets lorsqu’au moins un  $b$ -jet n’est pas identifié, et des jets de saveur légère lorsque les deux  $b$ -jets produits dans la désintégration des quarks top sont identifiés (les faux leptons issus des  $b$ -jets sont rejetés lors de la procédure de suppression de recouvrement). De tels processus, issus de l’interaction forte, ne sont pas simulés avec une précision suffisante pour permettre leur évaluation à partir de la simulation. C’est pourquoi il a été décidé d’estimer ce bruit de fond dans les données. Cette section présente en détails la méthode et les résultats obtenus à partir de l’ensemble des données 2015, dont la luminosité intégrée représente  $3.2\text{fb}^{-1}$ .

### 5.3.1. Méthode d’estimation

Dans le cas d’une région de signal à un lepton, la quantité de bruit de fond issu des faux leptons peut être estimée à partir de la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} N_S \\ N_L \end{pmatrix} = \Lambda \cdot \begin{pmatrix} N_R \\ N_F \end{pmatrix}$$

avec

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \epsilon & \xi \\ (1 - \epsilon) & (1 - \xi) \end{pmatrix}$$

Cette équation matricielle permet en effet de déduire, à partir du nombre de leptons pré-sélectionnés passant ( $N_S$ ) ou non ( $N_L$ ) les critères de sélection

de l'analyse, le nombre de faux leptons  $N_F^m$ , à partir d'efficacité  $\epsilon$  ( $\xi$ ), définie comme la fraction de (faux) leptons passant les coupures de sélection sévères de l'analyse. La quantité  $N_F$  correspond au nombre de faux leptons passant les critères de pré-sélection, si bien qu'il faut la multiplier par l'efficacité  $\xi$  pour obtenir le nombre d'événements contenant un faux lepton dans les régions de signal. Une généralisation de cette méthode, permettant de considérer un nombre quelconque de leptons dans la définition des régions de signal, est utilisée dans le cadre de cette analyse (voir annexe A). L'hypothèse sous-jacente à cette méthode est que les efficacités  $\xi$  et  $\epsilon$ , mesurées dans des régions de contrôles dédiées, sont identiques à celles des faux et vrais leptons intervenant dans les régions de signal. Cette hypothèse n'est en général pas complètement vérifiée, si bien que des incertitudes systématiques sont placées pour couvrir ces différences. Enfin, les efficacités  $\xi$  et  $\epsilon$  doivent également être suffisamment différentes pour permettre une bonne stabilité de la méthode vis-à-vis des différentes sources d'incertitudes statistiques et systématiques.

Les erreurs de mesure de la charge sont principalement dues à l'émission d'un rayonnement de freinage important, si bien que les efficacités des leptons dont la charge est mal mesurée sont en général réduites. Afin d'éviter tout double comptage, la contribution des électrons dont la charge est mal mesurée doit alors être soustraite du nombre de leptons dans les régions de signal ( $N_S$  et  $N_L$ ), la contribution de ces derniers aux régions de signal étant estimée indépendamment (voir la section 5.4.1). Le taux de mauvaise mesure de la charge des leptons doit alors être estimé non seulement pour les leptons passant les sélections de signal, mais aussi pour ceux les échouant. L'utilisation de la coupure sur le paramètre d'impact transverse dans la définition des critères de pré-sélection des électrons prend alors tout son sens car elle permet de réduire le taux de mauvaise mesure de la charge et ainsi diminuer l'impact de ses incertitudes dans la mesure du bruit de fond issu des faux leptons.

Les efficacités  $\xi$  et  $\epsilon$  dépendent fortement de l'impulsion transverse et de la nature de l'objet considéré (électron ou muon). Le nombre de faux leptons estimé à partir de l'équation matricielle peut alors être biaisé, si la forme des distributions cinématiques des leptons diffère entre les régions de mesure des efficacités et les régions de signal. Ce problème peut être contourné en calculant la probabilité  $\omega$  de contenir au moins un faux lepton pour chaque événement<sup>n</sup> définie de la manière suivante :

$$\omega = \begin{pmatrix} 0 & \xi \end{pmatrix} \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

---

m. La variable  $N_R$  correspond au nombre de leptons réels.

n. Cela est possible grâce à la linéarité des équations utilisées.

lorsque le lepton reconstruit passe les critères de sélection de signal. L'estimation du bruit de fond total devient alors la somme de ces poids statistiques. Ce changement de formulation permet alors de paramétrer les efficacités en fonction de la nature et de la cinématique ( $p_T$ ,  $|\eta|$  etc..) des leptons observés dans les régions de signal, amenant une amélioration notable de l'estimation du bruit de fond issu des faux leptons.

### 5.3.2. Mesure des efficacités des faux leptons ( $\xi$ )

#### Méthode de mesure

Les efficacités des faux leptons  $\xi$  sont mesurées à partir d'événements  $t\bar{t}$ , principal processus entrant dans les régions de signal des suites de l'identification erronée d'un lepton. La composition en faux leptons ainsi que leur cinématique seront alors similaires dans les régions de signal et dans la région de mesure des efficacités  $\xi$ , limitant les incertitudes systématiques associées. Les processus  $t\bar{t}$  sont sélectionnés en imposant la présence d'au moins un  $b$ -jet et exactement deux leptons passant la pré-sélection. Un lepton, le *tag*, est utilisé pour renforcer l'identification du processus  $t\bar{t}$ . Il doit être de saveur muonique, passer les coupures d'identification de signal et avoir une impulsion transverse supérieure à 40 GeV. Un lot enrichi en faux leptons est ensuite obtenu exigeant que la charge du deuxième lepton, utilisé pour la mesure, soit identique à celle du tag<sup>o</sup>. Il suffit alors de soustraire au numérateur et au dénominateur des efficacités, la contribution des événements dans lesquels la charge d'un lepton est mal mesurée et celle des processus rares ( $VV$ ,  $t\bar{t}V$ , etc..), pour obtenir une mesure des efficacités de faux leptons non biaisée.

Les performances des critères de sélection peuvent fortement dépendre de l'impulsion transverse. Plusieurs intervalles en  $p_T$  sont alors considérés pour la mesure des efficacités  $\xi$ . Le manque de statistique restreint cependant le nombre d'intervalles à respectivement 2 pour les électrons ( $10 < p_T < 20$  GeV et  $p_T > 20$  GeV) et 3 pour les muons ( $10 < p_T < 15$  GeV,  $15 < p_T < 20$  GeV et  $p_T > 20$  GeV).

#### Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'incertitudes systématiques sont considérées pour les mesures d'efficacités  $\xi$  :

---

o. Les événements  $t\bar{t}$  produisant des leptons de charges opposés, les leptons de charge identique peuvent être reconstruits à partir de ces événements uniquement si la charge d'un des leptons est mal mesurée, ou si l'un des deux leptons est reconstruit à partir d'un ( $b$ -)jet. En effet, la charge des faux leptons étant *a priori* attribuée de manière arbitraire, la présence d'un faux lepton peut générer la reconstruction (erronée) de leptons de même charge.

— **Normalisation des simulations**

La soustraction de la contribution des processus rares pouvant produire des paires de leptons de même charge, est effectuée à partir des simulations. La propagation des incertitudes liées à la simulation (luminosité, section efficace, etc ...) dans les mesures d'efficacitées  $\xi$  est estimée en faisant varier le facteur de normalisation de ces simulations de 30% (cf. section 5.4.2).

— **Impulsion transverse du faux lepton**

A partir d'une impulsion transverse supérieure à 20 GeV, les mesures des efficacitées sont inclusives. L'impact de la dépendance en  $p_T$  des efficacitées à  $p_T > 20$  GeV a été estimé dans les simulations.

— **Nombre de  $b$ -jets**

Le nombre de  $b$ -jets reconstruits dans l'état final influe directement sur la composition en faux leptons et a donc un impact important sur les efficacitées mesurées. Une erreur systématique est alors estimée en comparant dans les simulations les efficacitées mesurées à partir d'événements contenant au moins un  $b$ -jet reconstruit avec celles mesurées dans les événements contenant deux  $b$ -jet reconstruits. Ces incertitudes représentent 30% des valeurs d'efficacitées.

— **Variables cinématiques**

Les variables discriminantes utilisées dans la définition des régions de signal, telles que  $n_{jets}$ ,  $E_T^{miss}$  ou  $m_{eff}$ , peuvent également induire une sélection de topologies différentes, dans lesquelles les efficacitées  $\xi$  sont potentiellement différentes de celles mesurées dans les données. L'étude de la dépendance des efficacitées en fonction de ces variables cinématiques a permis d'assigner une incertitude systématique de 30% couvrant cet effet.

Afin de couvrir tout ces effets, l'incertitude d'extrapolation aux régions de signal est assignée à 50% des efficacitées. En ajoutant les effets de la soustraction du bruit de fond rare ( $VV$ ,  $t\bar{t}V$  etc..), l'incertitude représente entre 50% et 60% des efficacitées.

## Résultats

Les résultats de la mesure des efficacitées des faux leptons sont présentés dans les Tables 5.5 (électrons) et 5.6 (muons). Les efficacitées des faux électrons mesurées dans les données augmentent en fonction de l'impulsion transverse passant de 7.6% ( $10 < p_T < 20$  GeV) à 12.3% ( $p_T > 20$  GeV), malgré une efficacité stable en fonction de  $p_T$  à  $\sim 5\%$  prédite par les simulations. Dans le cas des muons, l'efficacité prédite par les simulations Monte Carlo est également stable à  $\sim 10\%$  tandis qu'une efficacité décroissante passant de 19% ( $10 < p_T < 15$  GeV) à 12%

	$10 < p_T < 20 \text{ GeV}$	$p_T > 20 \text{ GeV}$
Données	$0.076 \pm 0.014 \text{ (stat)} \pm 0.038 \text{ (syst)}$	$0.123 \pm 0.024 \text{ (stat)} \pm 0.065 \text{ (syst)}$
MC	$0.047 \pm 0.001 \text{ (stat)}$	$0.042 \pm 0.001 \text{ (stat)}$

Table 5.5. – Efficacités  $\xi$  associées aux faux électrons mesurées à partir d'événements simulés et dans les données 2015.

	$10 < p_T < 15 \text{ GeV}$	$15 < p_T < 20 \text{ GeV}$	$p_T > 20 \text{ GeV}$
Données	$0.187 \pm 0.026 \text{ (stat)} \pm 0.094 \text{ (syst)}$	$0.133 \pm 0.034 \text{ (stat)} \pm 0.066 \text{ (syst)}$	$0.116 \pm 0.035 \text{ (stat)} \pm 0.059 \text{ (syst)}$
MC	$0.131 \pm 0.002 \text{ (stat)}$	$0.103 \pm 0.002 \text{ (stat)}$	$0.113 \pm 0.002 \text{ (stat)}$

Table 5.6. – Efficacités  $\xi$  associées aux faux muons mesurées à partir d'événements simulés et dans les données 2015.

( $p_T > 20 \text{ GeV}$ ) est mesurée dans les données. De manière générale, les efficacités associées aux électrons sont inférieures à celles des muons. Cela est principalement dû au fait que des critères d'identification différents sont utilisés pour la sélection relâchée (*loose*) et la sélection principale (*tight*) des électrons, tandis qu'un même critère d'identification est utilisé pour les muons pour les deux niveaux de sélection. Les différences d'efficacité observées entre données et simulations illustrent par ailleurs les limitations de la modélisation des faux leptons et valident *a posteriori* le choix d'estimer la contribution des faux leptons dans les données.

### 5.3.3. Mesures des efficacités des leptons réels ( $\epsilon$ )

Cette section détaille le travail effectué pour la mesure des efficacités des leptons réels. Dans un premier temps, la contribution aux efficacités des différentes coupures de sélection obtenues à partir des simulations seront décrites dans la sous-section 5.3.3.1. La mesure des efficacités des leptons réels avec des événements  $Z \rightarrow ll$ , utilisée pour l'estimation du bruit de fond issu des faux leptons, sera ensuite présentée dans la sous-section 5.3.3.2. L'évaluation des incertitudes systématiques d'extrapolation aux régions de signal sera ensuite décrite dans la sous-section 5.3.3.3. Il sera alors possible de discuter des efficacités obtenues ainsi que de la contribution de chacune des sources d'incertitudes dans la section 5.3.3.4. Enfin, une méthode alternative de mesure des efficacités utilisant des événements  $t\bar{t}$ , mise au point afin de permettre de mesurer ces efficacités à partir de topologies proches de celles de régions de signal, sera présentée dans la sous-section 5.3.3.5.

### 5.3.3.1. Description des efficacités

La Figure 5.9 montre les efficacités estimées à partir des simulations, associées aux différentes coupures entrant dans la définition des leptons de signal. Ces efficacités sont calculées dans les simulations à partir de processus  $Z \rightarrow ll$ , utilisés pour la mesure des efficacités dans les données (haut). Les efficacités des leptons issus de la désintégration de paires de quarks top, principale source de faux leptons (milieu), sont également montrées. Pour finir, les efficacités des leptons issus des processus supersymétriques  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}$  avec une faible différence de masse entre le gluino et le neutralino, sont montrées dans la partie basse de la figure. Ces processus ont été choisis car ils représentent un type de signal important pour l'analyse se démarquant par sa sensibilité aux scénarios de spectre de masse compressé.

#### Efficacités des électrons

Les efficacités des coupures entrant dans la définition de la sélection des électrons de signal sont discutées par la suite :

— **Identification : différence entre les sélections loose et tight**

Les efficacités associées à la coupure d'identification (points rouges) sont de l'ordre de 80% pour  $p_T < 25$  GeV, 85% pour  $p_T[25 - 60]$  GeV et atteignent un plateau à 95% pour  $p_T > 80$  GeV. La contribution de cette coupure aux efficacités est dominante pour les électrons avec une impulsion transverse supérieure à 25 GeV. Il est intéressant de remarquer que les efficacités associées à cette coupure dépendent peu du processus considéré.

— **Isolation calorimétrique :  $E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.06$**

Quel que soit le processus considéré, cette coupure domine les efficacités à basse impulsion transverse ( $p_T < 25$  GeV), avec des efficacités associées particulièrement basses variant de 60 – 65% ( $p_T[10 - 15]$  GeV) à 80% ( $p_T[20 - 25]$  GeV). Les efficacités d'isolation calorimétrique (points mauves) augmentent ensuite jusqu'à atteindre un plateau à  $\sim 80$  GeV. Les efficacités atteintes par ce plateau dépendent quant à elles du processus considéré. Dans le cas des processus  $Z \rightarrow ll$  et  $t\bar{t}$ , elles atteignent des valeurs supérieures à  $\sim 98\%$ , bien au delà des efficacités des critères d'identification. Inversement, dans le cas des événements de signal  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}$  elles sont du même ordre de grandeur que les efficacités d'identification ( $\epsilon^{\text{Caloiso}} \sim 95\%$ ). La diminution des efficacités d'isolation calorimétrique est interprétée comme une conséquence de l'activité hadronique induite par le grand nombre de jets présents dans l'état final.

— **Isolation de trace :  $p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.06$**

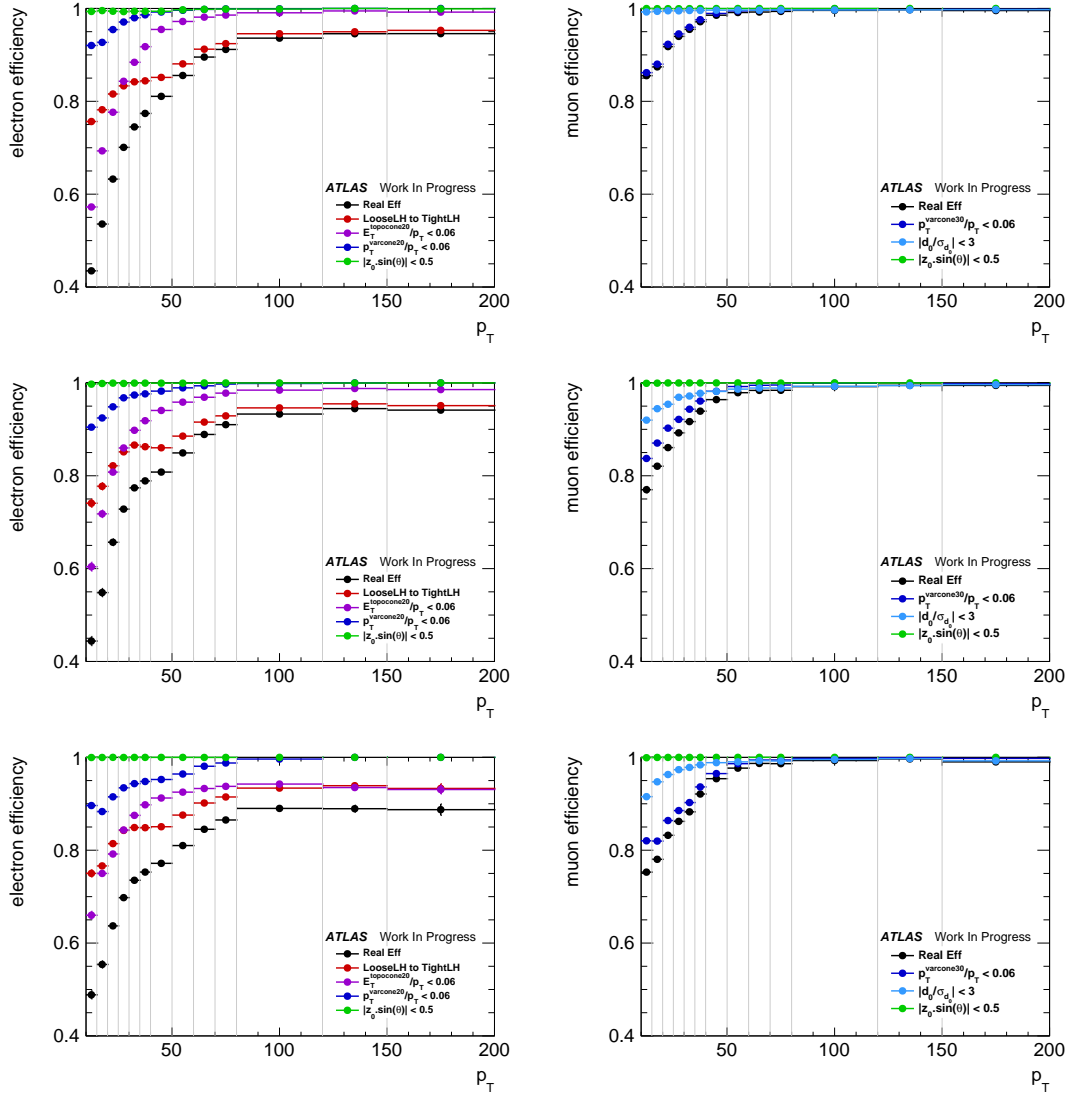


Figure 5.9. — Efficacités en fonction de  $p_T$  (à partir de 10 GeV) associées à chaque coupe entrant dans la définition de la sélection stricte des leptons pour différents processus. Les électrons (gauche) et les muons (droite) ont été sélectionnés dans des simulations dédiées à partir de l'information de vérité des générateurs. Les graphiques correspondent respectivement aux processus  $Z \rightarrow ll$  (haut),  $t\bar{t}$  (milieu) et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}_1^{(*)} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (bas) avec un spectre de masse compressé.

Des efficacités relativement hautes sont associées à cette coupure (points bleus) avec  $\sim 93\%$  à  $p_T < 20$  GeV et supérieures à  $98\%$  pour  $p_T > 40$  GeV.

— **Paramètre d'impact longitudinal** :  $|z_0 \cdot \sin(\theta)| < 0.5mm$

Cette coupure (points verts), principalement utilisée pour s'assurer de la qualité des électrons reconstruits, a un impact marginal sur les efficacités pour l'ensemble des processus considérés.

### Efficacités des muons

De manière similaire aux électrons, les efficacités des coupures entrant dans la définition de la sélection des muons de signal sont discutées par la suite :

- **Isolation de trace** :  $p_T^{\text{varcone30}}/p_T < 0.06$

La contribution de cette coupure aux efficacités réelles est dominante quelle que soit le processus ou l'impulsion transverse considérés. Les efficacités associées à cette coupure (points bleus), de l'ordre de 85% à bas  $p_T$  ( $p_T[10 - 15]$  GeV) augmentent rapidement pour atteindre des valeurs supérieures à 98% pour une impulsion transverse de 50 GeV. L'efficacité associée à cette coupure dépend légèrement du modèle considéré, baissant de quelques pourcent lorsque le nombre de ( $b$ )-jets présents dans le voisinage du muon augmente.

- **Paramètre d'impact transverse** :  $|d_0/\sigma_{d_0}| < 3$

L'impact de cette coupure est marginal dans le cas des événements  $Z$ . Par ailleurs, dans le cas des événements  $t\bar{t}$  et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}^{(*)}$ , dans lesquels le muon est produit de paire avec un  $b$ -jet, l'impact de la coupure sur le paramètre d'impact transverse n'est plus négligeable. Les efficacités associées (points azurs) varient alors entre 90 (95)% dans l'intervalle  $10 (15) < p_T < 15 (20)$  GeV et  $> 99\%$  pour  $p_T > 50$  GeV. Dans le cas d'une topologie contenant des quarks top boostés (non illustré par la Figure 5.9), l'impact de la coupure sur  $d_0/\sigma_{d_0}$  est également non négligeable à haut  $p_T$  avec une efficacité associée de l'ordre de 97% dans l'intervalle [80-120] GeV.

- **Paramètre d'impact longitudinal** :  $|z_0.\sin(\theta)| < 0.5$

De manière similaire aux électrons, cette coupure (points verts) a un impact marginal sur les efficacités pour l'ensemble des processus considérés.

Les efficacités totales (points noirs) dépendent donc non seulement de l'impulsion transverse du lepton, mais aussi de la topologie de l'événement considéré. Dans le cas des électrons, la dépendance à la topologie induite par les coupures d'isolation est présente quelle que soit l'impulsion transverse. Pour les muons, cette dépendance est principalement induite par la coupure sur le paramètre d'impact transverse et est donc majoritairement observée à bas  $p_T$ . Il est alors nécessaire d'assigner une incertitude systématique couvrant les différences d'efficacités observées entre les régions où sont mesurées les efficacités et les régions de signal (voir sous-section 5.3.3.3).



### 5.3.3.2. Mesure des efficacités à partir d'événements $Z$

#### Description de la méthode

La méthode utilisée pour mesurer l'efficacité des leptons à partir d'événements  $Z$  est la méthode *tag-and-probe* standard [96]. Cette méthode repose sur l'identification de la désintégration de bosons  $Z$  en paires de leptons à partir la masse invariante de ces derniers, notée  $m_{ll}$ . Un lepton appelé le *tag*, utilisé pour identifier l'événement, doit passer les coupures de sélection strictes définies dans la Table 5.3, avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et être associé à l'objet reconstruit en-ligne ayant déclenché l'acquisition d'événements. L'autre lepton, appelé *probe*, est utilisé pour les mesures d'efficacités et doit simplement passer les coupures de sélection relâchées de l'analyse. Les processus  $Z \rightarrow ll$  sont ensuite sélectionnés en demandant que les leptons *tag* et *probe* soient de même saveur, de charges opposées et que leur masse invariante soit proche de la masse du  $Z$  ( $80 < m_{ll} < 100$  GeV). Dans le but d'éviter tout biais induit par le choix des paires de leptons *tag* et *probe*, aucune restriction sur le nombre de paires n'est appliquée et les leptons de chaque paire sont considérés tour à tour comme potentiels *tag*, ce qui permet également d'augmenter la statistique disponible.

La pré-sélection des leptons permet d'obtenir un lot peu contaminé en faux leptons. Cependant, dans les régions à bas  $p_T$ , la contamination peut être suffisante pour biaiser la mesure, comme l'illustre la Figure 5.10 montrant la comparaison entre données et simulations des distributions en masse invariante des paire d'électrons utilisés par la méthode *tag-and-probe*<sup>p</sup> dans les intervalles  $10 < p_T < 15$  GeV (haut) et  $20 < p_T < 25$  GeV (bas). Les graphiques de gauche montrent les distributions des électrons passant les coupures relâchées tandis que ceux de droite, celles des électrons passant les coupures de sélection stricte. Un bon accord est observé entre les distributions des électrons passant les coupures strictes ou celles des électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV, suggérant qu'aucune soustraction de bruit de fond n'est nécessaire pour ces derniers. De manière similaire, un bon accord entre données et simulations est obtenu dans le cas des muons, indiquant qu'aucune soustraction du bruit de fond n'est nécessaire pour ces objets. Par ailleurs, les différences observées à bas  $m_{ee}$  dans le cas de la pré-sélection suggère une contamination en bruit de fond qu'il convient de considérer dans le calcul des efficacités.

Les efficacités mesurées sont alors définies par :

$$\epsilon = \frac{N_S}{N_{\text{loose}} - N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}}$$

---

p. La coupure sur la masse invariante n'est bien évidemment pas appliquée pour ces graphiques.

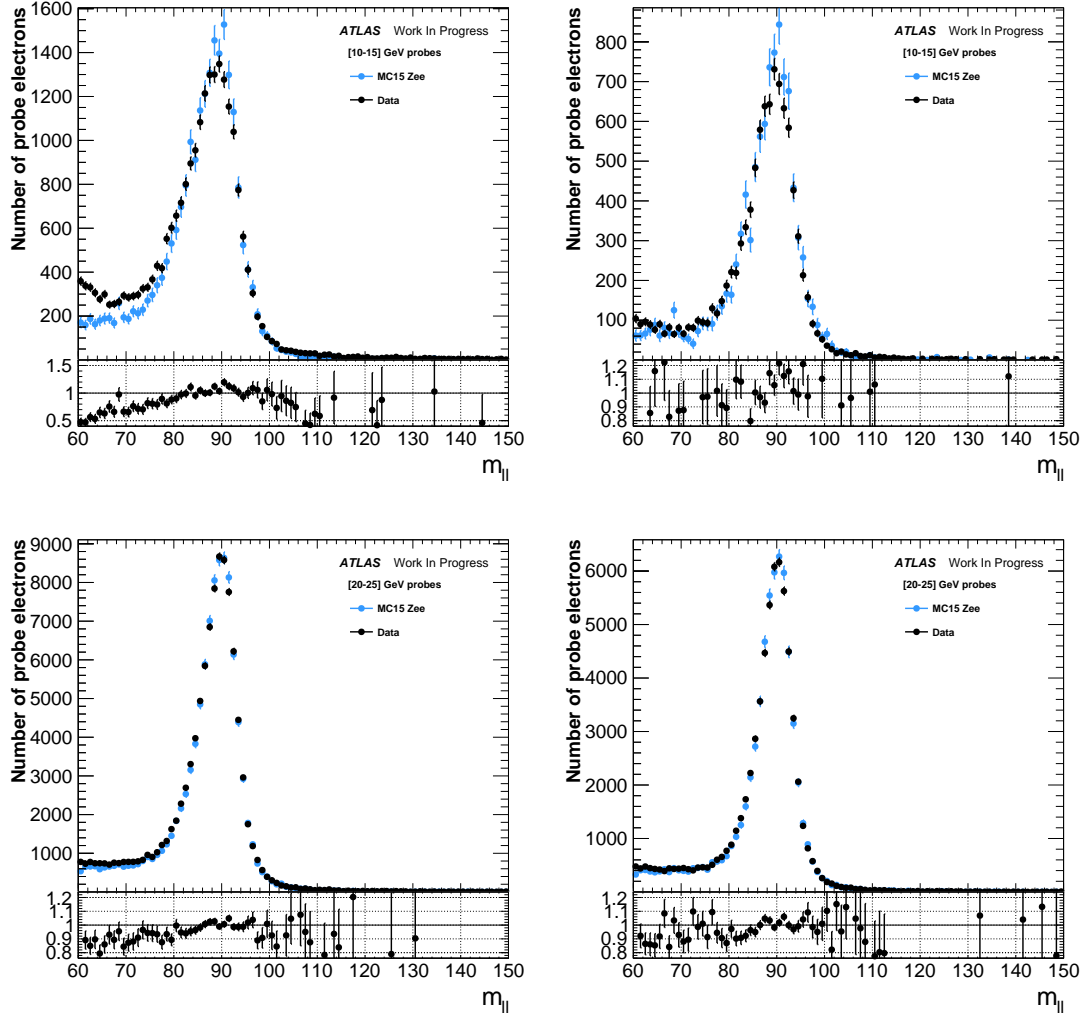


Figure 5.10. – Distributions des masses invariantes des paires d'électrons utilisés pour la mesure d'efficacité. Ces distributions correspondent aux électrons *probe* dans l'intervalle  $10 < p_T < 15$  GeV (haut) et  $20 < p_T < 25$  GeV (bas) passant les critères de pré-sélection (gauche) et de sélection stricte (droite) d'identification des électrons. Les distributions issues de la simulation sont normalisées aux données dans l'intervalle  $m_{ee}[80 - 100]$  GeV à partir des d'ajustements gaussiens des distributions. Le rapport entre simulation et données est également précisé.

$N_{\text{loose}}$  et  $N_S$  représentant le nombre de *probes* passant les coupures de pré-sélection et de sélection strictes des leptons respectivement et  $N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}$  l'estimation de la contamination en bruit de fond associé aux pré-sélections, de valeur nulle dans le cas des muons.

### Estimation du bruit de fond des électrons

La contamination en bruit de fond ( $N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}$ ) est estimée dans les données, en extrapolant la quantité de faux leptons mesurée dans une région enrichie en bruit de fond à la région utilisée pour la mesure des efficacités. Cette extrapolation est effectuée à partir de la forme de la distribution en masse invariante, calculée à partir d'un électron *tag* et d'un faux électron *probe*. La sélection des faux électrons est définie en inversant des critères d'identification et d'isolation comme montré dans la Table 5.7. Afin de supprimer la contribution importante des électrons de signal issus de la désintégration des bosons  $Z$  dans l'intervalle de mesure ( $80 < m_{ee} < 100$  GeV), des critères de sélection stricts sont nécessaires. La dureté de ces critères et l'utilisation des critères d'identification *loose* dans la sélection de ces faux électrons limite cependant la statistique disponible. C'est pourquoi, afin de limiter l'impact des fluctuations statistiques, l'extrapolation est effectuée à partir d'un ajustement exponentiel de la distribution en masse invariante des électrons.

	Identification	Isolation calorimétrique	Isolation de trace
mesure	échoue medium	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T > 15\%$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T > 8\%$
Variation 1	-	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T > 20\%$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T > 15\%$
Variation 2	échoue medium	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T > 20\%$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T > 15\%$

Table 5.7. – Définitions des sélections de faux leptons utilisées pour l'estimation de la contamination en bruit de fond de la mesure d'efficacité à partir d'événements  $Z$ . La première ligne correspond à la définition du modèle utilisé pour la mesure tandis que les deux autres sont des variations utilisées dans l'assignation des incertitudes systématiques.

La Figure 5.11 montre la forme des distributions en masse invariante des faux leptons (points rouges) et son ajustement associé (ligne verte) pour les deux intervalles en  $p_T$  où la procédure de soustraction du bruit de fond est appliquée. Malgré les critères de sélections strictes, un excès est visible dans l'intervalle correspondant au pic de résonance du boson  $Z$  ( $80 < m_{ee} < 100$  GeV). Afin d'éviter tout biais issu de la contribution des processus  $Z \rightarrow ee$ , cet intervalle n'est pas utilisé pour l'ajustement du modèle de bruit de fond. Le domaine de définition devient alors  $m_{ee}^{\text{Temp}}[60 - 80] \cup [100 - 120]$  GeV. La majeure partie de la statistique étant contenue dans la région  $m_{ee}^{\text{Temp}}[60 - 80]$  GeV, l'ajustement du bruit de fond est dominé par la queue basse de la distribution. Le bon accord entre la fonction ajustée et la distribution de bruit de fond observé à haut  $m_{ee}$  dans la Figure 5.11 valide alors le choix du type de fonction utilisé pour modéliser la forme de la distribution du bruit de fond.

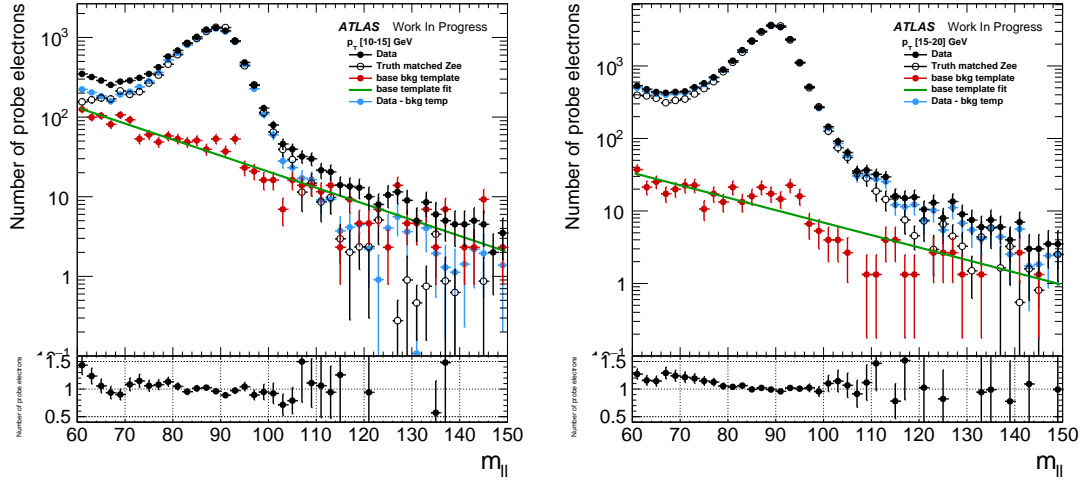


Figure 5.11. – Comparaison des distributions en masse invariante des paires d'électrons issues des données avant (points noirs) et après (points bleus) soustraction du bruit de fond, avec celles issues de la simulation d'événements  $Z \rightarrow ee$  (ronds noirs). Les distributions issues de la simulation sont normalisées aux données dans l'intervalle  $80 < m_{ee} < 100$  GeV. Les distributions des modèles de bruit de fond (points rouges) ainsi que la fonction ajustée à ces dernières (ligne verte) sont également montrées. Le graphique de gauche correspond à l'intervalle  $10 < p_T < 15$  GeV tandis que le graphique de droite correspond à l'intervalle  $15 < p_T < 20$  GeV. Le rapport entre données après soustraction du bruit de fond (points bleus) et simulation (ronds noirs) est également précisée.

La normalisation des distributions de bruit de fond est effectuée à partir de la région  $120 < m_{ee} < 150$  GeV. L'utilisation du critère d'identification *loose* pour la sélection des *probes* induit par ailleurs une contamination en signal importante dans cette région, variant entre 25% et 70% selon l'intervalle considéré. Afin de permettre une normalisation non biaisée, cette contamination est estimée et soustraite à partir du nombre de leptons passant les critères d'identification strictes ( $N_S^{\text{Tail}}$ ), permettant une sélection pure en électrons réels comme l'illustre la Figure 5.10 (droite). La contamination peut être alors estimée en divisant le nombre d'objets électrons dans les queues ( $N_S^{\text{Tail}}$ ) par l'efficacité  $\epsilon_{\text{MC}}^{\text{Tail}}$  calculée à partir d'événements simulés. Le facteur de normalisation est alors défini comme le rapport entre l'intégrale de la fonction ajustée sur la distribution en  $m_{ee}$  des faux électrons et le nombre de faux leptons obtenus après soustraction du signal, dans la région  $120 < m_{ee} < 150$  GeV.

L'estimation de la contamination en faux leptons de la pré-sélection devient alors :

$$N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}} = \int_{80}^{100} N_{\text{Temp}}^{\text{fit}} dm_{ll} \cdot \frac{N_{\text{loose}}^{\text{Tail}} - N_{\text{S}}^{\text{Tail}}/\epsilon_{\text{MC}}^{\text{Tail}}}{N_{\text{Temp}}^{\text{fit,Tail}}}$$

La Figure 5.11 montre également les distributions en masse invariante de paires d'électrons *tag* et *probe*, extraites dans les données avant (points noirs) et après soustraction du bruit de fond (points bleus). Les distributions après soustraction du bruit de fond sont comparées aux distributions issues d'événements  $Z \rightarrow ee$  simulés (ronds noirs). Le graphique de gauche, associé aux leptons d'impulsion transverse comprise entre 10 et 15 GeV, montre une importante amélioration de l'accord entre données et simulation issue de la soustraction du bruit de fond. Cette amélioration est moindre dans la l'intervalle  $15 < p_T < 20$  GeV, car la contamination en bruit de fond y est réduite.

L'activité des jets, principale source de faux leptons, ainsi que la performance des critères d'identification dépendent de la pseudo-rapidité. C'est pourquoi la contamination en faux leptons a été estimée en fonction de  $|\eta|$  en utilisant une segmentation déterminée par la géométrie du détecteur ([0-0.8],[0.8-1.37] et [1.52-2.0]). La Table 5.8 présente ces estimations pour chacun des intervalles en impulsion transverse et en pseudo-rapidité considérés. Une contamination en bruit de fond de l'ordre de 4% est présente à haut  $|\eta|$  et à bas  $p_T$ . Par ailleurs, cette dernière est fortement réduite dans la partie centrale du détecteur passant à des valeurs inférieures à 1%. L'augmentation de l'impulsion transverse réduit également la contribution en bruit de fond, la quantité de hadrons produits décroissant exponentiellement avec  $p_T$ .

$p_T \setminus  \eta $	[0-0.8]	[0.8-1.37]	[1.52-2.0]
[10-15] GeV	$0.9 \pm 0.7$	$3.2 \pm 0.7$	$4.6 \pm 0.5$
[15-20] GeV	$0.1 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$

Table 5.8. – Estimation de la contribution du bruit de fond (en %) effectuée avec la méthode décrite dans la section et son erreur statistique associée. Les régions en  $p_T$  et  $\eta$  correspondent à celles utilisées pour la mesure finale des efficacités.

### Incertitude statistique

L'incertitude statistique est estimée en propageant l'incertitude sur le nombre de leptons passant ( $N_S$ ) ou non ( $N_L$ ) les critères d'identification strictes des leptons mesuré dans les différentes fenêtres en masse invariantes utilisé dans le calcul des efficacités ( $N_{L/S}$  :  $80 < m_{ee} < 100$  GeV et  $N_{L/S}^{\text{Tail}}$  :  $120 < m_{ee} < 150$  GeV). Dans le cas où le bruit de fond est soustrait, l'incertitude statistique devient :

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_S + N_L - N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}} + \epsilon^2 \frac{\sigma^2(N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}) - N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}}{(N_S + N_L - N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}})^2}}$$

avec

$$\sigma(N_{\text{loose}}^{\text{bkg}}) = \frac{N_{\text{loose}}^{\text{Bkg}}}{N_{\text{Temp}}^{\text{Tail}}} \sqrt{N_S^{\text{Tail}} \frac{(\epsilon_{\text{MC}}^{\text{Tail}} - 1)^2}{\epsilon_{\text{MC}}^{\text{Tail}^2}} + N_L^{\text{Tail}}}$$

### Incertitude systématique de mesure

L'incertitude systématique de mesure des efficacités des électrons est évaluée en utilisant la méthodologie définie par le groupe de performances *électrons/photons* [91]. Cette méthode consiste à faire varier certains paramètres de la méthode pour obtenir un ensemble de mesures alternatives effectuées à partir d'une composition en bruit de fond et en signal potentiellement différente. L'incertitude systématique est ensuite définie comme l'écart type obtenu à partir de l'ensemble de ces mesures. Dans le cas présent, trois paramètres sont modifiés : la définition des sélections du modèle de bruit de fond, le domaine de définition de son ajustement ainsi que la largeur de la fenêtre en  $m_{ee}$  utilisée pour la mesure d'efficacité. Les définitions alternatives des sélections de bruit de fond sont présentées dans la Table 5.7. Une définition sans critère d'identification ainsi qu'une définition utilisant des critères d'isolation plus strictes sont considérées. Les domaines de définition utilisés pour l'ajustement du modèle de bruit de fond alternatifs sont les suivants :  $[60 - 70] \cup [100 - 120]$  et  $[65 - 75] \cup [100 - 120]$ . Ces deux domaines de définition donnent un poids statistique moins important à la partie basse de la distribution en  $m_{ee}$ . Pour finir des fenêtres en  $m_{ee}$  élargies ( $[75-105]$  GeV) et resserrées ( $[85-95]$  GeV) sont considérées. Ces variations permettent de disposer de 26 mesures alternatives pour assigner l'incertitude de mesure. Cette dernière est largement dominée par les variations de la fenêtre en  $m_{ee}$  de la mesure. Ceci est attendu car la proportion en électrons ayant émis un rayonnement de freinage (de moins bonne qualité) dépend fortement de la fenêtre en masse invariante considérée. Dans l'intervalle  $10 < p_T < 15$  GeV, les variations de la fenêtre de mesure contribuent aux incertitudes systématiques à hauteur de  $\sim 6\%$  des efficacités mesurées, tandis qu'elles ne représentent que  $\sim 1\%$  des efficacités dans l'intervalle  $15 < p_T < 20$  GeV.

Dans le cas des muons, une mesure des efficacités des critères d'isolation a été effectuée par le groupe de performances *muons* à partir d'une technique identique [102]. Les efficacités des muons étant complètement dominées par ce critère, les incertitudes de mesure assignées aux efficacités des critères d'isolation sont utilisées comme systématique pour les efficacités des muons réels. Cette stratégie a été validée par le fait que l'incertitude obtenue à partir de la variation de la fenêtre en masse invariante de mesure est en accord avec celles estimées

par le groupe de performance des muons. Les erreurs systématiques obtenues représentent 1% de l'efficacité mesurée à bas  $10 < p_T < 15$  GeV, et seulement 0.1% des efficacités à plus grand  $p_T$ .

### Comparaison avec les simulations

Pour illustration, les efficacités mesurées dans les données sont comparées à celles calculées à partir d'événements  $Z \rightarrow ll$  simulés. En plus d'être extraits à partir de la méthode décrite plus haut, les leptons issus de la simulation sont associés aux objets produits lors de la génération des événements (truth match), garantissant une sélection pure en leptons <sup>q</sup>.

Les graphiques situés en haut de la Figure 5.12 montrent les comparaisons des efficacités  $\epsilon$  en fonction de l'impulsion transverse des leptons. L'erreur montrée correspond à la somme quadratique des erreurs statistiques et de l'erreur systématique associée à chacun des intervalles. Le graphique de gauche dédié aux électrons, montre des différences de l'ordre de 2% (1%) dans l'intervalle  $p_T < 40$  GeV ( $p_T > 40$  GeV), couvertes par les incertitudes de mesure. Les différences d'efficacités des muons (graphique de droite), sont quant à elles de l'ordre de  $\sim 2\%$  dans l'intervalle  $p_T < 15$  GeV, et décroissent jusqu'à atteindre des valeurs inférieures à 0.5% à partir de 35 GeV.

Les graphiques du milieu montrent les efficacités en fonction de la pseudo-rapacité. Le graphique de gauche montre des différences d'efficacités pour les électrons de l'ordre  $\sim 2\%$  quel que soit l'intervalle en pseudo-rapacité considéré. Dans le cas des muons, un accord de 0.5% est observé dans la région centrale, s'améliorant à plus haute pseudo-rapacité. Les graphiques du bas montrent les efficacités en fonction de la distance angulaire entre le lepton et le jet d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV le plus proche  $\Delta R(l, jet) = \sqrt{\Delta y(l, jet)^2 + \Delta \phi(l, jet)^2}$ ,  $y$  correspondant à la rapidité de l'objet considéré. De nouveau, les efficacités mesurées à partir des simulations sont en moyenne 2% inférieures à celles mesurées dans les données dans le cas des électrons et en moyenne 0.5% supérieures aux données dans le cas des muons. Dans le cas des électrons, des différences plus importantes sont observées à bas  $\Delta R(l, jet)$  qu'à  $\Delta R(l, jet) = \pi$ , correspondant à des électrons de direction opposée au jet considéré.

### Résultats

Les mesures d'efficacités utilisées pour l'estimation de la quantité de faux leptons

---

q. Des facteurs correctifs permettant de tenir compte des différences entre données et simulation associés aux critères d'identification, d'isolation, de paramètre d'impact et de déclenchement sont ajoutés.

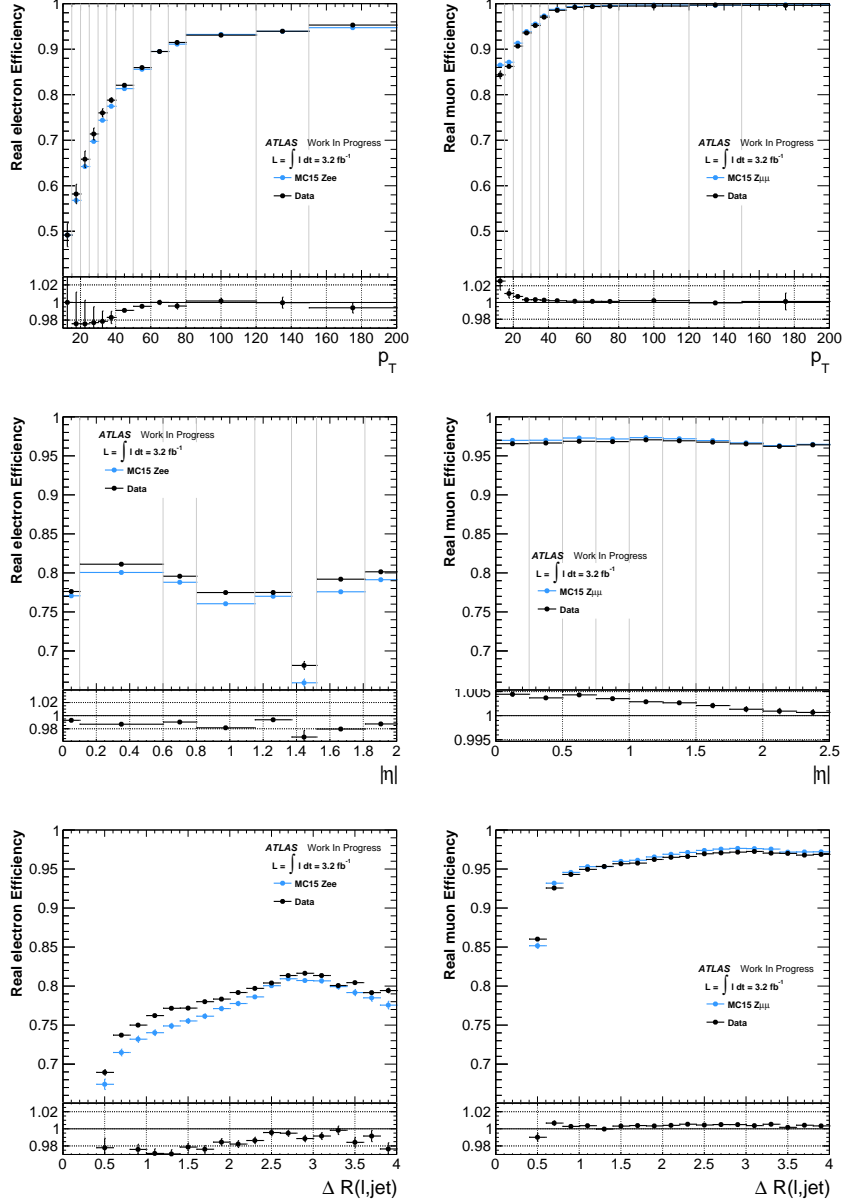


Figure 5.12. — Comparaisons des efficacités associées aux électrons (gauche) et aux muons (droite) mesurées à partir des données et d'événements  $Z \rightarrow ll$  simulés en fonction de l'impulsion transverse (haut), la pseudo-rapidité (milieu) et la distance angulaire avec le jet le plus proche (bas). Les leptons issus des événements simulés sont associés aux leptons produits au niveau générateur. Le rapport entre les efficacités extraites de la simulation et des données est également précisé.

entrant dans les régions de signal sont montrées sur la Figure 5.13. Les efficacités



sont mesurées à partir de l'ensemble des données issues des collisions à 13 TeV, collectées en 2015 ( $3.2\text{fb}^{-1}$ ). Cette mesure a été finement segmentée en fonction de l'impulsion transverse pour retranscrire l'importante dépendance des efficacités en fonction de cette dernière. Les efficacités associées aux électrons (muons) sont mesurées considérant trois (quatre) régions en pseudo-rapidité. Cela permet non seulement de retranscrire la dépendance en  $\eta$  des efficacités, mais aussi d'améliorer la procédure de soustraction de bruit de fond. Par ailleurs, la dépendance en  $|\eta|$  des efficacités des muons est marginale, laissant penser qu'une paramétrisation alternative serait plus adaptée.

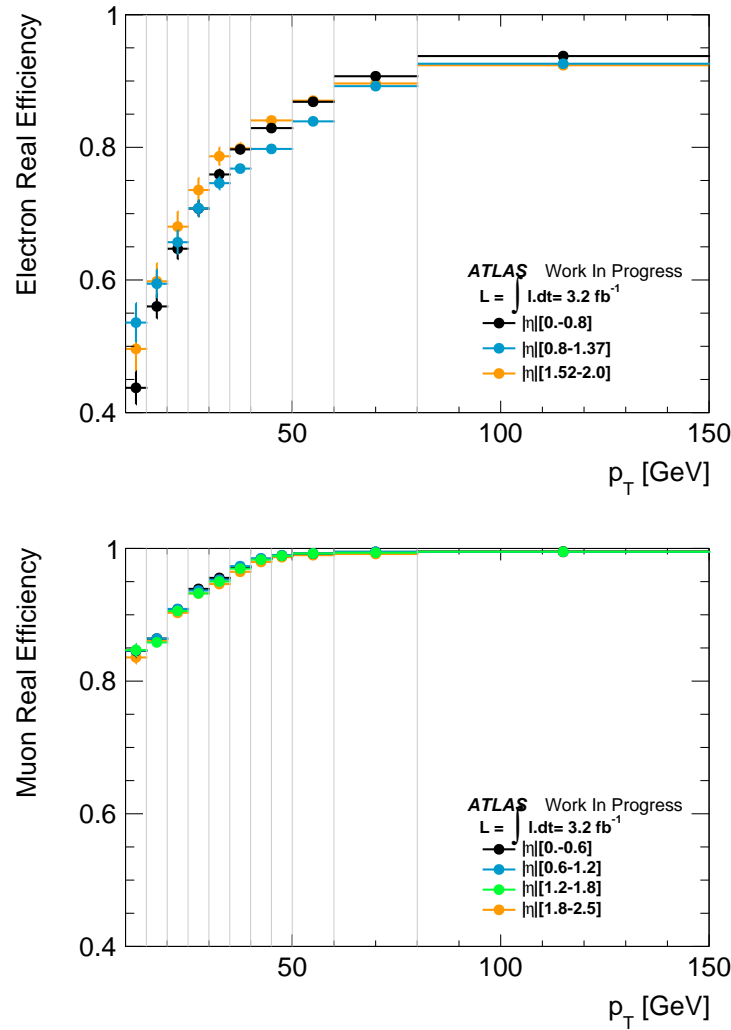


Figure 5.13. – Mesure d'efficacité des électrons (haut) et des muons (bas) à partir de l'ensemble des données à 13 TeV collectées en 2015 ( $3.2\text{fb}^{-1}$ ). Cette mesure est effectuée à partir des événements  $Z \rightarrow ll$ .

### 5.3.3.3. Extrapolation aux régions de signal

La méthode d'estimation des faux leptons suppose que les efficacités mesurées sont identiques à celles des leptons des régions de signal. Les potentielles différences d'efficacités, suggérées par les résultats présentés dans la sous-section 5.3.3.1, sont prises en compte en assignant des incertitudes systématiques dédiées. Deux sources d'incertitudes ont été identifiées : la stratégie employée pour le déclenchement des événements et la topologie des événements.

#### Critères de déclenchement

Comme expliqué dans la section 5.2, deux types de critères de déclenchement sont utilisés en fonction de l'énergie transverse manquante mesurée hors-ligne. Dans le cas d'événements vérifiant  $E_T^{miss} > 250$  GeV aucun critère de déclenchement leptonique n'est utilisé, tandis que dans le cas contraire l'acquisition des données est déclenchée à partir de l'identification en-ligne de deux leptons passant les critères de sélection *loose* (*medium*) des électrons (muons). Les différences entre les critères de sélection des leptons en-ligne et hors-ligne peuvent alors induire un biais dans les mesures des efficacités, les leptons entrant dans les régions de signal pouvant être associés ou non aux critères de déclenchement.

Les efficacités des leptons associés aux critères de déclenchement utilisés ont été comparées avec celles des leptons associés à aucun critère<sup>r</sup>. Aucune différence n'est observée dans le cas des muons, tandis qu'une hausse d'efficacité des électrons est observée, atteignant 4% dans l'intervalle  $20 < p_T < 30$  GeV, 2% pour  $30 < p_T < 50$  GeV, 1% pour  $50 < p_T < 60$  et inférieures à 0.5% à plus haut  $p_T$ . Une incertitude systématique est alors assignée à partir de ces différences. Par ailleurs, étant donné qu'une coupure à 20 GeV est considérée pour les deux premiers leptons, les leptons d'impulsion transverse comprise entre 10 et 20 GeV ne sont jamais associés aux objets déclenchant des événements, si bien qu'il n'est pas nécessaire d'assigner une incertitude systématique dans cet intervalle.

#### Différences de topologies entre les événements Z et de signal

Comme montré dans la sous-section 5.3.3.1 (Figure 5.9), la topologie des événements peut avoir une influence importante sur les efficacités des leptons. Une incertitude additionnelle est alors évaluée à partir d'événements  $Z \rightarrow ll$ ,  $t\bar{t}$  et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  avec une forte différence de masse entre le neutralino et le gluino ( $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 1000$  GeV). Ces processus supersymétriques produisent des leptons issus de désintégrations de quatre quarks tops potentiellement boostés. Cette

---

r. Une sélection d'électrons associés à aucun critère de déclenchement est obtenue en utilisant un critère de déclenchement à un leptons, associé au *tag*.

configuration, particulièrement extrême, permet d'assigner des erreurs systématiques conservatrices couvrant le maximum de processus possibles pouvant intervenir dans les régions de signal.

La différence entre les topologies des différents processus considérés est illustrée par la Figure 5.14, montrant les distributions du nombre de jets ( $n_{\text{Jets}}^{20}$ , gauche), ainsi que les distributions de la distance angulaire entre les électrons et le jet le plus proche  $\Delta R(l, \text{jet})$  (droite). Les processus supersymétriques  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  produisent un grand nombre de jets ( $\langle n_{\text{jets}} \rangle \sim 8$ ), si bien que les leptons produits sont souvent relativement proches d'un jet ( $\langle \Delta R(l, (\text{jet})) \rangle \sim 0.5$ ), tandis que les événements  $Z \rightarrow ll$  utilisés pour la mesure ne produisent majoritairement pas de jets dans l'état final.

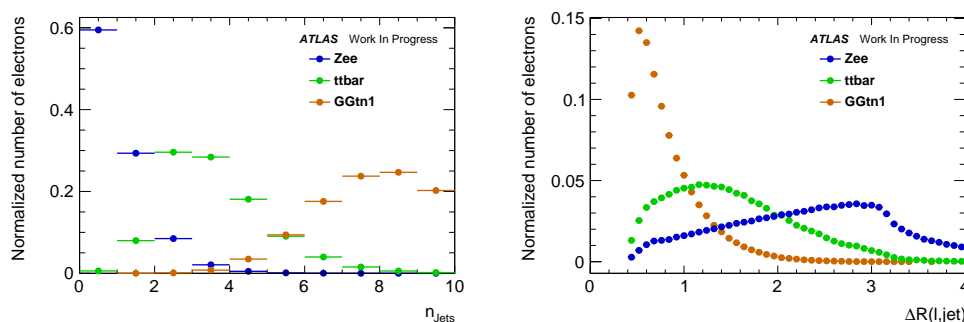


Figure 5.14. – Distributions du nombre de jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV (gauche) et de la distance angulaire entre les électrons et les jets les plus proches (droite). Ces distributions sont extraites de la simulation de processus  $Z \rightarrow ll$  (points bleus),  $t\bar{t}$  (points verts) et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (points oranges). Les électrons considérés pour le calcul des distances angulaires sont associés aux électrons produits au niveau du générateur (truth match).

La Figure 5.15 montre les efficacités  $\epsilon$  calculées en fonction de l'impulsion transverse des leptons. Le rapport entre les efficacités associées aux événements  $Z$  et celles associées aux événements  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  est également montré. Dans le cas des électrons (gauche), ces différences sont stables à 5% pour des impulsions transverses supérieures à 40 GeV et diminuent à plus bas  $p_T$ . Dans le but de refléter ce comportement, deux régions en impulsion transverse sont considérées pour l'assignation des erreurs systématiques d'extrapolation aux régions de signal. Dans le cas des muons (graphique de droite), les différences d'efficacités dépendent fortement de l'impulsion transverse considérée. Elles sont de l'ordre de 10% pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 35 GeV et baissent linéairement lorsque l'impulsion transverse augmente pour atteindre  $\sim 0.5\%$  à

haut  $p_T$  ( $p_T > 80$  GeV). Ces différences d'efficacités sont principalement dues à la coupure sur le paramètre d'impact transverse. Dans le but de refléter au mieux cette dépendance en  $p_T$ , cinq intervalles en  $p_T$  sont considérées pour l'assignation des erreurs systématiques.

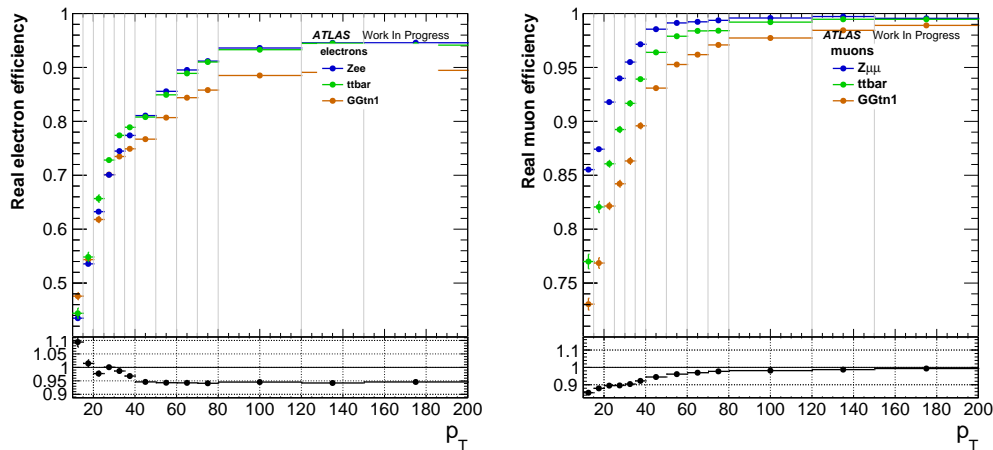


Figure 5.15. — Efficacités associées aux électrons (gauche) et aux muons (droite) calculées en fonction de leur impulsion transverse, pour les processus  $Z \rightarrow ll$  (points bleus),  $t\bar{t}$  (points verts) et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (points oranges) simulés. Les leptons sont sélectionnés à partir de l'information du générateur Monte Carlo (truth match). Le rapport entre les efficacités calculées à partir des processus  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  et celles calculées à partir des processus  $Z \rightarrow ll$  est également précisé.

La Figure 5.16 montre les différences d'efficacités mesurées en fonction de  $\Delta R(l, jet)$  pour différents intervalles en impulsion transverse. Quelque soit la saveur du lepton considéré, ces différences dépendent de  $\Delta R(l, jet)$ , augmentant fortement à bas  $\Delta R(l, jet)$ . Ce comportement est attendu dans la mesure où l'utilisation de coupures strictes sur l'isolation dans la définition des leptons rend les efficacités sensibles à la distance du lepton avec le jet le plus proche et l'impulsion transverse de ce dernier. L'énergie transverse des jets étant en moyenne plus importante dans les processus de signal (ici  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ ), des différences d'efficacités accrues sont attendues à bas  $\Delta R(l, jet)$ . Cette tendance est bien plus marquée à bas  $p_T$  où l'impact des coupures d'isolation est particulièrement important, tandis qu'à plus haut  $p_T$  des différences d'efficacités plus homogènes sont observées. Afin de tenir compte de ce comportement, deux intervalles en  $\Delta R(l, jet)$  ( $0.4 < \Delta R(l, jet) < 0.6$  et  $\Delta R(l, jet) > 0.6$ ) sont considérés pour l'assignation des erreurs systématiques d'extrapolation aux régions de signal.

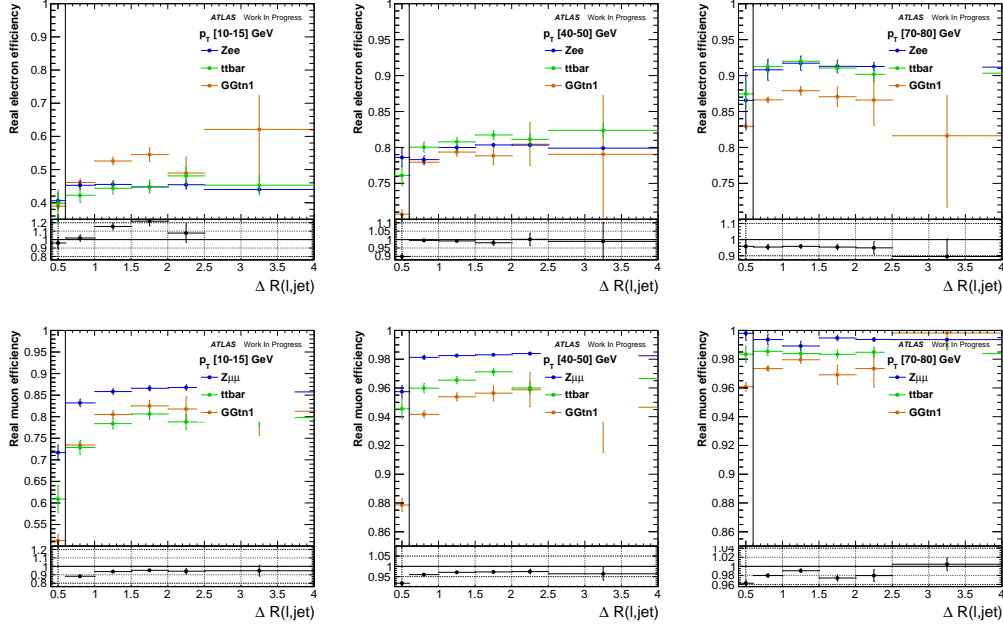


Figure 5.16. – Efficacités associées aux électrons (haut) et aux muons (bas) calculées en fonction de leur distance angulaire avec le jet d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV le plus proche, pour différents intervalles en impulsion transverse : [10-15] GeV (gauche), [40-50] GeV (milieu) et [70-80] GeV (droite). Ces efficacités sont calculées à partir de processus  $Z \rightarrow ll$  (points bleus),  $t\bar{t}$  (points verts) et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (points oranges) simulés. Le rapport entre les efficacités calculées à partir des processus  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  et celles calculées à partir des processus  $Z \rightarrow ll$  est également précisé.

La Table 5.9 montre les erreurs systématiques d’extrapolation aux régions de signal. Ces valeurs sont estimées à partir des différences d’efficacités mesurées dans chacun des intervalles en  $p_T$  utilisés dans la mesure. Afin de refléter la contribution aux régions de signal de processus moins complexes ( $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}V$ ) les différences entre les efficacités  $Z$  et  $t\bar{t}$  sont également considérées. Les incertitudes systématiques associées aux électrons, montrées dans la partie haute du tableau 5.9, sont de l’ordre de 5% sauf pour les électrons à bas  $p_T$  ( $p_T < 60$  GeV) proches d’un jet ( $\Delta R(l, jet)[0.4 - 0.6]$ ) où elles atteignent 8%. La partie basse de la table dédiée aux muons montre des incertitudes systématiques particulièrement larges à bas  $p_T$  (10 – 28%) décroissant rapidement à plus haute impulsion transverse jusqu’à atteindre 1% à  $p_T > 80$  GeV. Ces erreurs systématiques sont d’autant plus importantes que le muon est proche d’un jet. Par exemple, dans l’intervalle  $15 < p_T < 35$  GeV, l’incertitude systématique associée aux muons est deux fois plus importante à  $\Delta R(l, jet)[0.4 - 0.6]$  qu’à  $\Delta R(l, jet) > 0.6$ . La dépendance en  $\Delta R(l, jet)$  décroît par ailleurs lorsque l’impulsion transverse augmente,

jusqu'à devenir négligeable à  $p_T > 80$  GeV.

électrons		
	$0.4 < \Delta R(\ell, \text{jet}) < 0.6$	$\Delta R(\ell, \text{jet}) > 0.6$
$p_T < 60$ GeV	8%	4%
$p_T > 60$ GeV	5%	5%

muons		
	$0.4 < \Delta R(l, \text{Jet}) < 0.6$	$\Delta R(\ell, \text{jet}) > 0.6$
$p_T < 15$ GeV	28%	10%
$15 < p_T < 35$ GeV	18%	7%
$35 < p_T < 50$ GeV	10%	5%
$50 < p_T < 80$ GeV	5%	3%
$p_T > 80$ GeV	1%	1%

Table 5.9. – Incertitudes systématiques d'extrapolation aux régions de signal.

#### 5.3.3.4. Mesures finales et incertitudes associées

Les mesures finales ainsi que les erreurs statistiques et systématiques associées sont montrées dans les Tables 5.10 (électrons) et 5.11 (muons). Outre l'importante dépendance des efficacités à l'impulsion transverse, on peut remarquer que l'impact des erreurs statistiques est marginal comparé à celui des incertitudes systématiques.

$p_T$ (GeV) \ $ \eta $	[0-0.8]	[0.8-1.37]	[1.52-2]
[10-15]	$43.7 \pm 0.8 \pm 4.2/2.9$ %	$53.6 \pm 0.8 \pm 5.1/3.5$ %	$49.6 \pm 0.8 \pm 5.2/3.9$ %
[15-20]	$56.0 \pm 0.4 \pm 4.8/2.8$ %	$59.4 \pm 0.5 \pm 5.2/3.2$ %	$59.8 \pm 0.5 \pm 5.5/3.6$ %
[20-25]	$64.7 \pm 0.3 \pm 6.0/4.0$ %	$64.7 \pm 0.3 \pm 6.1/4.1$ %	$68.0 \pm 0.3 \pm 6.5/4.5$ %
[25-30]	$70.7 \pm 0.2 \pm 6.4/4.2$ %	$70.8 \pm 0.2 \pm 6.4/4.2$ %	$73.6 \pm 0.2 \pm 6.8/4.5$ %
[30-35]	$75.9 \pm 0.1 \pm 6.3/3.5$ %	$74.6 \pm 0.2 \pm 6.2/3.5$ %	$78.7 \pm 0.2 \pm 6.8/3.7$ %
[35-40]	$80.0 \pm 0.1 \pm 6.6/3.6$ %	$76.8 \pm 0.1 \pm 6.4/3.5$ %	$79.8 \pm 0.2 \pm 6.6/3.7$ %
[40-50]	$82.9 \pm 0.1 \pm 6.8/3.7$ %	$79.8 \pm 0.1 \pm 6.6/3.6$ %	$84.1 \pm 0.1 \pm 6.9/3.8$ %
[50-60]	$86.9 \pm 0.1 \pm 7.0/3.6$ %	$83.9 \pm 0.2 \pm 6.8/3.5$ %	$87.0 \pm 0.2 \pm 7.0/3.6$ %
[60-80]	$90.7 \pm 0.2 \pm 4.6/4.6$ %	$89.2 \pm 0.2 \pm 4.5/4.5$ %	$89.6 \pm 0.4 \pm 4.5/4.5$ %
$p_T > 80$	$93.8 \pm 0.2 \pm 4.7/4.7$ %	$90.3 \pm 0.5 \pm 4.7/4.7$ %	$92.4 \pm 0.5 \pm 4.6/4.6$ %

Table 5.10. – Efficacités associées aux électrons. La première erreur correspond aux incertitudes statistiques, tandis que la seconde correspond aux incertitudes systématiques. Ces dernières sont calculées comme la somme quadratique des erreurs de mesure, d'extrapolation aux régions de signal et des incertitudes liées au déclenchement des événements dans deux intervalles en  $\Delta R(l, \text{jet})$  :  $[0.4-0.6]$  (gauche) et  $\Delta R(l, \text{jet}) > 0.6$  (droite).

$p_T$ (GeV) \ $ \eta $	[0-0.6]	[0.6-1.2]
[10-15]	$84.6 \pm 0.4 \pm 24/8.5\%$	$84.6 \pm 0.4 \pm 24/8.5\%$
[15-20]	$86.4 \pm 0.2 \pm 16/6.1\%$	$86.4 \pm 0.2 \pm 16/6.1\%$
[20-25]	$90.8 \pm 0.1 \pm 16/6.4\%$	$90.9 \pm 0.2 \pm 16/6.4\%$
[25-30]	$93.9 \pm 0.1 \pm 17/6.6\%$	$93.7 \pm 0.1 \pm 17/6.6\%$
[30-35]	$95.6 \pm 0.1 \pm 17/6.7\%$	$95.3 \pm 0.1 \pm 17/6.7\%$
[35-40]	$97.2 \pm O(0.1) \pm 9.7/4.9\%$	$97.3 \pm O(0.1) \pm 9.7/4.9\%$
[40-50]	$98.4 \pm O(0.1) \pm 9.8/4.9\%$	$98.5 \pm O(0.1) \pm 9.9/4.9\%$
[50-60]	$98.9 \pm O(0.1) \pm 4.9/3.0\%$	$99.0 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$
[60-70]	$99.2 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$	$99.3 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$
[70-80]	$99.5 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$	$99.5 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$
$p_T > 80$	$99.5 \pm 0.1 \pm 1.0/1.0\%$	$99.5 \pm 0.1 \pm 1.0/1.0\%$
$p_T$ (GeV) \ $ \eta $	[1.2-1.8]	[1.8-2.5]
[10-15]	$84.7 \pm 0.4 \pm 24/8.5\%$	$83.6 \pm 0.4 \pm 23/8.4\%$
[15-20]	$85.8 \pm 0.3 \pm 15/6.0\%$	$86.1 \pm 0.3 \pm 16/6.0\%$
[20-25]	$90.6 \pm 0.2 \pm 16/6.3\%$	$90.3 \pm 0.2 \pm 16/6.3\%$
[25-30]	$93.2 \pm 0.1 \pm 17/6.5\%$	$93.2 \pm 0.1 \pm 17/6.5\%$
[30-35]	$95.0 \pm 0.1 \pm 17/6.7\%$	$94.6 \pm 0.1 \pm 17/6.6\%$
[35-40]	$97.0 \pm O(0.1) \pm 9.7/4.8\%$	$96.5 \pm 0.1 \pm 9.6/4.8\%$
[40-50]	$98.3 \pm O(0.1) \pm 9.8/4.9\%$	$98.0 \pm O(0.1) \pm 9.8/4.9\%$
[50-60]	$98.9 \pm O(0.1) \pm 4.9/3.0\%$	$98.7 \pm O(0.1) \pm 4.9/3.0\%$
[60-70]	$99.2 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$	$99.0 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$
[70-80]	$99.4 \pm O(0.1) \pm 5.0/3.0\%$	$99.2 \pm 0.1 \pm 5.0/3.0\%$
$p_T > 80$	$99.4 \pm 0.1 \pm 1.0/1.0\%$	$99.2 \pm 0.1 \pm 1.0/1.0\%$

Table 5.11. – Efficacités associées aux muons. La première erreur correspond aux incertitudes statistiques, tandis que la seconde correspond aux incertitudes systématiques. Ces dernières sont calculées comme la somme quadratique des erreurs de mesure et d’extrapolation aux régions de signal dans deux intervalles en  $\Delta R(l, jet)$  :  $[0.4-0.6]$  (gauche) et  $\Delta R(l, jet) > 0.6$  (droite).

Les Tables 5.12 (électrons) et 5.13 (muons) détaillent les contributions relatives des différentes incertitudes. Dans le cas des électrons, les incertitudes statistiques ainsi que les erreurs systématiques de mesure sont précisées pour les trois intervalles en  $|\eta|$  utilisés pour la mesure ( $[0-0.8]$ ,  $[0.8-1.37]$  et  $[1.52-2.0]$ ). La Table 5.12 montre que les erreurs systématiques de mesure augmentent avec la pseudo-rapidité. Cet effet est du à l’augmentation de la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique, induisant une proportion plus importante d’électrons émettant un rayonnement de freinage. Cela a pour conséquence d’accentuer la dépendance de la mesure au choix de la fenêtre de masse invariante, augmentant l’incertitude associée à la mesure des efficacités. Dans le cas des électrons proches d’un jet ( $0.4 < \Delta R(l, jet) < 0.6$ ), les incertitudes dominantes sont issues de l’extrapolation des efficacités aux régions de signal. Lorsque l’électron est plus éloigné des jets ( $\Delta R(l, jet) > 0.6$ ), les incertitudes de déclenchement et de mesure contribuent de manière égale aux incertitudes d’extrapolation dans les intervalles  $20 < p_T < 30$  GeV et  $10 < p_T < 20$  GeV respectivement, l’incertitude d’extrapolation demeurant majoritaire à plus haut  $p_T$ . Dans le cas des muons (Table 5.13), les incertitudes sont entièrement dominées par l’extrapolation des efficacités aux régions de signal.

Incertitudes relatives associées aux efficacités des électrons				
	statistique	mesure	déclenchement	Extrapolation
$p_T < 15$ GeV	1.8/1.5/1.5 %	5.3/5.2/6.7 %	0 %	8/4 %
$15 < p_T < 20$ GeV	0.7/0.8/0.8 %	3.0/3.5/4.5 %	0 %	8/4 %
$20 < p_T < 25$ GeV	0.4/0.4/0.5 %	2.5/2.7/3.4 %	4 %	8/4 %
$25 < p_T < 30$ GeV	0.2/0.3/0.3 %	1.6/1.7/2.4 %	4 %	8/4 %
$30 < p_T < 35$ GeV	0.2/0.2/0.2 %	0.9/1.3/1.7 %	2 %	8/4 %
$35 < p_T < 40$ GeV	0.1/0.2/0.2 %	0.5/0.8/1.0 %	2 %	8/4 %
$40 < p_T < 50$ GeV	0.1/0.1/0.1 %	0.2/0.3/0.4 %	2 %	8/4 %
$50 < p_T < 60$ GeV	0.1/0.2/0.2 %	0.2/0.1/0.2 %	1 %	8/4 %
$60 < p_T < 80$ GeV	0.2/0.3/0.4 %	0/0/0.4 %	0.5 %	5 %
$p_T > 80$ GeV	0.3/0.4/0.6 %	0.1/0.2/0.3 %	0.5 %	5 %

Table 5.12. – Contributions relatives des incertitudes associées aux efficacités des électrons réels. La première colonne correspond à l’incertitude statistique, la seconde aux incertitudes de mesure, la troisième aux critères de déclenchement de la prise de données et la dernière à l’extrapolation des efficacités aux régions de signal. Les trois valeurs précisées dans les deux premières colonnes correspondent aux intervalles de mesure en  $|\eta|$  ( $[0-0.8]$ ,  $[0.8-1.37]$ ,  $[1.52-2]$ ). Les deux valeurs précisées dans la dernière colonne correspondent aux intervalles en  $\Delta R(\ell, \text{jet})$  suivants  $[0.4-0.6]$  et  $\Delta R(\ell, \text{jet}) > 0.6$ .

### 5.3.3.5. Mesures d’efficacités à partir d’événements $t\bar{t}$

La topologie des événements  $t\bar{t}$ , produisant plusieurs ( $b$ -)jets dans l’état final, est plus proche de celle des événements intervenant dans les régions de signal que celle des événements  $Z \rightarrow l\bar{l}$ . Cela se traduit par des différences d’efficacités moins importantes, comme l’illustre la Figure 5.15, et donc potentiellement des incertitudes systématiques d’extrapolation réduites. Une mesure des efficacités des leptons à partir d’événements  $t\bar{t}$  sélectionnés dans les données ( $t\bar{t}$  *tag-and-probe*) a donc été mise au point.

#### Présentation de la méthode de mesure ( $t\bar{t}$ *tag-and-probe*)

Les événements  $t\bar{t}$  sont sélectionnés dans les données à partir des critères suivants :

- $N_L^{\text{lep}30} = 2$   
Afin de rejeter les événements  $W$  + jets ne produisant qu’un lepton dans l’état final, et certains événements  $t\bar{t}V$  et  $VV$  produisant plus de deux leptons dans l’état final, exactement deux leptons pré-sélectionnés d’impulsion transverse supérieure à 30 GeV doivent être présents dans l’état final



Incertitudes relatives associées aux efficacités des muons			
	statistique	mesure	Extrapolation
$p_T < 15$ GeV	0.5/0.4/0.4/0.45%	1%	28/10%
$15 < p_T < 20$ GeV	0.3/0.3/0.3/0.3%	0.5%	18/7%
$20 < p_T < 25$ GeV	0.15/0.15/0.2/0.2%	0.1%	18/7%
$25 < p_T < 30$ GeV	0.1/0.1/0.1/0.1%	0.1%	18/7%
$30 < p_T < 35$ GeV	0.05/0.05/0.1/0.1%	0.1%	18/7%
$35 < p_T < 40$ GeV	0.05/0.05/0.05/0.05%	0.1%	10/5%
$40 < p_T < 50$ GeV	0.03/0.03/0.03/0.03%	0.1%	10/5%
$50 < p_T < 60$ GeV	0.03/0.03/0.03/0.04%	0.1%	5/3%
$60 < p_T < 80$ GeV	0.04/0.04/0.05/0.05%	0.1%	5/3%
$p_T > 80$ GeV	0.01/0.01/0.01/0.01%	0.1%	1%

Table 5.13. – Contributions relatives des incertitudes systématiques associées aux efficacités des muons réels. La première colonne correspond à l’incertitude statistique, la seconde aux incertitudes de mesure et la dernière à l’extrapolation des efficacités aux régions de signal. Les quatre valeurs précisées dans la première colonne correspondent aux intervalles de mesure en  $|\eta|$  ([0-0.6], [0.6-1.2], [1.2-1.8], [1.8-2.5]). Les deux valeurs précisées dans la dernière colonne correspondant aux intervalles en  $\Delta R(\ell, \text{jet})$  suivants : [0.4-0.6] /  $\Delta R(\ell, \text{jet}) > 0.6$ .

- $N_{b\text{-jets}}^{20} \geq 1$   
Au moins un  $b$ -jet de  $p_T > 20$  GeV doit être présent dans l’état final. Cette contrainte permet un rejet important des processus de production de bosons électro-faibles ( $W + \text{jets}$ ,  $Z + \text{jets}$  et  $VV$ ) tandis que les processus  $t\bar{t}$ , produisant deux  $b$ -jets dans l’état final, sont peu affectés par cette coupure.
- Si  $ee$  ou  $\mu\mu$ ,  $E_T^{\text{miss}} > 30$  GeV  
Une énergie transverse manquante supérieure à 30 GeV est également requise si les deux leptons produits dans l’état final sont de même saveur, afin de rejeter les processus  $Z + \text{jets}$ .
- $m_{ee/\mu\mu} \notin [70 - 100]$  GeV  
Si les deux leptons sont de saveur identique et que leur masse invariante est comprise entre 70 et 100 GeV, l’événement est rejeté. Cela permet d’apporter un rejet supplémentaire des processus  $Z + \text{jets}$ .
- *Sélection du lepton tag*  
Pour finir un des deux leptons, le *tag*, doit passer les coupures de sélection strictes de l’analyse, afin de réduire la quantité de faux leptons sélectionnés.

### Validation de la méthode

L'efficacité de la sélection en événements  $t\bar{t}$  a été vérifiée à partir de la simulation des processus suivants :  $t\bar{t}$ ,  $Z + \text{jets}$ ,  $W + \text{jets}$ ,  $WZ$  et  $t\bar{t}V$ . La Table 5.14 illustre les performances relatives des différentes coupures de sélections. Seulement deux tiers des événements  $t\bar{t}$  sont rejetés par les sélections tandis qu'une large fraction du bruit de fond  $V + \text{jets}$  est rejetée ( $\sim 99.97\%$ ). La perte d'événements  $t\bar{t}$  est principalement due à la coupure sur le nombre de leptons d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV. Cependant ce critère est conservé car il permet un rejet important des événements  $W + \text{jets}$ . La contribution des processus  $Z/W + \text{jets}$  est également fortement réduite par la coupure sur le nombre minimum de  $b$ -jets reconstruits. Un rejet supplémentaire des processus  $Z + \text{jets}$  est permis par les coupures sur l'énergie transverse manquante et la masse invariante des deux leptons. La dernière ligne du tableau montre qu'après sélection, la contribution du bruit de fond ne représente que 2% du nombre total d'événements  $t\bar{t}$  sélectionnés. La contribution d'autres bruits de fond plus rares tels que les processus  $t\bar{t}V$ ,  $VV$  ou  $t\bar{t}t\bar{t}$  a également été estimée et se montre négligeable comparée à celles des événements  $t\bar{t}$ ,  $Z + \text{jets}$  et  $W + \text{jets}$ . La pureté en événements  $t\bar{t}$  obtenue après sélection permet de valider la sélection d'événements utilisée.

Processus	$t\bar{t}$	$W + \text{jets}$	$Z + \text{jets}$
Sélection initiale ( $N_L^{\text{lep}} \geq 2$ )	-	-	-
$N_L^{\text{lep}30} = 2$	48 %	9 %	81 %
$N_{20}^{b\text{-jets}} \geq 1$	82 (40) %	2 (0.18) %	1.2 (1) %
$E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$ si $ee/\mu\mu$	93 (37) %	90 (0.16) %	26 (0.25) %
$m_{ee/\mu\mu} \notin [70 - 100] \text{ GeV}$	90 (32) %	86 (0.14) %	8 (0.02) %
Nombre d'événements normalisé au nombre d'événements $t\bar{t}$	100 %	0.06 %	2 %

Table 5.14. – Efficacités associées aux différents critères de sélection des événements  $t\bar{t}$  appliqués les uns après les autres. Les efficacités cumulatives sont également précisées entre parenthèses. Les processus considérés dans la table correspondent au signal  $t\bar{t}$  et les deux principaux bruits de fond associés,  $Z + \text{jets}$  et  $W + \text{jets}$ . La dernière ligne du tableau montre le rapport entre le nombre d'événements associés aux différent bruit de fond et le nombre d'événements  $t\bar{t}$  estimé à partir des simulations.

La pureté en vrais leptons a été également testée en comparant les distributions et les efficacités obtenues à partir de leptons sélectionnés par la méthode  $t\bar{t}$  tag-and-probe avec ou sans association avec des leptons produits au niveau du générateur (truth match). La Figure 5.17 montre cette comparaison en fonction de l'impulsion transverse du lepton. Le graphique de gauche, dédié aux

électrons, montre une différence de l'ordre de 2% sur l'ensemble de la gamme en impulsion transverse considérée. Le graphique de droite, dédié aux muons, montre des différences plus petites, généralement inférieures à 1%. Ces faibles différences illustrent la bonne pureté des leptons sélectionnés par la méthode. En effet, une contamination importante en faux leptons issus des processus  $t\bar{t}$  aurait pour conséquence de baisser les efficacités mesurées, ce qui n'est pas observé. Ainsi, les différences d'efficacités dénotent une légère contamination en faux leptons qu'il conviendrait de soustraire de la mesure.

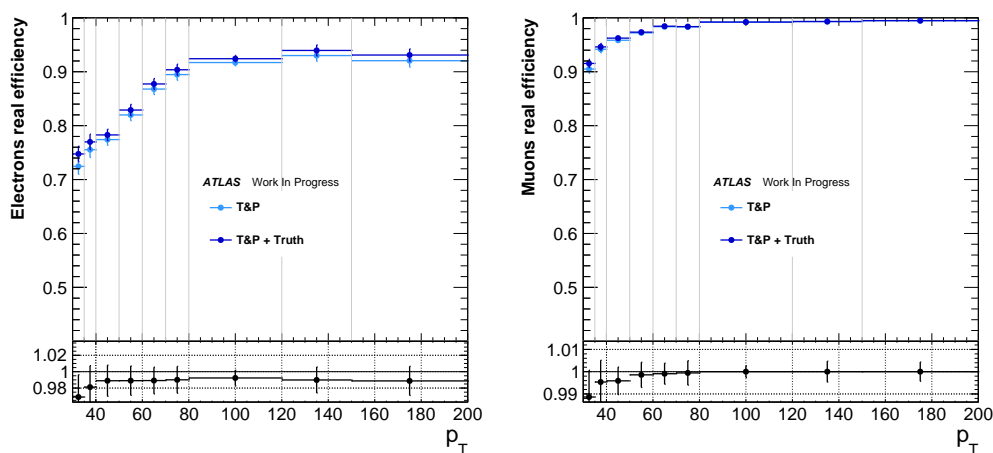


Figure 5.17. — Efficacités associées aux électrons (gauche) et aux muons (droite) calculées en fonction de  $p_T$  à partir d'événements  $t\bar{t}$  simulés. La sélection des leptons est effectuée à partir de la méthode  $t\bar{t}$  tag-and-probe. Les points bleus clairs (foncés) correspondent aux efficacités calculées sans (avec) association des leptons avec un lepton produit au niveau de la génération des événements. Le rapport entre les efficacités calculées sans et avec association au particules générées est également précisé.

### Comparaisons entre données et simulations

Afin d'illustrer les performance de la méthode de mesure  $t\bar{t}$  tag-and-probe, les efficacités mesurées à partir des données 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ) et celles issues d'événements  $t\bar{t}$  simulés sont comparées dans le Figure 5.18, en fonction de  $p_T$  (gauche),  $|\eta|$  (milieu) et  $\Delta R(l, jet)$  (droite). Dans le cas des mesures à partir des simulations, les leptons sont associés aux leptons issus de la génération des événements. Un bon accord entre les données et la simulation est observé, compte tenu des incertitudes statistiques.

### Comparaison entre les méthodes $Z$ et $t\bar{t}$ tag-and-probe

Les résultats des mesures des efficacités des leptons réels avec les méthodes  $Z$  et

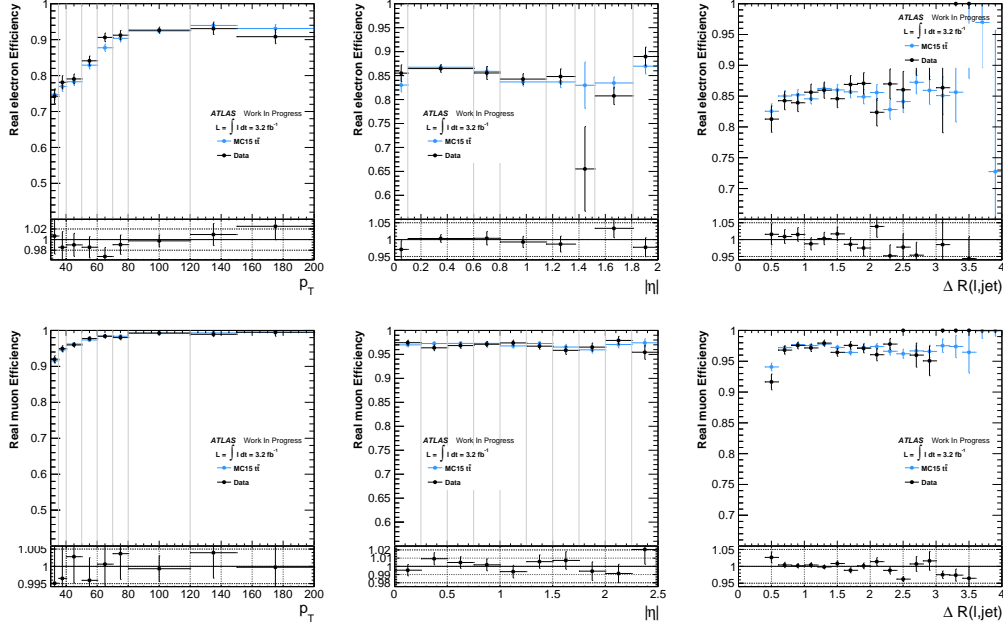


Figure 5.18. – Efficacités  $\epsilon$  associées aux électrons (haut) et aux muons (bas) mesurées avec la méthode  $t\bar{t}$  *tag-and-probe* à partir des données (points noirs) et de la simulation d'événements  $t\bar{t}$  (points bleus). Ces efficacités sont calculées en fonction de  $p_T$  (gauche),  $|\eta|$  (milieu) et  $\Delta R(l, jet)$  (droite). Les incertitudes montrées sont uniquement statistiques. Le rapport entre les efficacités extraites de la simulation et des données est également précisé.

$t\bar{t}$  *tag-and-probe* sont comparés en fonction de l'impulsion transverse dans les Figures 5.19 (électrons) et 5.20 (muons), pour les différents intervalles en pseudo-rapidité utilisés pour la mesure. Comme attendu, les efficacités mesurées à partir d'événements  $t\bar{t}$  sont globalement inférieures à celles calculées à partir des désintégrations de bosons  $Z$ , et des erreurs statistiques de l'ordre 3% (électrons) et de 2% (muons) sont observées. La réduction des incertitudes systématiques, estimée à partir des résultats de la section 5.3.3.3, est quant à elle de l'ordre de 2% pour les électrons et de 1 – 3% pour les muons en fonction de l'impulsion transverse de ces derniers. Les incertitudes systématiques d'extrapolation étant dominantes et en général bien supérieures aux incertitudes statistiques de la méthode  $t\bar{t}$  *tag-and-probe*, l'utilisation de cette dernière permettrait une réduction des incertitudes globales de  $\sim 1\%$ .

Par ailleurs, la Figure 5.17 suggère une contamination en bruit qu'il est important d'estimer. La soustraction de ce bruit de fond, relativement aisée pour la méthode  $Z$  *tag-and-probe*, l'est moins lorsque l'on utilise les processus  $t\bar{t}$ , faute de pouvoir utiliser la masse invariante des tops pour définir une région de nor-

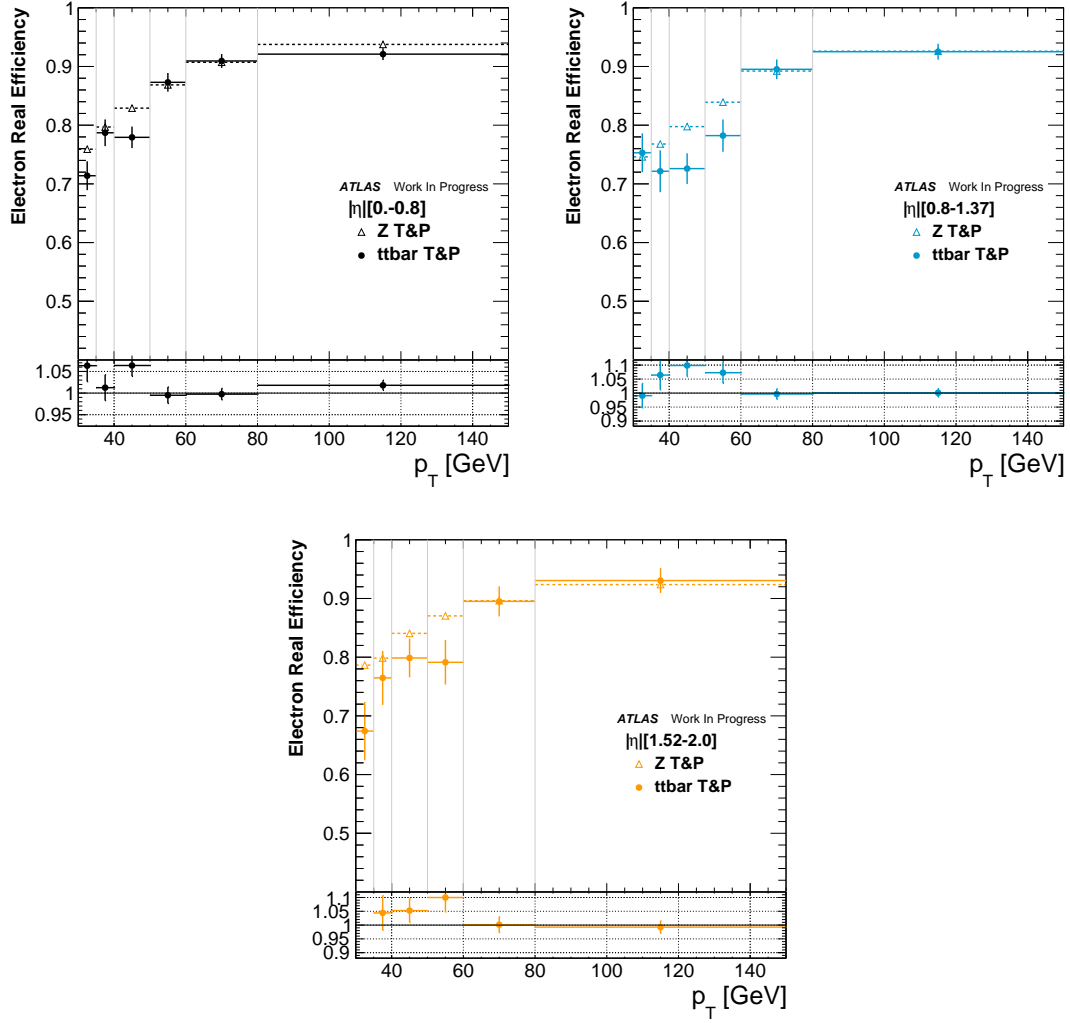


Figure 5.19. – Comparaison des efficacités associées aux électrons en fonction de  $p_T$  calculées dans les données 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ) à partir de la méthode  $Z$  (triangles) et  $t\bar{t}$  (ronds pleins) *tag-and-probe*. Les trois graphiques correspondent aux intervalles en pseudo-rapidité considérés pour les mesures. Le rapport entre les efficacités obtenues à partir des méthodes  $t\bar{t}$  et  $Z$  *tag-and-probe* est également précisé.

malisation du bruit de fond dans les données. Un certain travail reste dès lors à être accompli afin de permettre à cette méthode d'aboutir et ainsi de profiter de cette réduction d'incertitude.

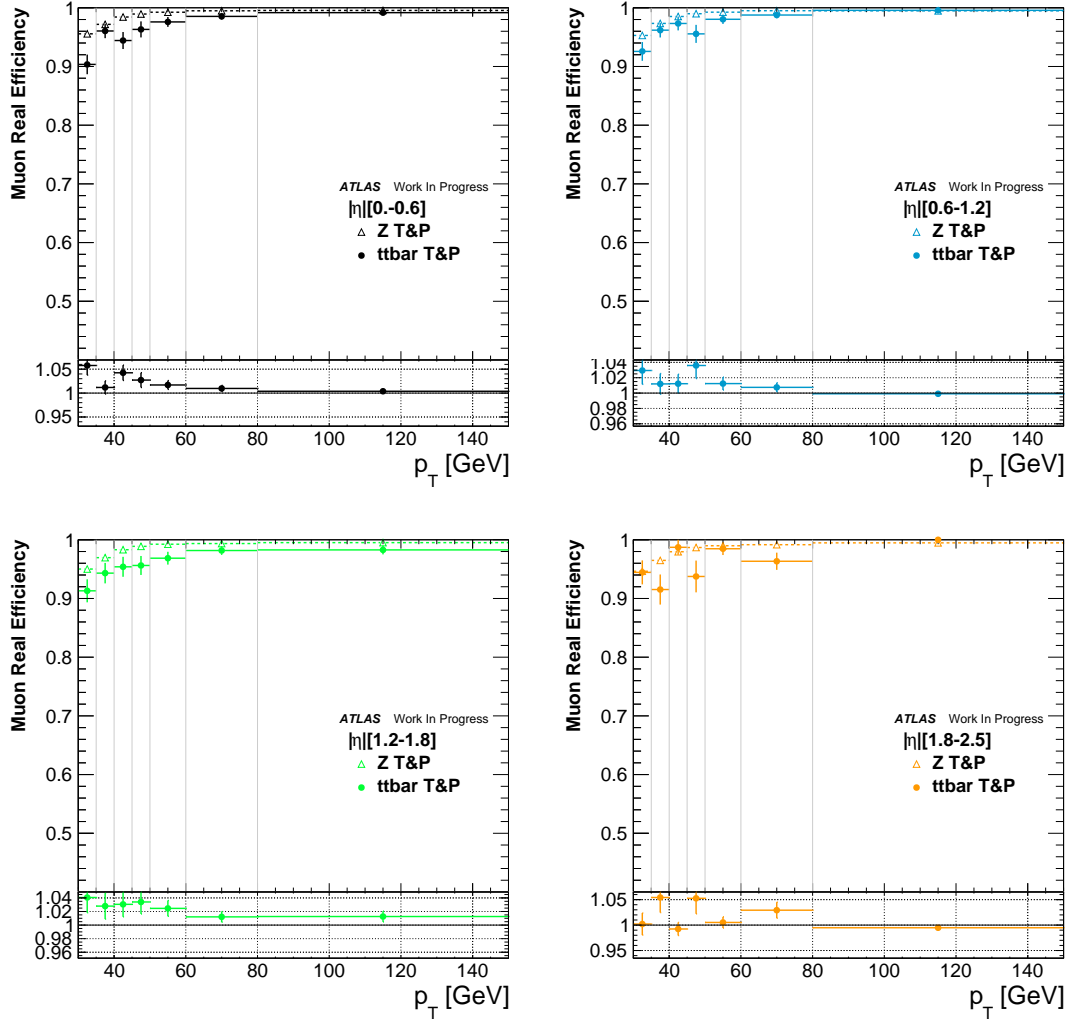


Figure 5.20. — Comparaison des efficacités associées aux muons en fonction de  $p_T$  calculées dans les données 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ) à partir de la méthode Z (triangles) et  $t\bar{t}$  (ronds pleins) *tag-and-probe*. Les quatre graphiques correspondent aux intervalles en pseudo-rapidité considérés pour les mesures. Le rapport entre les efficacités obtenues à partir des méthodes  $t\bar{t}$  et Z *tag-and-probe* est également précisé.

### 5.3.4. Estimation du bruit de fond issu des faux leptons

Les efficacités associées aux faux leptons ( $\xi$ ) et aux leptons réels ( $\epsilon$ ), sont utilisées pour estimer la contribution du bruit de fond issu des faux leptons à partir de la méthode de la matrice décrite dans la sous-section 5.3.1. L'inversion de la relation matricielle donne une estimation du nombre de faux leptons passant les coupures de pré-sélection. Les incertitudes associées aux mesures d'efficacités

des faux leptons sont de 2 à 20 fois plus importantes que celles des efficacités des leptons réels, selon l'intervalle en  $p_T$  et en  $\Delta R(l, jet)$  considéré. En conséquence, l'erreur systématique est entièrement dominée par celle des efficacités  $\xi$ . Ces dernières étant particulièrement importantes ( $\sim 50\%$ ), l'erreur systématique associée à l'estimation du bruit de fond issu des faux leptons l'est également. La section suivante quantifiera cela (5.4.3) et montrera la validation dans les données de ces estimations (5.4.4). Auparavant, les autres sources de bruits de fond seront décrites.

## 5.4. Autres bruits de fond

Le bruit de fond de l'analyse n'est pas uniquement issu de la mauvaise identification des leptons. En effet, l'assignation erronée de la charge permet également aux processus  $Z + \text{jets}$  et  $t\bar{t}$  de contribuer aux régions de signal. Les processus rares produisant des leptons de charges identiques, telles que les processus  $t\bar{t}V$  et  $VV$ <sup>s</sup>, constituent également un bruit de fond important de l'analyse. L'estimation de ces bruits de fond est brièvement décrite dans cette section.

### 5.4.1. Erreur d'assignation de la charge électrique des leptons

La mauvaise mesure de la charge des leptons peut être due à deux effets principaux : le mauvais choix de la trace associée au lepton ou la mauvaise reconstruction de cette dernière. La première source augmente avec  $p_T$ , devenant non négligeable au-dessus de plusieurs centaines de GeV. A plus bas  $p_T$ , les mauvaises assignations de trace des électrons peuvent induire un nombre conséquent d'erreurs de mesure de la charge. Ces mauvaises reconstructions sont en majorité issues de l'interaction des électrons avec le détecteur. Les électrons, en traversant la matière du détecteur, peuvent émettre un photon se convertissant en paire d'électrons. Si un électron de charge opposée à l'électron incident emporte la majorité de l'impulsion du lepton initial, la mesure de la charge de l'électron aura de fortes chances d'être erronée. Dans le cas des muons, ce processus est plus rare pour deux raisons. D'une part, le muon n'interagit que très peu avec la matière, si bien qu'il est très rare qu'il émette un rayonnement de freinage important. D'autre part, dans l'éventualité où le muon ait émis un rayonnement de freinage, le photon émis a peu de chance de se convertir en paire de muons du fait de la masse de ces derniers. Les erreurs de mesure de la charge des muons

---

s. D'autres bruits de fond plus rares peuvent également contribuer aux régions de signal tels que la production de trois bosons électrofaibles (WWW, WWZ, WZZ), la production de bosons électrofaibles avec un boson de Higgs (WH et ZH) et enfin les productions avec des quark top (tZ, ttWW, tttt et ttH).

sont alors particulièrement rares, d'autant plus que le critère d'identification utilisé dans l'analyse impose que l'impulsion de la trace interne associée au muon corresponde avec celle de la trace du spectromètre à muons ayant initié sa reconstruction.

La probabilité  $\omega$  pour qu'un événement contenant deux leptons de charges opposées entre dans les régions de signal à cause de la mauvaise mesure de la charge d'un des leptons est estimée en utilisant l'égalité suivante :

$$\omega = \xi_1^{flip}(1 - \xi_2^{flip}) + (1 - \xi_1^{flip})\xi_2^{flip}$$

où  $\xi$  représente la probabilité pour que la charge d'un lepton soit mal mesurée, avec  $\xi = 0$  dans le cas des muons. Le processus physique à l'origine de la mesure erronée de la charge étant dû à l'interaction de l'électron avec la matière, cette probabilité  $\xi$  dépend fortement de la région du détecteur considérée. Le rayon de courbure des traces des électrons augmentant avec l'impulsion de ces derniers,  $\xi$  dépend également de l'impulsion transverse de l'électron. C'est pourquoi, la mesure de la probabilité  $\xi$  est paramétrée en fonction de  $|\eta|$  et  $p_T$ .

Dans le but de se libérer des incertitudes liées à la simulation, la probabilité  $\xi$  est mesurée dans les données à partir d'événements  $Z \rightarrow ee$ . Ces désintégrations produisent des électrons de charge opposée, si bien que la reconstruction de paires d'électrons de charges identiques sera due à la mauvaise mesure de la charge de l'un des électrons. Les événements  $Z \rightarrow ee$  sont sélectionnés à partir des données en identifiant des paires d'électrons dont la masse invariante est comprise entre 75 et 100 GeV. La contamination en bruit de fond de la sélection, estimée à partir des bandes latérales de la masse invariante, est soustraite. Le taux d'inversion de charge est finalement mesuré à partir de la maximisation d'une fonction de vraisemblance, construite à partir de la masse invariante des paires de leptons de charge identique et opposée. Deux estimations du taux d'erreur de mesure de charge correspondant aux sélections strictes (mesure nominale) et relâchées (mesure loose) sont effectuées afin de permettre également une estimation non biaisée du bruit de fond issu des faux leptons (voir section 5.3.1).

La Figure 5.21 (haut) montre les résultats de la mesure du taux d'échec de la mesure de la charge des électrons en fonction de leur impulsion transverse et de leur pseudo-rapidité. Les graphiques de gauche et de droite sont associés aux mesures du taux d'inversion de charge des électrons pré-sélectionnés et des électrons de signal, respectivement. Une dépendance marquée à la pseudo-rapidité est observée, avec une augmentation du taux d'inversion de charge particulièrement importante entre les bouchons du calorimètre ( $1.52 < |\eta| < 2$ ) et sa partie centrale ( $0 < |\eta| < 1.37$ ). Cette observation est en accord avec l'hypothèse que



la mauvaise mesure de la charge est issue de l'interaction de l'électron avec le détecteur et est donc liée à la quantité de matière présente en amont du calorimètre. Dans une moindre mesure, le taux de mesure erronée de la charge augmente avec l'impulsion transverse des électrons du fait de l'augmentation du rayon de courbure de ces derniers. La Figure 5.21 (bas) illustre le bon accord observé entre ces résultats et le taux d'inversion de charge mesuré à partir de la simulation. De manière similaire aux mesures des incertitudes sur les mesures des efficacités, les incertitudes systématiques associées au taux d'inversion de charge ont été estimées en variant la taille de la fenêtre en masse invariante considérée pour la mesure et l'estimation de la contamination en bruit de fond. La Figure 5.21 (haut) montre également les incertitudes totales pour chacun des intervalles de mesure.

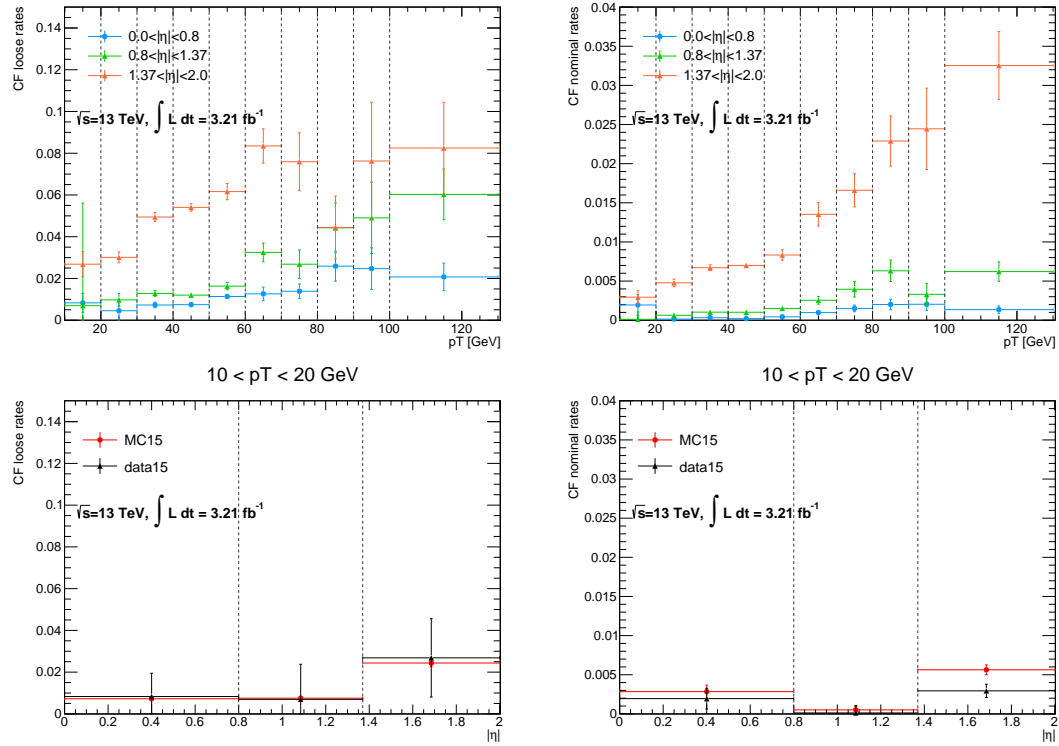


Figure 5.21. – Taux de mesure erronée de la charge des électrons passant les pré-sélections et passant (droite) ou non (gauche) les sélection strictes. Les graphiques du haut montrent le taux de mesure de charge éronnée en fonction de  $p_T$  et de  $|\eta|$  et leur incertitude totale associée. Les graphiques du bas montrent la comparaison des résultats obtenus à partir des données et de la simulation d'événements  $Z \rightarrow ee$ , pour des électrons d'impulsion transverse  $10 < p_T < 20$  GeV.

### 5.4.2. Estimation des bruits de fond irréductibles

Avec la statistique disponible, la rareté des processus  $t\bar{t}V$  et  $VV + \text{jets}$  empêche l'utilisation des données pour l'estimation de leur contribution aux régions de signal. Ces bruits de fond sont alors entièrement estimés à partir de la simulation, contrairement aux bruits de fond expérimentaux. L'estimation de ces bruits de fond  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}W$ ,  $ZW + \text{jets}$  et  $W^\pm W^\pm + \text{jets}$  est cependant vérifiée dans les données en comparant les estimations issues des simulations aux données dans des régions enrichies en ces processus.

Les processus  $t\bar{t}V$  simulés sont produits à l'ordre de l'arbre à partir du générateur MADGRAPH [133]. La fragmentation des partons ainsi que l'hadronisation sont effectuées à partir du module correspondant du générateur PYTHIA8 [118]. La section efficace globale associée aux événements simulés est ensuite normalisée aux calculs à l'ordre suivant l'ordre de l'arbre [134]. Les processus  $VV$  quant à eux sont produits à partir du générateur SHERPA [135]. Plus de détails sont donnés dans le document [136].

Les incertitudes systématiques associées aux processus  $VV + \text{jets}$  sont estimées en variant les sections efficaces, et les échelles de normalisation, de factorisation et de resommation utilisées pour générer les données simulées. Les incertitudes associées aux processus  $t\bar{t}V$  sont quant à elles estimées en variant les sections efficaces et en comparant les estimations issues des générateurs MADGRAPH et SHERPA. Pour ces deux processus, l'incertitude théorique résultante est de l'ordre de 30%. Pour finir, une incertitude conservatrice de 50% est assignée à l'estimation de la contribution de processus plus rares tels que  $VVV + \text{jets}$ ,  $t\bar{t}h$ ,  $tZ$  ou  $t\bar{t}t\bar{t}$ .

### 5.4.3. Incertitudes d'estimation du bruit de fond

Les contributions relatives des principales sources d'incertitude de l'analyse sont comparées dans la Table 5.15. Dans le cas des régions de signal avec aucun  $b$ -jet (SR0b3j et SR0b5j), les incertitudes expérimentales liées à l'estimation des faux leptons et les incertitudes théoriques associées à l'estimation des événements  $VV + \text{jets}$  sont dominantes, représentant chacune  $\sim 20\%$  du bruit de fond. Les incertitudes statistiques ainsi que les incertitudes liées à l'estimation de l'échelle en énergie des jets contribuent dans une moindre mesure ( $\sim 10\%$ ). L'impact important de la coupure sur le nombre de jets sur la contribution du bruit de fond  $VV$  explique la contribution non négligeable de l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets. Dans le cas des régions de signal contenant des  $b$ -jets, l'incertitude associée à l'estimation des faux leptons est dominante, représentant 20% du bruit de fond total. L'incertitude théorique associée aux processus  $t\bar{t}V$  et aux processus rares est également importante (15%) pour ces régions de signal, leur

Région de signal	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
Incertitudes statistiques	11%	14%	3%	6%
Incertitudes théoriques : $VV$ + jets	23%	16%	1%	< 1%
Incertitudes théoriques : $t\bar{t}V$	3%	4%	13%	9%
Autres incertitudes théoriques	5%	3%	9%	15%
Faux leptons	18%	20%	18%	21%
Inversion de charge	—	1%	3%	8%
Échelle en énergie des jets	12%	11%	6%	5%
Résolution en énergie des jets	3%	9%	2%	3%
Identification des $b$ -jets	4%	6%	3%	10%
PDF	6%	6%	6%	8%
Incertitude totale	30%	34%	22%	31%
Quantité de bruit de fond estimée	1.5	0.88	4.5	0.80

Table 5.15. – Détail des contributions des incertitudes intervenant dans les estimations de bruits de fond de chacune des régions de signal. Les incertitudes sont exprimées en fonction du nombre total d'événements dans les régions de signal.

contribution n'étant pas limitée par le critère sur les  $b$ -jets.

#### 5.4.4. Validation des estimations

L'estimation des bruits de fond est validée dans les données en la comparant avec la quantité d'événements observés pour différentes régions de l'espace des phases, appelées régions de validation.

##### Validation de l'estimation du bruit de fond expérimental

L'estimation du bruit de fond associé aux faux leptons et à l'inversion de la charge est validée en la comparant avec les données. Trois canaux ont été considérés, catégorisés en fonction de la saveur des leptons ( $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$ ), afin de mieux refléter le comportement différent des électrons et des muons. Cette comparaison a été effectuée en fonction de nombreuses variables telles que l'impulsion transverse des leptons, l'énergie transverse manquante ou le nombre de ( $b$ -)jets. La Figure 5.22, montrant la comparaison entre données et simulations du nombre de ( $b$ -)jets, illustre ce processus de validation. Dans le but de réduire la contribution des événements  $V$  + jets absents dans les régions de signal, les événements considérés doivent contenir au moins deux jets avec un  $p_T$  supérieur à 25 GeV et une énergie transverse manquante supérieure à 60 GeV en plus de critères sur la charge des leptons. Un bon accord est observé entre les données et l'estimation

du bruit de fond quelle que soit la multiplicité en  $(b\text{-})$ jet et la saveur des leptons considérée, avec une déviation maximale de  $\sim 2.2\sigma$  dans le canal  $\mu\mu$  accompagné de deux  $b$ -jets. Un meilleur accord est par ailleurs observé lorsque les trois canaux de saveur leptonique sont fusionnés, validant l'estimation inclusive des bruits de fond expérimentaux dans la mesure où les régions de signal ne sont pas catégorisées en fonction de la saveur des leptons.

### Validation de l'estimation du bruit de fond irréductible

Les estimations des bruits de fond irréductibles  $WZ$ +jets et  $WW$ +jets sont testés dans les régions de validation, VR-WZ et VR-WW, présentées dans la partie haute de la Table 5.16. Ces dernières sont caractérisées par l'absence de  $b$ -jets, exactement 3 (2) leptons passant les critères de sélection strictes de l'analyse et une énergie transverse manquante supérieure à 30 (35) GeV. Une coupure additionnelle sur le nombre de jets dont l'impulsion transverse est supérieure à 25 GeV de  $N_{jet}^{25} \geq 2$  et  $1 \leq N_{jet}^{25} \leq 3$  est appliquée pour les régions de validation VR-WW et VR-WZ respectivement. Ces coupures ont pour but d'enrichir la sélection en événements accompagnés de jets, plus complexes à simuler. Une éventuelle contribution du signal supersymétrique recherché est rejeté en ne sélectionnant que les événements avec une masse effective et une énergie transverse manquante inférieure à 900 et 200 GeV respectivement. La pureté en événement  $WZ$ +jets et  $WW$  atteinte est estimée à 81% et 40%, respectivement. L'éventuelle contamination en signal supersymétrique non exclu par le Run-1 dans les régions de validation associées aux processus  $WZ$ +jets et  $WW$  est estimée à 1% et 15% respectivement.

	$N_{lept}^{signal} (N_{lept}^{cand})$	$N_{b-jets}^{20}$	$N_{jets}^{25}$	$E_T^{miss}$ [GeV]	$m_{eff}$ [GeV]	Autres [GeV]
VR-WW	=2 (=2) =1 SS pair	=0	$\geq 2$	35–200	300–900	$m(j_1 j_2) > 500$ $p_T(j_2) > 40$ $p_T(\ell_2) > 30$ veto $80 < m_{ee} < 100$
VR-WZ	=3 (=3)	=0	1–3	30–200	<900	$p_T(\ell_3) > 30$
VR- $t\bar{t}V$	$\geq 2$ (-) $\geq 1$ SS pair	$\geq 2$	$\geq 5$ ( $e^\pm e^\pm, e^\pm \mu^\pm$ ) $\geq 3$ ( $\mu^\pm \mu^\pm$ )	20–200	200–900	$p_T(\ell_2) > 25$ veto $E_T^{miss} > 125$ veto $m_{eff} > 650$
VR- $t\bar{t}Z$	$\geq 3$ (-) $\geq 1$ SFOS pair	$\geq 1$	$\geq 4$ (=1 $b$ -jet) $\geq 3$ ( $\geq 2$ $b$ -jets)	20–150	100–900	$p_T(\ell_2) > 25$ $p_T(\ell_3) > 20$ (si $e$ ) $80 < m_{SFOS} < 100$
All VRs	Rejet des événements entrant dans les régions de signal, ou si $ \eta_{e_{1/2}}  > 1.37$ (sauf pour VR-WZ)					

Table 5.16. – Définition des régions de validation dédiées aux bruits de fond rares.

La partie basse de la Table 5.16 résume la définition des régions de validation dédiées aux processus  $t\bar{t}V$ . Étant donnée la faible statistique disponible ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ), il s'est avéré impossible de définir une région de validation avec une

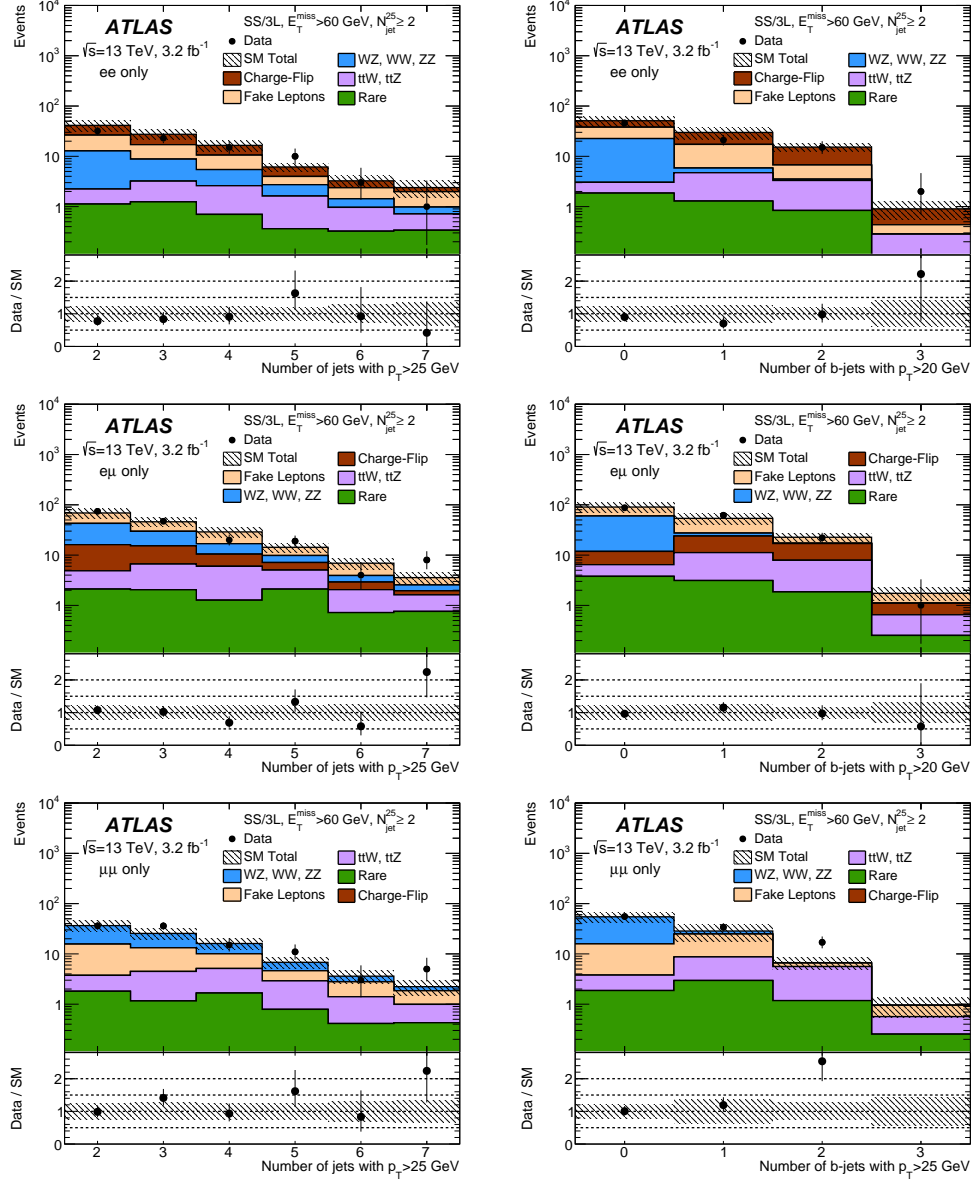


Figure 5.22. – Distributions du nombre de jets ( $p_T^{jet} > 25$  GeV, colonne de gauche) et du nombre de  $b$ -jets ( $p_T^{b-jet} > 25$  GeV, colonne de droite) pour des événements avec deux leptons de même charge, au moins deux jets ( $p_T^{jet} > 25$  GeV) et une énergie transverse manquante supérieure à 60 GeV dans les canaux  $ee$  (haut),  $e\mu$  (centre) et  $\mu\mu$  (bas). La somme des prédictions des différents bruits de fond est comparée à l'ensemble des données 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ). Source [136].

bonne pureté en événements  $t\bar{t}W$  tout en conservant une statistique suffisante. Par ailleurs, les processus  $t\bar{t}Z$  produisent deux leptons de charges opposées de

masse invariante proche de la masse du  $Z$ . Cette signature est utilisée pour définir la région de validation VR-ttZ à partir des événements contenant au moins une paire de leptons de même saveur et de charge opposée dont la masse invariante est comprise entre 80 et 100 GeV, accompagnés d'au moins un  $b$ -jet et d'une énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV (désintégration de la paire de quarks top). Afin de réduire la contribution des processus  $t\bar{t}$ , au moins trois leptons passant les critères de sélections strictes doivent être présents dans l'événement. Pour finir, l'événement doit contenir au moins quatre jets d'énergie transverse supérieure à 25 GeV. Ce critère est relâché à trois jets dans le cas d'événements contenant au moins deux  $b$ -jets. La pureté atteinte en événement  $t\bar{t}Z$  dans cette région de validation (VR-ttZ) est estimée à 70%. Une autre région de validation (VR-ttV) dédiée aux processus  $t\bar{t}V$  en général est également définie dans le but de vérifier de manière indirecte l'estimation du bruit de fond  $t\bar{t}W$ . Pour la définition de cette région de validation, au moins deux leptons signal de charge identique et au moins deux  $b$ -jets sont requis. Une coupure sur le nombre minimum de jets variant de 3 à 5 est placée en fonction de la saveur des leptons. Enfin, les coupures  $E_T^{miss} > 20$  GeV,  $m_{eff} > 100$  GeV et  $|\eta^e| < 1.37$  sont appliquées aux régions de validation afin de réduire la contribution du bruit de fond expérimental. De manière similaire aux régions de validation des processus  $VV$ +jets, seuls les événements dont la masse effective et l'énergie transverse manquante sont inférieures à 900 et 150-200 GeV respectivement, sont considérés dans le but de réduire la contribution d'un éventuel signal supersymétrique non exclu par le Run-1. La pureté atteinte en événements  $t\bar{t}V$  est de l'ordre de 50%. Les régions de validation  $t\bar{t}V$  sont proches des régions de signal, ainsi la contribution d'un hypothétique signal supersymétrique est plus importante, variant de 10% à 27% selon les modèles considérés.

La Figure 5.23 montre les comparaisons entre données et estimations des bruits de fond en fonction de l'énergie transverse manquante après les coupures de sélections des régions de validation VR-ttV (gauche), VR-ttZ (droite) et VR-WZ (bas). Le détail des contributions des différents bruits de fond ainsi que leurs incertitudes associées est présenté dans la Table 5.17 (les résultats dans la région de validation VR-WW sont également inclus). Les résultats montrent un bon accord entre les données et les prédictions pour l'ensemble des régions de validation considérées, avec une déviation maximum de  $1.5\sigma$  dans la région de validation VR-ttZ, principalement issue des événements avec une énergie transverse manquante supérieure à 60 GeV.

## 5.5. Résultats

Région de Validation	VR-WW	VR-WZ	VR-ttV	VR-ttZ
$N_{\text{events}}^{\text{obs}}$	4	82	19	14
$N_{\text{bkg}}^{\text{exp}}$	$3.4 \pm 0.8$	$98 \pm 15$	$12.1 \pm 2.7$	$9.7 \pm 2.5$
faux leptons	$0.6 \pm 0.5$	$8 \pm 6$	$2.1 \pm 1.4$	$0.6 \pm 1.0$
Inversion de charge	$0.26 \pm 0.05$	-	$1.14 \pm 0.15$	-
$t\bar{t}W$	$0.05 \pm 0.03$	$0.25 \pm 0.09$	$2.4 \pm 0.8$	$0.10 \pm 0.03$
$t\bar{t}Z$	$0.02 \pm 0.01$	$0.72 \pm 0.26$	$3.9 \pm 1.3$	$6.3 \pm 2.1$
$WZ$ +jets	$1.0 \pm 0.4$	$78 \pm 13$	$0.19 \pm 0.10$	$1.2 \pm 0.4$
$W^\pm W^\pm jj$	$1.3 \pm 0.5$	-	$0.02 \pm 0.03$	-
$ZZ$ + jets	$0.02 \pm 0.01$	$8.2 \pm 2.8$	$0.12 \pm 0.15$	$0.3 \pm 0.19$
Rare	$0.10 \pm 0.05$	$2.8 \pm 1.4$	$2.3 \pm 1.2$	$1.1 \pm 0.6$

Table 5.17. – Nombres d’événements observés dans les régions de validation dédiées aux bruits de fond rares ( $WW$ +jets,  $WZ$ +jets,  $t\bar{t}V$  et  $t\bar{t}Z$ ) comparés aux estimations des différents bruits de fond de l’analyse.

### 5.5.1. Nombre d’événements

La Figure 5.24 présente la comparaison entre les données et les prédictions de bruit de fond en fonction de l’énergie transverse manquante après les sélections des régions de signal (mise à part la coupure sur  $E_T^{\text{miss}}$ ). Les distributions correspondant à un modèle supersymétrique ciblé par ces régions de signal, sont ajoutées afin d’illustrer la sensibilité de chacune de ces régions de signal. La simulation de ces processus est effectuée à partir de MadGraph v2.2.3 et Pythia 8.186 pour la génération des partons nus et leur hadronisation, respectivement [136]. Le détail des contributions de chacun des bruits de fond ainsi que de leurs incertitudes associées est présenté dans la Table 5.18. L’estimation de la probabilité  $p(s = 0)$  que les résultats observés soient dus à une fluctuation statistique du bruit de fond sans contribution d’un éventuel signal est aussi montrée dans le but de quantifier un excès potentiel des données vis-à-vis du bruit de fond estimé. Des valeurs supérieures à 10% associées aux régions de signal SR0b3j, SR1b et SR3b sont observées dénotant un bon accord des prédictions du Modèle Standard avec les données. La région de signal SR0b5j présente quant à elle un excès plus marqué avec une  $p$ -value de 4%. Cet excès n’est malgré tout pas suffisant pour être interprété comme une évidence de nouvelle physique.

La deuxième partie du tableau détaille la quantité estimée pour chacun des bruit de fond dans les quatre régions de signal. Dans les régions de signal ne comportant aucun  $b$ -jet (SR0b3j et SR0b5j), le bruit de fond est largement dominé par les processus  $VV$  + jets. Ce comportement est attendu car les processus  $VV$ , produits en quantité relativement importante, ne sont pas rejetés par le

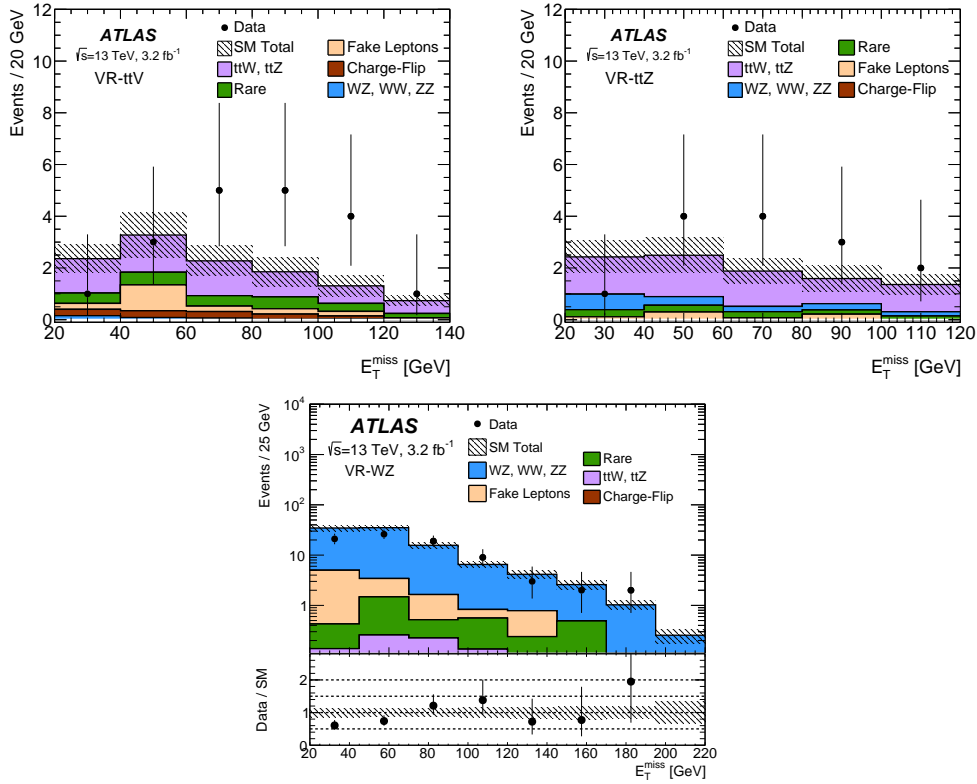


Figure 5.23. – Validation de la prédiction des processus rares  $t\bar{t}V$  (gauche),  $t\bar{t}Z$  (droite) et  $WZ$ +jet (bas) dans des régions dédiées, enrichies en ces événements. Source [136].

critère sur le nombre de  $b$ -jets. Dans le cas de la région SR1b, le bruit de fond est dominé par les processus  $t\bar{t}V$  représentant, en incluant les processus rares,  $\sim 42\%$  du bruit de fond estimé dans l'état final. Ceci est également attendu, car les processus  $VV$  sont rejetés en exigeant au moins un  $b$ -jet, si bien que la contribution des processus  $t\bar{t}V$ , plus rares mais aussi plus proches du signal recherché, devient majoritaire. Par ailleurs, au sein de cette région de signal les processus  $t\bar{t}$  sont principalement rejetés en imposant que les charges des leptons doivent être de signe identique, si bien qu'une proportion accrue de bruit de fond expérimental est observée. Ces bruits de fond représentent  $\sim 18\%$  (inversion de charge) et  $\sim 13\%$  (faux lepton) du bruit de fond total. Pour finir le bruit de fond associé à la région de signal SR3b est principalement issu d'une reconstruction erronée de l'état final étant donné la rareté des processus produisant au moins trois  $b$ -jets accompagnés de deux leptons de même charge<sup>t</sup>. L'identification erronée d'un  $b$ -jet permet aux processus  $t\bar{t}V$  de contribuer à cette région de signal représentant

t. Les processus  $t\bar{t}V$  ne sont plus des bruits de fond irréductibles à proprement parler car ils ne produisent pas trois  $b$ -jets dans l'état final.



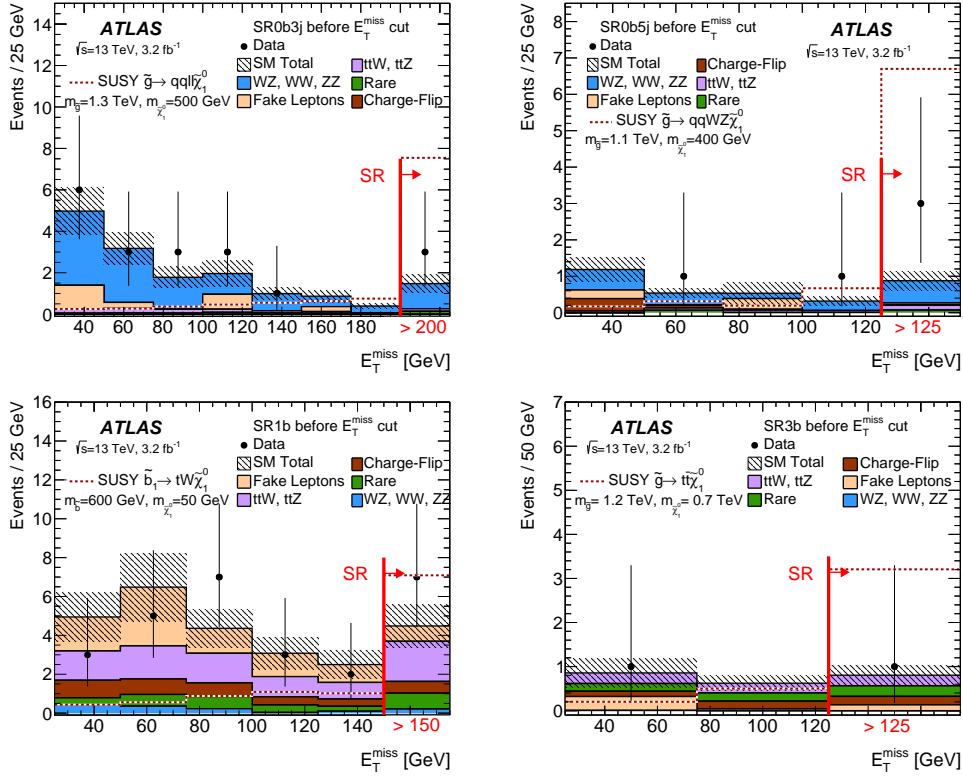


Figure 5.24. – Distributions en énergie transverse manquante obtenues après application des coupures de définition des régions de signal (sauf la coupure sur  $E_T^{\text{miss}}$ ). Les distributions observées dans les données sont comparées avec l'estimation des différents bruit de fond. Le dernier intervalle correspond aux régions de signal. Source [136].

$\sim 35\%$  du bruit de fond total. L'identification erronée des leptons ou la mauvaise assignation de leur charge permet aux processus  $t\bar{t}$  de contribuer à hauteur de  $\sim 40\%$ . Les bruit de fonds rares contribuent à 30% et sont principalement issus des processus  $t\bar{t}t\bar{t}$  dans cette région de signal.

### 5.5.2. Limites d'exclusion

Étant donné qu'aucun excès significatif n'a été observé, le nombre d'événements dans les régions de signal peut être utilisé pour placer une limite supérieure sur les potentielles contributions de processus au-delà du Modèle Standard. Ces limites sont placées à partir de la simulation de processus supersymétriques [136] en utilisant la méthode des CLs [137], se basant sur l'utilisation d'un rapport de fonctions de vraisemblance [138]. Celles-ci sont construites à partir de distributions de Poisson paramétrées par le nombre d'événements ob-

Région de signal	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
$N_{\text{events}}^{\text{obs}}$	3	3	7	1
$N_{\text{bkg}}^{\text{exp}}$	$1.5 \pm 0.4$	$0.88 \pm 0.29$	$4.5 \pm 1.0$	$0.80 \pm 0.25$
$p(s = 0)$	0.13	0.04	0.15	0.36
faux leptons	$< 0.2$	$0.05 \pm 0.18$	$0.80 \pm 0.8$	$0.13 \pm 0.17$
Inversion de charge	-	$0.02 \pm 0.01$	$0.60 \pm 0.12$	$0.19 \pm 0.06$
$t\bar{t}W$	$0.02 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.04$	$1.1 \pm 0.4$	$0.10 \pm 0.05$
$t\bar{t}Z$	$0.10 \pm 0.04$	$0.05 \pm 0.03$	$0.92 \pm 0.31$	$0.14 \pm 0.06$
$WZ + \text{jets}$	$1.20 \pm 0.40$	$0.48 \pm 0.20$	$0.18 \pm 0.11$	$< 0.02$
$W^{\pm}W^{\pm}jj$	-	$0.12 \pm 0.07$	$0.03 \pm 0.02$	$< 0.01$
$ZZ + \text{jets}$	$< 0.03$	$< 0.04$	$< 0.03$	$< 0.03$
Rare	$0.14 \pm 0.08$	$0.07 \pm 0.05$	$0.80 \pm 0.40$	$0.24 \pm 0.14$

Table 5.18. – La partie haute de la table montre les nombres d’événements observés dans les régions de signal comparés à la contribution attendue du bruit de fond.  $p(s = 0)$  représente la probabilité que les résultats observés soient dûs à une fluctuation statistique du bruit de fond en l’absence de signal ( $s = 0$ ). La partie basse du tableau détaille la contribution de chacun des bruits de fond.

servés dans les régions de signal ou la quantité de bruit de fond estimé selon les cas.

### 5.5.2.1. Limites inclusives

Un premier type de limite, indépendant du modèle considéré est assigné en estimant le nombre maximum d’événements de nouvelle physique pouvant intervenir dans les régions de signal ( $N_{\text{BSM}}^{\text{obs}}$ ). En tenant compte de l’acceptance et des efficacités de sélection des événements, ces résultats peuvent être utilisés pour établir des contraintes sur un type arbitraire de modèle, quelle que soit l’évolution des modèles théoriques dans le futur. Ces contraintes sont résumées dans la Table 5.19.

### 5.5.2.2. Limites associées à un modèle particulier

Des limites spécifiques aux processus supersymétriques peuvent également être placées. Étant donné la grande variété des modèles supersymétriques, il est impossible de les considérer tous. Des modèles simplifiés, présentés dans la sous-section 5.1.2, sont alors utilisés dans le but de rester le plus général possible. Ces modèles sont définis de manière à être entièrement paramétrés en fixant la masse des particules supersymétriques créées au point de collision (ici gluinos et squarks sbottom) et celle du neutralino. Les limites obtenues à partir de ces

Région de signal	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
$N_{\text{BSM}}^{\text{obs}}(N_{\text{BSM}}^{\text{exp}})$	5.9 (4.1 $^{+1.6}_{-0.8}$ )	6.4 (3.6 $^{+1.2}_{-1.1}$ )	8.8 (6.0 $^{+2.6}_{-1.6}$ )	3.8 (3.7 $^{+1.1}_{-0.5}$ )
$\sigma_{\text{vis}}^{\text{obs}} [\text{fb}]$	1.8	2.0	2.8	1.2

Table 5.19. – Limites supérieures sur la potentielle contribution d'événements au delà du Modèle Standard (BSM). Ces limites sont exprimées en terme de nombre d'événements (première ligne) et en terme de section efficace visible (rapport entre le nombre d'événements observés et la luminosité mesurée). Ces grandeurs (entre parenthèses) sont estimées à partir des données (à partir de l'estimation des processus du Modèle Standard). Elles correspondent aux limites hautes associées à 95% de niveau de confiance.

modèles simplifiés peuvent être ensuite utilisées pour établir des contraintes sur des modèles supersymétriques complets (par exemple mSUGRA, GMSB), prenant compte des rapports d'embranchement.

Dans le cadre de cette analyse, quatre modèles simplifiés, correspondant chacun à une région de signal spécifique, sont considérés :  $\tilde{g} \rightarrow qq' ll \tilde{\chi}_1^0$  (SR0b3j),  $\tilde{g} \rightarrow qq' W Z \tilde{\chi}_1^0$  (SR0b5j),  $\tilde{b}\tilde{b} \rightarrow t\bar{t} \tilde{\chi}_1^\pm$  (SR1b) et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t} \tilde{\chi}_1^0$  (SR3b). La Figure 5.25 montre les limites attendues (traits pointillés et bandes jaunes) et observées (lignes rouges) en fonction de la masse des particules supersymétriques initiales et de la masse du neutralino. Lorsque les modèles utilisés sont identiques à ceux utilisés aux Run-1, les résultats obtenus sont comparés avec les exclusions issues de l'analyse des données à 8 TeV.

### SR0b3j

La région de signal SR0b3j permet de placer des contraintes fortes sur le processus de désintégration  $\tilde{g} \rightarrow qq' ll \tilde{\chi}_1^0$ . En effet, ce processus produit quatre leptons et un nombre réduit de jets dans l'état final. La région de signal SR0b3j, comportant une coupure lâche sur le nombre de jets ( $N_{\text{jets}}^{50} \geq 3$ ) et une coupure sévère sur le nombre de leptons ( $N_{\text{lept}}^{\text{signal}} \geq 3$ ), est alors tout à fait adaptée au modèle  $\tilde{g} \rightarrow qq' ll \tilde{\chi}_1^0$ . Les contraintes sur ce modèle placées en fonction de la masse du neutralino et du gluino sont montrées sur le graphique en haut à gauche de la Figure 5.25. Les masses des sleptons ( $\tilde{l}$  et  $\tilde{\nu}$ ) et du second neutralino le plus léger ( $\tilde{\chi}_2^0$ ) sont respectivement définies de la manière suivante  $m_{\tilde{l}/\tilde{\nu}} = (m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$  et  $m_{\tilde{\chi}_2^0} = (m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$ . Les processus supersymétriques  $\tilde{g} \rightarrow qq ll \tilde{\chi}_1^0$  impliquant un gluino de masse inférieure à 1.3 TeV sont exclus dans le cas d'un neutralino de masse inférieure à 0.6 TeV. De plus, des modèles impliquant des neutralinos particulièrement massifs ( $\sim 0.85$  TeV) sont également exclus dans la mesure où le gluino a une masse de l'ordre de 1.1 TeV.

### SR0b5j

La région de signal SR0b5j est quant à elle plus adaptée aux processus  $\tilde{g} \rightarrow qqWZ\tilde{\chi}_1^0$ . La présence de quatre bosons électro-faibles dans l'état final implique en moyenne un grand nombre de jets dans l'état final de par le grand rapport d'embranchement hadronique des bosons  $Z$  et  $W$ . Ce grand nombre de jets motive l'utilisation de cette région de signal. Les exclusions associées en fonction de la masse du neutralino et du gluino sont montrées sur le graphique en haut à droite de la Figure 5.25. Les masses du second neutrino le plus massif ( $\tilde{\chi}_2^0$ ) et du chargino ( $\tilde{\chi}_1^\pm$ ) sont respectivement définies de la manière suivante  $m_{\tilde{\chi}_2^0} = (m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_1^\pm})/2$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = (m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$ . Cette région de signal permet d'exclure les processus impliquant un gluino de masse inférieure à  $\sim 1.1$  TeV pour un neutralino de masse inférieure à  $\sim 0.5$  TeV. Ce modèle ayant déjà été utilisé dans le cadre de l'analyse des données 2012, ces limites d'exclusion (courbe rouge) ont put être comparées aux résultats de l'analyse des données 2012 (courbe verte). L'augmentation de la section efficace de production des gluinos avec l'énergie au centre de masse a permis d'augmenter de 100-200 GeV la masse des gluino exclus, malgré l'excès observé dans la région de signal. Les résultats obtenus avec les données 2015 sont également comparés aux résultats obtenus à partir de la combinaison des résultats de l'ensemble des analyses supersymétriques effectuées avec les données 2012 (courbe bleue). Malgré des limites plus faibles à basse masse du neutralino, un élargissement de l'espace des phases exclu est observé pour des neutralinos de 550 GeV et des gluinos de 1.0 TeV.

### SR1b

Les résultats obtenus dans les régions de signal SR1b sont utilisés pour contraindre les modèle  $\tilde{b} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm$ . Ce choix est clairement motivé par la présence de deux  $b$ -quarks dans l'état final. La masse du chargino ( $\tilde{\chi}_1^\pm$ ) est définie de la manière suivante  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = m_{\tilde{\chi}_1^0} + 100$  GeV. Les limites inférieures placées sur la masse du sbottom sont typiquement de l'ordre de 425 (540) GeV pour des neutralinos de masse  $\sim 50$  GeV (140 GeV). Il est intéressant de remarquer qu'à la fois pour les données 2012 et 2015, l'analyse effectuée à partir de deux leptons de même charge est la seule à avoir été utilisée pour contraindre les modèles  $\tilde{b} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm$  au sein de la collaboration ATLAS.

### SR3b

Les processus  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  produisant quatre quarks  $b$  dans l'état final, la région de signal SR3b est utilisée pour contraindre ces derniers. Le graphique en bas

à droite de la Figure 5.25 montre les limites d'exclusions obtenues avec l'analyse des données 2015 comparées à celles obtenues à partir des données 2012. La masse du stop est supposée bien supérieure à celle du gluino de manière à produire des stop hors couche de masse dans la chaîne de désintégration. Les gluinos de masses inférieures à 1.2 TeV sont exclus pour des masses du neutralino inférieures à 600 GeV, tandis que les neutralinos de masses inférieures à 680 GeV sont exclus pour des gluinos de masse 1.05 TeV. Cela représente une augmentation des limites d'exclusions de 100-200 GeV par rapport à l'analyse du Run-1 (courbe verte). De plus, à haute masse du neutralino ( $\sim 650$  GeV), l'analyse présentée permet déjà une amélioration des limites d'exclusions vis-à-vis des résultats obtenus à partir de la combinaison de l'ensemble des analyses supersymétriques du Run-1 (courbe bleue).

## 5.6. Conclusions

Ce chapitre a été consacré à la recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte à partir des événements avec deux leptons de même charge accompagnés de jets dans les données issues des collisions à 13 TeV collectées en 2015 ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$ ). L'absence d'excès dans les données a permis de placer des limites d'exclusions supérieures à celles de l'analyse du Run-1 utilisant le même état final. L'augmentation des sections efficaces induites par la hausse de l'énergie au centre de masse des collisions a en effet permis d'améliorer les limites placées sur la masse du gluino de 100 à 200 GeV. Les limites placées sur les masses du neutralino et du sbottom ont également été améliorées dans certaines configurations. Ces limites sont même meilleures que celles obtenues en combinant l'ensemble des recherches de Supersymétrie effectuées au Run-1 lorsque le spectre de masse est compressé. Les résultats de cette analyse ont été publiés en début d'année 2016 [136].

L'état final avec deux leptons de même charge a également été utilisé pour la recherche de squarks et de gluinos dans les données des collisions à 13 TeV collectées par le détecteur CMS en 2015 ( $2.3 \text{ fb}^{-1}$ ) [139]. Dans le cadre de cette analyse, les critères de sélection des leptons ainsi que la paramétrisation de la mesure des efficacités des faux leptons est également construite de manière à réduire la dépendance de ces dernières à l'impulsion transverse et à la composition en faux leptons, réduisant les incertitudes systématiques associées. De plus, une stratégie différente a été mise en oeuvre pour la sélection des événements. En effet 64 régions de signal orthogonales ont été définies en fonction du nombre de ( $b$ -)jets, de l'impulsion transverse des leptons, de l'énergie transverse manquante et d'autres variables discriminantes spécifiques à cette analyse. Cette stratégie, particulièrement adaptée pour placer des limites d'exclusion sur les différents

modèles (meilleure catégorisation du bruit de fond), rend plus complexe l'interprétation d'un éventuel excès dans l'une ou plusieurs régions de signal. Aucun excès significatif n'a été observé, ce qui a permis de placer des limites d'exclusions similaires à celles de l'analyse ATLAS illustrées par la Figure 5.26.

Comme discuté dans l'introduction de ce chapitre, la production de squarks et de gluinos peut être recherchée à partir d'autres états finaux. Par exemple, les événements contenant une énergie transverse manquante importante, aucun lepton et un grand nombre de jets permettent une recherche complémentaire des processus  $\tilde{g} \rightarrow qqWZ\tilde{\chi}_1^0$ . Le rapport d'embranchement hadronique des désintégrations de bosons  $Z$  ou  $W$  est plus important que ceux associés aux leptons, si bien que des coupures cinématiques plus strictes peuvent être appliquées, permettant une meilleure sensibilité aux scénarios à haute différence de masse. Par ailleurs, pour des scénarios à faible différence de masse, les états finaux avec deux leptons de même charge permettent une meilleure sensibilité car la faible contribution de bruit de fond permet d'utiliser des coupures cinématiques relâchées, et ainsi rester sensible aux événements avec des objets peu boostés produits par ce type de scénarios. Cette complémentarité est illustrée par la Figure 5.27 (droite). Comme attendu, les limites d'exclusion obtenues à partir de l'état final avec deux leptons de même charge (courbes bleues) permettent d'exclure des modèles à petite différence de masse, tandis que les modèles avec une grande différence de masse sont exclus plus efficacement par l'analyse de l'état final ne comportant aucun lepton (courbes rouges).

L'ensemble des travaux mis en place pour l'analyse des données 2015 à partir des états finaux avec deux leptons de même charge ont été essentiels à sa mise à jour récente, utilisant la combinaison des données 2015 et 2016 ( $13.2\text{ fb}^{-1}$ ) [77]. Les performances de l'analyse ont pu être améliorées, comme illustré par les limites d'exclusions montrées dans la Figure 5.28<sup>u</sup>. Dans le cas des processus  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (Figure 5.28, gauche), les limites maximales sur les masses du gluino et du neutralino ont été améliorées de 250 et 200 GeV respectivement, tandis que pour les processus  $\tilde{g} \rightarrow qq'WZ\tilde{\chi}_1^0$  (Figure 5.28, droite), une augmentation des limites maximales sur les masses du gluino et du neutralino de 500 GeV et 350 GeV ont été observées. Cette importante amélioration a été obtenue grâce à des coupures plus strictes permises par la plus grande luminosité intégrée disponible et l'utilisation de coupures plus adaptées aux scénarios avec des spectres de masse compressés<sup>v</sup>. Une redéfinition de la procédure de suppression de recouvrement des objets a par ailleurs permis d'inclure les leptons à  $0.2 < \Delta R(l, jets) < 0.4$  contribuant également à cette amélioration. Des régions de signal dédiées aux scénarios avec violation de la parité  $R$  ont également été ajoutées, permettant

u. Aucun excès significatif n'a été observé.

v. Le seuil en énergie des coupures sur le nombre de jets est diminué tandis qu'un plus grand nombre de jets est requis.

d'étendre les limites d'exclusions du Run-1 sur ce type de modèles. A plus long terme, une meilleure paramétrisation des efficacités des vrais et des faux leptons permettrait de réduire les incertitudes systématiques associées au bruit de fond issu des faux leptons, dominantes dans les régions de signal SR0b5j, SR1b et SR3b. Les données collectées par le détecteur CMS en 2016 ( $12.9 \text{ fb}^{-1}$ ) ont également été analysées, permettant de placer des limites d'exclusions similaires à celle obtenues par la collaboration ATLAS [140].

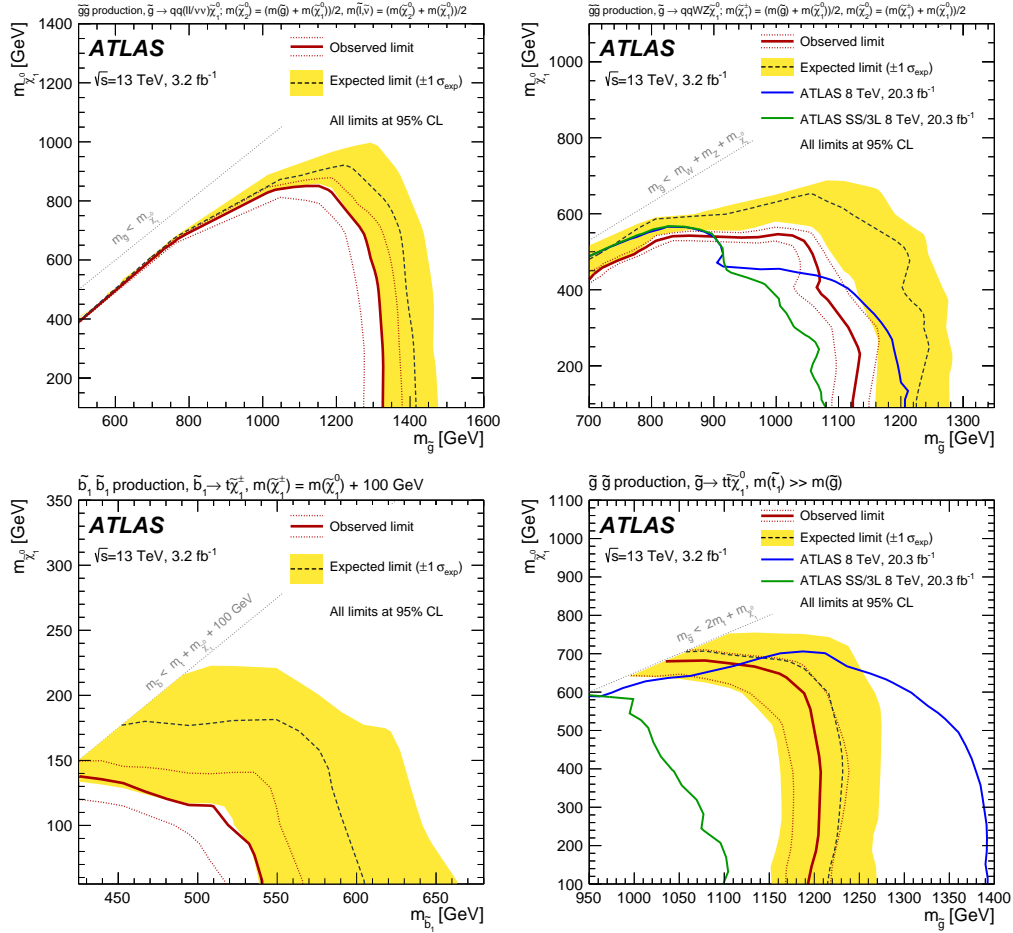


Figure 5.25. – Limites d'exclusion correspondant à un intervalle de confiance de 95% pour différents modèles. Les lignes rouges pleines (pointillées) correspondent aux limites nominales (variation de  $1\sigma$  des sections efficaces de processus supersymétriques) calculées à partir des données. Les lignes bleues pointillées (bandes jaunes) correspondent aux limites obtenues dans le cas où le nombre d'événements observés est égal au bruit de fond estimé (variation à un  $\sigma$  des estimation du bruit de fond). La figure en haut à gauche correspond aux limites placées sur le modèle  $\tilde{g} \rightarrow qq' ll \tilde{\chi}_1^0$  dans le cas où la masse du neutralino 2 est la moyenne entre celles du gluino et du neutralino 1 et où la masse du slepton correspond à la moyenne entre celles du neutralino 1 et 2. Le graphique en haut à droite correspond aux processus  $\tilde{g} \rightarrow qq' WZ \tilde{\chi}_1^0$  avec le même choix de masse des particules intermédiaires que ceux considérés pour le processus  $\tilde{g} \rightarrow qq' ll \tilde{\chi}_1^0$ . La figure en bas à gauche correspond aux processus  $\tilde{b}\tilde{b} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$  dans le cas où la masse du chargino est supérieure à celle du neutralino de 100 GeV. Pour finir le graphique en bas à droite correspond au processus  $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t} \tilde{\chi}_1^0$  dans le cas où le stop considéré est très massif, ce dernier étant alors produit hors couche de masse. Source [136].



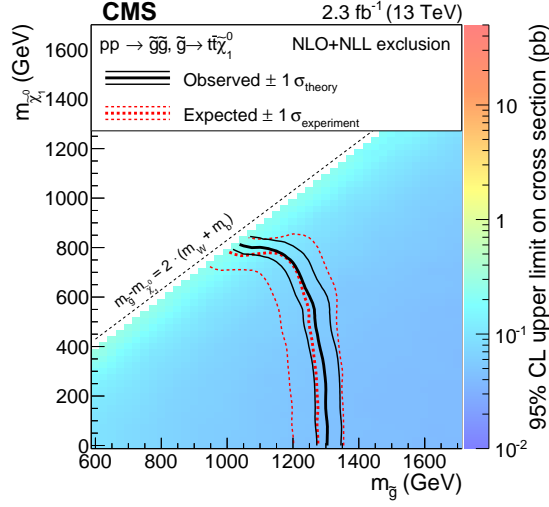


Figure 5.26. – Limites d'exclusion associées au modèle  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  paramétrées en fonction de la masse du gluino et du neutralino, obtenues à partir de l'analyse des données collectées par le détecteur CMS en 2015 ( $2.3\text{ fb}^{-1}$ ). Source [139].

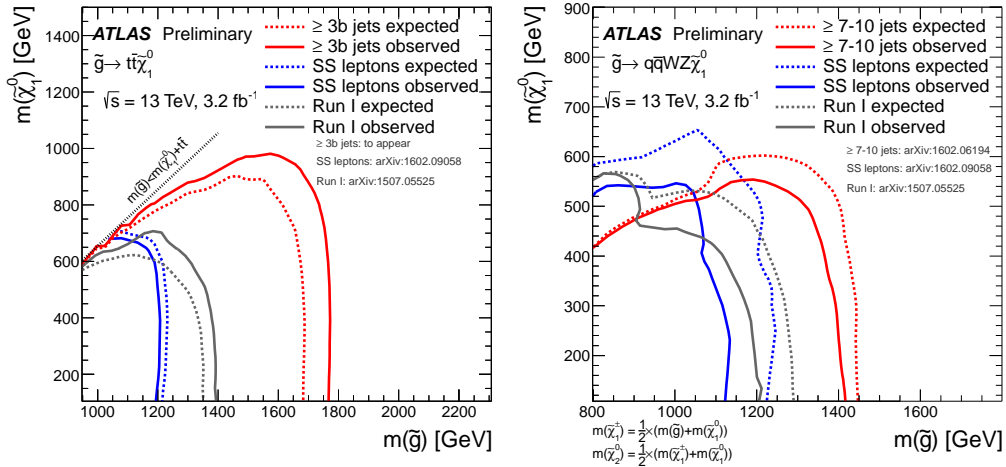


Figure 5.27. – Limites d'exclusion associées aux modèles  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (gauche) et  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}WZ\tilde{\chi}_1^0$  (droite), paramétrées en fonction de la masse du gluino et du neutralino. Les limites sont obtenues à partir de l'analyse des événements avec deux leptons de même charge (courbe bleue), au moins 3  $b$ -jets (courbe rouge, gauche) et 0 lepton (courbe rouge, droite) dans les données 2015 du détecteur ATLAS. Pour comparaison, les limites obtenues à partir des données 2012 (courbe grise) sont également montrées. Source [67].

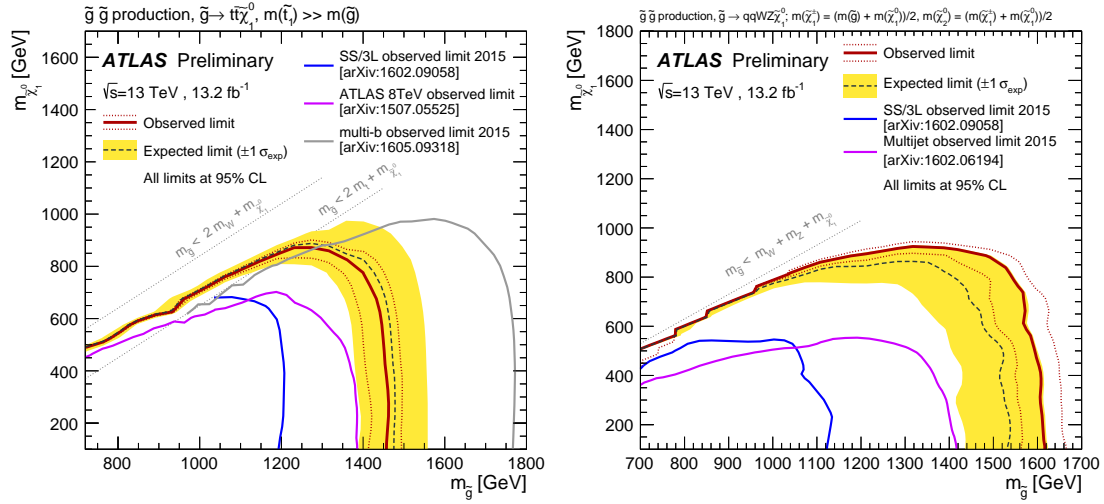


Figure 5.28. – Limites d'exclusion obtenues à partir de la combinaison des données collectées en 2015 et en 2016, associées au modèle  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (gauche) et  $\tilde{g} \rightarrow qq'WZ\tilde{\chi}_1^0$  (droite) paramétrées en fonction de la masse du gluino et du neutralino. Les lignes rouges et les bandes jaunes correspondent aux limites observées et attendues, les lignes bleues aux limites obtenues à partir des données 2015. Les lignes roses montrent les limites obtenues à partir de l'ensemble des analyses du Run-1 dans le graphique de gauche et les limites placées par l'analyse des états finaux comportant un grand nombre de jets à partir des données 2015 dans le graphique de droite. Les lignes grises correspondent quant à elles aux limites obtenues à partir de l'analyse des états finaux avec plusieurs  $b$ -jets dans les données 2015. Source [77].

# Conclusion

Les excellentes performances du LHC et du détecteur ATLAS ont permis entre 2010 et 2012 l'accomplissement d'un riche programme de physique, dont l'aspect le plus retentissant est la découverte du boson de Higgs à une masse de 125 GeV. D'éventuels signes de Nouvelle Physique ont également été recherchés, sans succès, à partir d'une grande variété d'états finaux. L'absence de déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard a ainsi permis de placer des contraintes fortes, notamment sur les modèles supersymétriques simplifiés tels que mSUGRA ou GMSB, et dans une moindre mesure sur des modèles plus généraux tels que le pMSSM. Entre 2012 et 2015, l'énergie au centre de masse des collisions de protons a été accrue, passant de 8 TeV à 13 TeV, permettant d'ouvrir un nouvel horizon dans les recherches de Nouvelle Physique. C'est dans cette situation particulièrement favorable que s'est inscrite cette thèse, avec l'optimisation des critères d'identification des électrons pour la prise de données à 13 TeV et la recherche de Supersymétrie produite par interaction forte à partir de l'état final avec des jets et des leptons de même charge électrique.

Au sein des collisions hadroniques du LHC, les électrons isolés sont principalement issus de la désintégration des bosons de jauge électro-faibles. Ils constituent donc une signature importante pour un grand nombre d'analyses de physique de premier plan et pour la définition des critères de déclenchement. En multipliant le taux de déclenchement par un facteur cinq, la hausse d'énergie et de luminosité instantanée des collisions a constitué un défi pour la définition des critères de déclenchement. Même si cela a motivé l'utilisation d'une fonction de vraisemblance pour l'identification des électrons, il était important de développer des critères à partir de coupures séquentielles similaires à ceux utilisés en 2012, travail réalisé au cours de cette thèse. L'optimisation de ces coupures a permis une amélioration conjointe des efficacités de signal et de rejet du bruit de fond pour les deux critères les plus relâchés, et une amélioration du rejet de bruit de fond suffisante du critère sévère pour permettre de définir des menus de déclenchement à partir de ce dernier. Ces critères ont ainsi été utilisés tout au long de l'année 2015 pour le déclenchement en-ligne des données, et sont encore utilisés en 2016 pour permettre des sélections hors-ligne enrichies en bruit de fond.

L'état final avec plusieurs jets et deux leptons de même charge est rarement

produit par les processus du Modèle Standard. Cet état final peut alors être utilisé pour la recherche de Nouvelle Physique sans coupure cinématique stricte. Dans le cadre de la recherche de Supersymétrie, de telles sélections ont l'avantage de permettre une sensibilité à un grand nombre de processus différents avec un nombre limité de régions de signal. Elles donnent également une sensibilité aux modèles avec un spectre de masse compressé, produisant uniquement des objets à basse impulsion et donc difficiles à rechercher à partir d'autres états finaux. Un des bruits de fond majeurs de cette analyse est issu de l'identification erronée de hadrons ou de jets de saveur lourde en tant que leptons issus du vertex primaire (faux leptons). Ces identifications erronées permettent à des processus produits en grande quantité au LHC (par exemple  $t\bar{t}$ ) de contribuer aux régions de signal malgré le critère sur la charge des leptons. L'estimation de ce bruit de fond, point clé de l'analyse, est effectuée dans les données à partir des efficacités des vrais et des faux leptons, et a constitué le sujet de la seconde partie de cette thèse. Le nombre d'événements observés a alors pu être comparé à la quantité de bruit de fond issu du Modèle Standard dans les régions de signal, dans lesquelles aucun excès n'a été observé. Ce résultat a donc été utilisé pour placer des limites sur des modèles supersymétriques simplifiés. Par exemple, des gluinos de masse inférieure à 1.1 TeV sont exclus à partir des données collectées en 2015 dans certains modèles avec un spectre de masse compressé, ce qui représente une amélioration d'environ 150 GeV par rapport aux limites placées à partir de l'ensemble des analyses des données 2012.

# ANNEXES

## A. Généralisation de la méthode de la matrice

Pour des raisons pédagogiques, la section 5.3.1 du chapitre 5 présente la méthode d'estimation des faux leptons lorsqu'un unique lepton est présent dans l'état final. Dans le cadre de l'analyse, une méthode généralisée est utilisée. Cette dernière utilise des matrices de tailles différentes en fonction du nombre de leptons présents dans les régions de signal. Cette annexe illustre le cas où deux leptons passent les critères de pré-sélection de l'analyse. La relation matricielle initiale devient alors :

$$\begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SL} \\ N_{LS} \\ N_{LL} \end{pmatrix} = \Lambda \begin{pmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{pmatrix}$$

avec  $N_{LL}$ ,  $N_{SL/LS}$  et  $N_{SS}$ , le nombre d'événements avec respectivement 0, 1 et 2 leptons passant les critères de sélection de signal, et  $N_{RR}$ ,  $N_{RF/FR}$  et  $N_{FF}$  le nombre d'événements contenant respectivement 0, 1 et 2 faux leptons et avec  $\Lambda$  définie de la manière suivante :

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \epsilon_1 \epsilon_2 & \epsilon_1 \xi_2 & \xi_1 \epsilon_2 & \xi_1 \xi_2 \\ \epsilon_1 (1 - \epsilon_2) & \epsilon_1 (1 - \xi_2) & \xi_1 (1 - \epsilon_2) & \xi_1 (1 - \xi_2) \\ (1 - \epsilon_1) \epsilon_2 & (1 - \epsilon_1) \xi_2 & (1 - \xi_1) \epsilon_2 & (1 - \xi_1) \xi_2 \\ (1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2) & (1 - \epsilon_1)(1 - \xi_2) & (1 - \xi_1)(1 - \epsilon_2) & (1 - \xi_1)(1 - \xi_2) \end{pmatrix}$$

$\epsilon_i$  et  $\xi_i$  sont les efficacités associées au lepton  $i$  reconstruit en supposant qu'il s'agit d'un faux ou d'un vrai lepton. Le nombre d'événements contenant au moins un faux lepton dans les régions de signal se déduit à partir de la relation suivante :

$$N_{\text{Faux}}^{\text{Signal}} = \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_1 \xi_2 & \xi_1 \epsilon_2 & \xi_1 \xi_2 \end{pmatrix} \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SL} \\ N_{LS} \\ N_{LL} \end{pmatrix}$$

De manière similaire au cas à un lepton, on peut estimer la contamination événement par événement en leur assignant un poids statistique dont la somme constituera l'estimation de la contamination en faux leptons, permettant d'adapter les mesures à la topologie de chaque événement.

## B. Impact des sélections des régions de signal sur les différents signaux supersymétriques

Afin de permettre de mieux interpréter les limites d'exclusion, les grandeurs suivantes sont spécifiées dans cette annexe pour chacune des configurations de masses utilisées :

- les sections efficaces de production des processus supersymétriques ;
- les efficacités associées à la définition des régions de signal calculées au niveau générateur de la simulation (acceptance) ;
- les efficacités de reconstruction des différents objets intervenant dans la définition des régions de signal ;
- le nombre d'événements attendus et l'incertitude associée ;
- les limites placées exprimées en terme de niveau de confiance CLs [137].

La Figure B.1 montre ces grandeurs pour les différentes configurations de masses utilisées pour calculer les limites d'exclusion associées à la région de signal SR0b3b. La Figure B.2, la Figure B.3 et la Figure B.4 correspondent quant à elles aux régions de signal SR0b5j, SR1b et SR3b, respectivement.

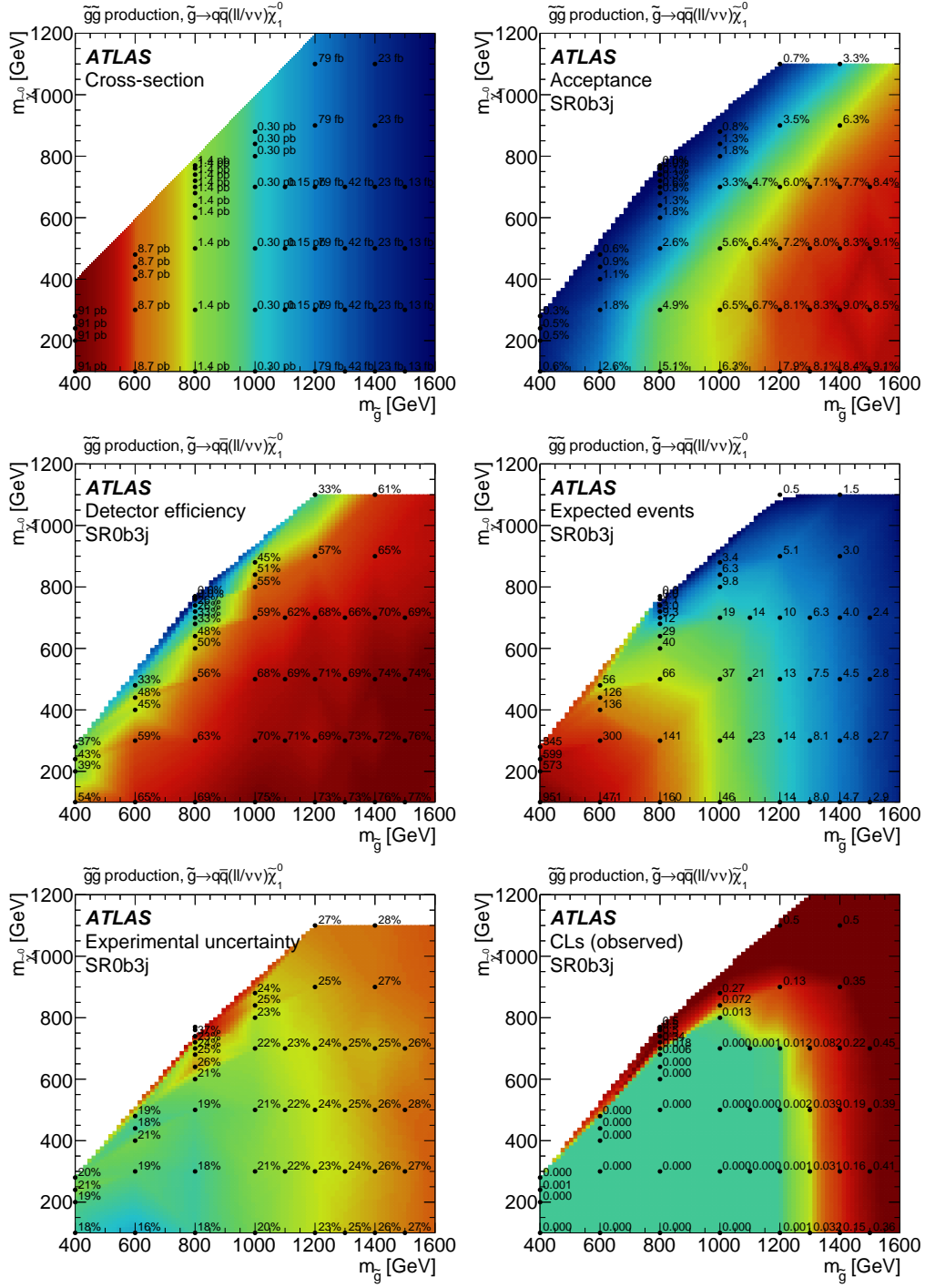


Figure B.1. – Sections efficaces de production associées au modèle simplifié  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}l\bar{l}\nu\nu\tilde{\chi}_1^0$  (haut gauche) pour différentes configurations de masse. Les acceptances (haut droite), les efficacités de reconstruction (milieu, gauche), le nombre d'événements attendus (milieu, droite) et son incertitude expérimentale (bas, gauche), ainsi que les limites observées (bas, droite) associées à la région de signal SR0b3j, calculées à partir de ce modèle, sont également précisées. Source [136].



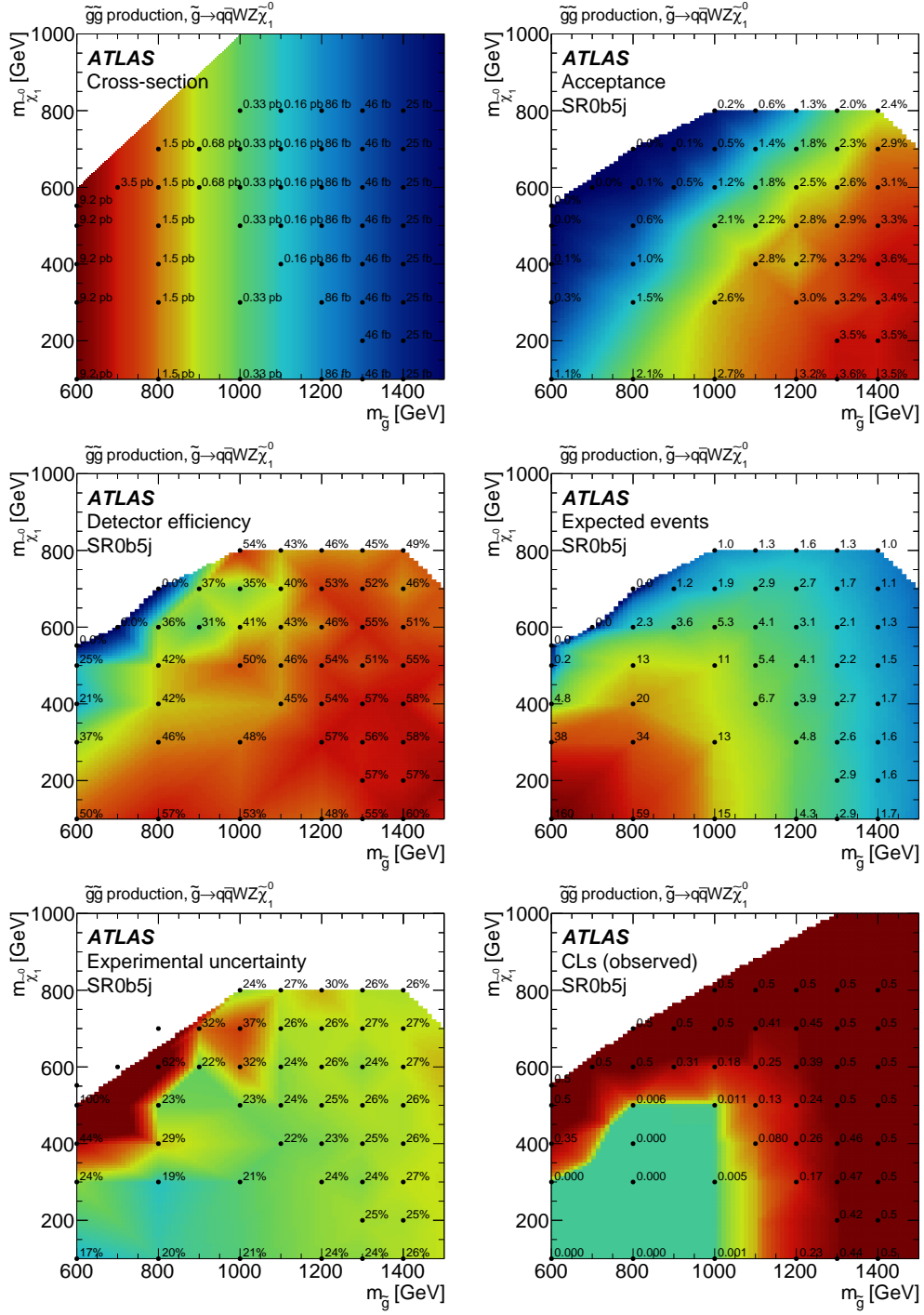


Figure B.2. – Sections efficaces de production associées au modèle simplifié  $\tilde{g} \rightarrow qq'WZ\tilde{\chi}_1^0$  (haut gauche) pour différentes configurations de masse. Les acceptances (haut droite), les efficacité de reconstruction (milieu, gauche), le nombre d'événements attendus (milieu, droite) et son incertitude expérimentale (bas, gauche), ainsi que les limites observées (bas, droite) associées à la région de signal SR0b5j, calculées à partir de ce modèle, sont également précisés. Source [136].

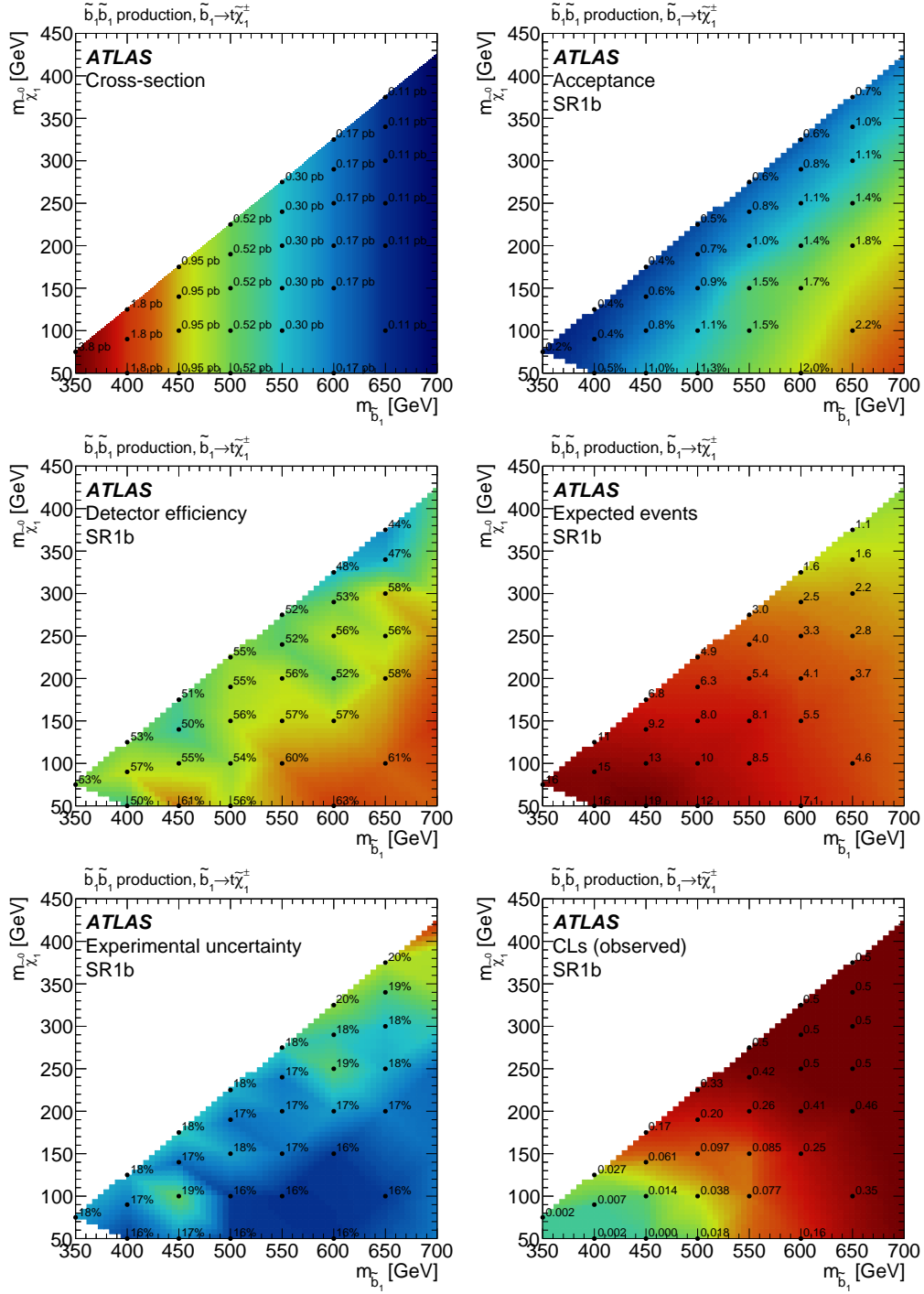


Figure B.3. – Sections efficaces de production associées au modèle simplifié  $b\bar{b} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp$  (haut gauche) pour différentes configurations de masse. Les acceptances (haut droite), les efficacité de reconstruction (milieu, gauche), le nombre d'événements attendus (milieu, droite) et son incertitude expérimentale (bas, gauche), ainsi que les limites observées (bas, droite) associées à la région de signal SR1b, calculées à partir de ce modèle, sont également précisés. Source [136].

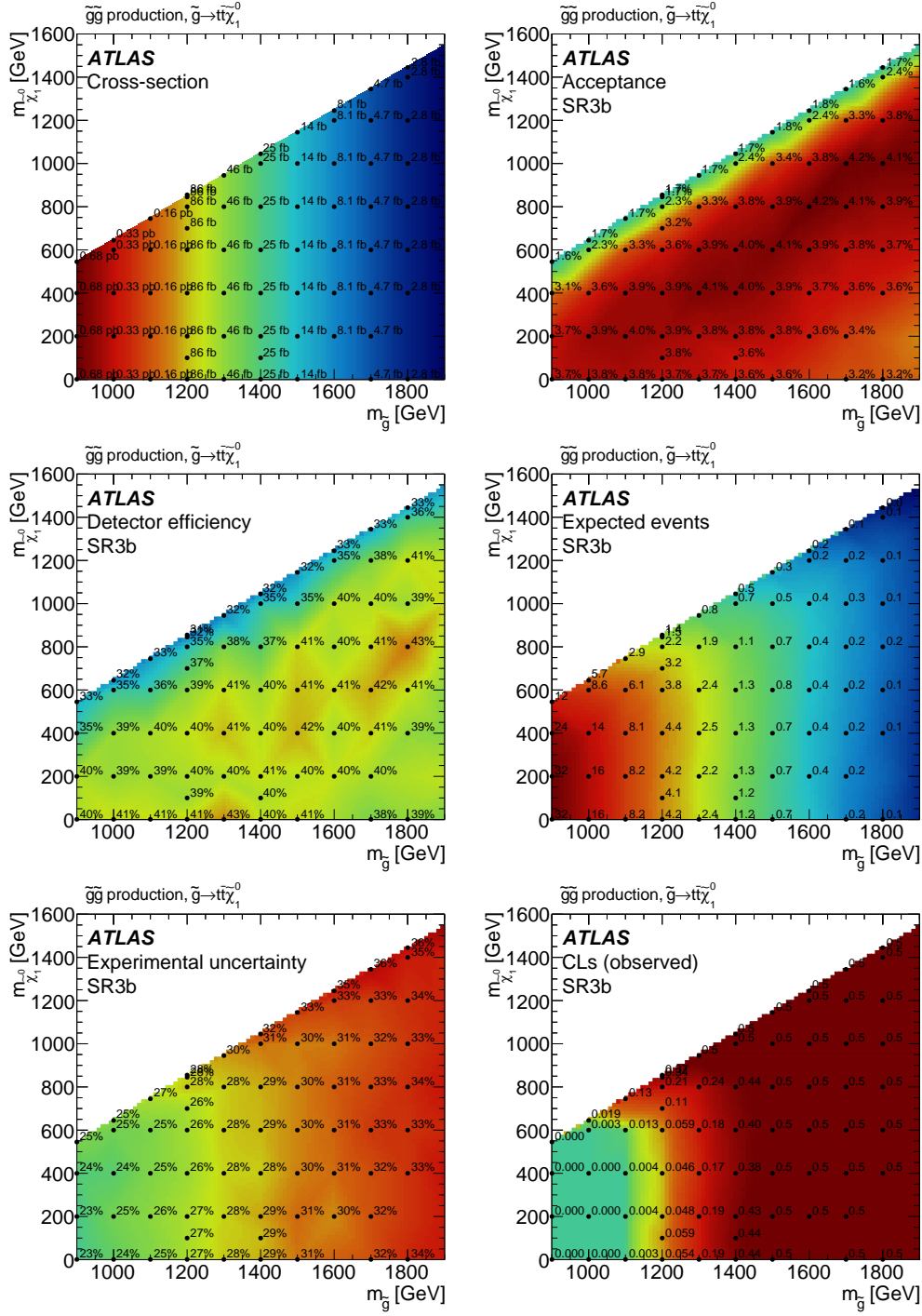


Figure B.4. – Sections efficaces de production associées au modèle simplifié  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$  (haut gauche) pour différentes configurations de masse. Les acceptances (haut droite), les efficacités de reconstruction (milieu, gauche), le nombre d'événements attendus (milieu, droite) et son incertitude expérimentale (bas, gauche), ainsi que les limites observées (bas, droite) associées à la région de signal SR3b, calculées à partir de ce modèle, sont également précisées. Source [136].



# Bibliographie

- [1] M. E. PESKIN ET D. V. SCHROEDER. *An introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [2] S. WEINBERG. *The Quantum Theory of Fields*. Cambridge : Cambridge University Press, 1995.
- [3] R. P. FEYNMANN. « Space–Time Approach to Quantum Electrodynamics ». In : *Physical Review* 76 (1949), p. 769–789.
- [4] B. DELAMOTTE. « A hint of renormalization ». In : *Am. J. Phys.* 72 (2004), p. 170–184.
- [5] K. G. WILSON ET J. KOGUT. « The renormalization group and the  $\epsilon$ -expansion ». In : *Phys. Rep. C* 12 (1974), p. 75–199.
- [6] R. MILLS ET C. YANG. « Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance ». In : *Physical Review* 91 (1954), p. 191–196.
- [7] K.A. OLIVE ET AL. (PARTICLE DATA GROUP). « 2015 Review of Particle Physics ». In : *Chin. Phys. C* 38 (2014 and 2015 update), p. 090001.
- [8] D. GROSS ET F. WILCZEK. « Asymptotically Free Gauge Theories. I ». In : *Physical Review D* 30 (1973), p. 1343.
- [9] D. GROSS ET F. WILCZEK. « Ultraviolet Behavior of non-Abelian Gauge Theories ». In : *Physical Review Letters* 30 (1973), p. 1343.
- [10] H. POLITZER. « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ? » In : *Physical Review Letters* 30 (1973), p. 1346.
- [11] H. POLITZER. « Asymptotic Freedom : An Approach to Strong Interactions ». In : *Physic Reports* 14 (1974), p. 129.
- [12] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the inclusive jet cross-section in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using  $4.5 \text{ fb}^{-1}$  of data with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 1502 (2015), p. 153. arXiv : [1410.8857 \[hep-ex\]](#).
- [13] M. GELL-MAN. « Symmetries of Baryons and Mesons ». In : *Physical Review* 125 (1962), p. 1067–1084.
- [14] V. E. BARNES, P. L. CONNOLLY, D. J. CRENNELL ET AL. « Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three ». In : *Physical Review Letters* 12 (1964), p. 204–206.

- [15] E. FERMI. « Tentativo di una teoria dei raggi  $\beta$  ». In : *Ricerca Scientifica* 49 (1933), p. 895.
- [16] T. D. LEE ET C. N. YANG. « Question of Parity Conservation in Weak Interactions ». In : *Physical Review* 104 (1956), p. 254–258.
- [17] C. S. WU ET AL. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». In : *Physical Review* 105 (1957), p. 1413–1415.
- [18] R. MARSHAK ET E. SUDARSHAN. « Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction ». In : *Physical Review* 109 (1958), p. 1860–1862.
- [19] A. SALAM ET S. WEINBERG. « Broken Symmetries ». In : *Physical Review* 127 (1962), p. 965–970.
- [20] S. GLASHOW. « Partial symmetries of weak interactions ». In : *Nuclear Physics* 22 (1960), p. 579–588.
- [21] ATLAS COLLABORATION. *Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group*. 2016. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM>.
- [22] F. ENGLERT ET R. BROUT. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». In : *Physical Review Letters* 13 (1964), p. 321–323.
- [23] F. ENGLERT ET R. BROUT. « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ». In : *Physical Review Letters* 13 (1964), p. 508–509.
- [24] F. ENGLERT ET R. BROUT. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». In : *Physical Review Letters* 13 (1964), p. 585–587.
- [25] N. CABIBBO. « Unitary Symmetry and Leptonic Decays ». In : *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), p. 531.
- [26] M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA. « CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction ». In : *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973), p. 652.
- [27] J. OORT. « The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems ». In : *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* 6 (1932), p. 249.
- [28] F. ZWICKY. « Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln ». In : *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), p. 110–127.
- [29] P. ADE ET AL. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. 2013. arXiv : [1303.5076](https://arxiv.org/abs/1303.5076) [astro-ph].
- [30] A. RIESS ET AL. « Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant ». In : *Astronomical Journal* 116 (1998), p. 1009–1038.
- [31] S. PERLMUTTER ET AL. « Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae ». In : *Astrophysical Journal* 517 (1998), p. 565–586.

- [32] B. CLEVELAND ET AL. « Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector ». In : *Astrophysical Journal* 496 (1998), p. 505–526.
- [33] S. BILENKY ET B. PONTECORVO. « Lepton mixing and neutrino oscillations ». In : *Physics Reports* 41 (1978), p. 225.
- [34] S. COLEMAN ET J. MANDULA. « All Possible Symmetries of the S Matrix ». In : *Physical Review* 159 (1967), p. 1251–1256.
- [35] Y. GOLFAND ET E. LIKHTMAN. « Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance ». In : *JETP Lett.* 13 (1971), p. 323–326.
- [36] R. HAAG, M. SOHNIUS ET J. LOPUSZANSKI. « All possible generators of supersymmetries of the S-matrix ». In : *Nuclear Physics B* 88 (1975), p. 257–274.
- [37] H. GOLDBERG. « Constraint on the photino mass from cosmology ». In : *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983), p. 1419.
- [38] G. BERTONE, D. HOOPER ET J. SILK. « Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints ». In : *Physics Report* 405 (2005), p. 279–390.
- [39] S. DIMOPOULOS, S. RABY ET F. WILCZEK. « Supersymmetry and the Scale of Unification ». In : *Phys. Rev. D* 24 (1981), p. 1681–1683.
- [40] S. P. MARTIN. *A Supersymmetry primer*. 1997. arXiv : [hep-ph/9709356](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356) [[hep-ph](#)].
- [41] S. DIMOPOULOS ET H. GEORGI. « Softly Broken Supersymmetry and SU(5) ». In : *Nuclear Physics B* 193 (1981), p. 150.
- [42] M. SOHNIUS. « Introducing Supersymmetry ». In : *Physics Report* 128 (1985), p. 39–204.
- [43] J. WELZEL, D. GHERSON ET J. ELLIS. *Nouvelles physiques des particules*. Ecole de Gif. 2004. URL : <http://cds.cern.ch/record/844062>.
- [44] P. FAYET. « Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions ». In : *Physics Letters B* 64 (1976), p. 159.
- [45] C. BERGER, J. GAINER, J. HEWETT ET T. RIZZO. « Supersymmetry Without Prejudice ». In : *JHEP* 0902 (2009), p. 023.
- [46] A. CHAMSEDDINE, R. ARNOWITT ET N. PRAN. « Locally supersymmetric grand unification ». In : *Physical Review Letters* 49 (1982), p. 970.
- [47] M. DINE ET W. FISCHLER. « A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry ». In : *Physics Letters B* 110 (1982), p. 227.
- [48] ATLAS COLLABORATION. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 1. arXiv : [1207.7214](http://arxiv.org/abs/1207.7214) [[hep-ex](#)].



- [49] CMS COLLABORATION. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 30. arXiv : [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [50] R. BARBIERI ET G. GIUDICE. « Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses ». In : *Nucl. Phys.* B306 (1988), p. 63.
- [51] I.-A. MELZER-PELLMANN ET P. PRALAVORIO. « Lessons for SUSY from the LHC after the first run ». In : *Eur. Phys. J.* C74 (2014), p. 2801.
- [52] A. ARVANITAKI, M. BARAYAKHTAR, X. HUANG, K. V. TILBURG ET G. VILLADORO. « The Last Vestiges of Naturalness ». In : *JHEP* 03 (2014), p. 022.
- [53] Z. AHMED ET AL. « Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data ». In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), p. 131–302.
- [54] E. ARMENGAUD ET AL. « Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes ». In : *Phys. Lett.* B702 (2011), p. 329–335.
- [55] E. APRILE ET AL. « Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 181301.
- [56] LUX COLLABORATION. « The Large Underground Xenon (LUX) Experiment ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 704 (2013), p. 111–126.
- [57] O. ADRIANI ET AL. « The cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA ». In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), p. 201101.
- [58] M. AGUILAR ET AL. « First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV ». In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), p. 141102.
- [59] M. ACKERMANN ET AL. « Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum ». In : *Phys. Rev. D* 86 (2012), p. 022002.
- [60] R. ABBASI ET AL. « Limits on a muon flux from Kaluza-Klein dark matter annihilations in the Sun from the IceCube 22-string detector ». In : *Phys. Rev. D* 81 (2010), p. 057101.
- [61] J.P. MILLER ET AL. « Muon  $g - 2$  : Experiment and Theory ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62 (2012), p. 237.
- [62] A. LIMOSANI ET AL. « Measurement of Inclusive Radiative  $B$ -Meson Decays with a Photon Energy Threshold of 1.7 GeV ». In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), p. 241801.
- [63] L.P. LEES ET AL. « Precision Measurement of the  $B \rightarrow X_s \gamma$  Photon Energy Spectrum, Branching Fraction, and Direct  $CP$  Asymmetry  $A_{CP}(B \rightarrow X_{s+d} \gamma)$  ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 191801.



- [64] CMS AND LHCb COLLABORATIONS. « Observation of the rare  $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decay from the combined analysis of the CMS and LHCb data ». In : *Nature* 522 (2015), p. 68. arXiv : [1411.4413](https://arxiv.org/abs/1411.4413).
- [65] ATLAS COLLABORATION. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [66] CMS COLLABORATION. « The CMS experiment at the CERN LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08004. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>.
- [67] ATLAS COLLABORATION. *Summary plots from the ATLAS Supersymmetry physics group*. 2016. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY>.
- [68] W. BEENAKKER, R. HOPKER ET M. SPIRA. *PROSPINO : A Program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD*. 1996. arXiv : [hep-ph/9611232](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9611232) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph)].
- [69] CMS COLLABORATION. *CMS Supersymmetry Physics Results*. 2016. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>.
- [70] ATLAS COLLABORATION. *Search for a high-mass Higgs boson decaying to a pair of W bosons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2016-074. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2206243>.
- [71] ATLAS COLLABORATION. *Search for the Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs bosons H/A in the final state in up to 13.3 fb<sup>-1</sup> of pp collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2016-085. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2206278>.
- [72] ATLAS COLLABORATION. *Search for charged Higgs bosons in the  $\tau$ +jets final state with 14.7 fb<sup>-1</sup> of pp collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment*. ATLAS-CONF-2016-088. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2206282>.
- [73] ATLAS COLLABORATION. *Search for charged Higgs bosons in the  $H^\pm \rightarrow tb$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2016-089. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2206809>.
- [74] ATLAS COLLABORATION. « Search for metastable heavy charged particles with large ionization energy loss in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS experiment ». In : *Phys. Rev. D* 93 (2016), p. 112015.
- [75] ATLAS COLLABORATION. « Search for heavy long-lived charged R-hadrons with the ATLAS detector in 3.2 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV ». In : *Physics Letters B* 760 (2016), p. 647–665.

- [76] ATLAS COLLABORATION. *Search for new phenomena in a lepton plus high jet multiplicity final state with the ATLAS experiment using  $\sqrt{s} = 13$  TeV proton-proton collision data*. ATLAS-CONF-2016-094. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2211457>.
- [77] ATLAS COLLABORATION. *Search for supersymmetry with two same-sign leptons or three leptons using 13.2 fb<sup>-1</sup> of  $\sqrt{s} = 13$  TeV pp collision data collected by the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2016-037. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2205745>.
- [78] ATLAS COLLABORATION. *Search for massive supersymmetric particles in multijet final states produced in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*. ATLAS-CONF-2016-075. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2206245>.
- [79] ATLAS COLLABORATION. *Search for massive supersymmetric particles in multijet final states produced in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*. ATLAS-CONF-2016-057. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2206149>.
- [80] L. Evans et P. BRYANT. « LHC Machine ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [81] LHCb COLLABORATION. « The LHCb Detector at the LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>.
- [82] ALICE COLLABORATION. « The ALICE experiment at the CERN LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- [83] ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19. Geneva : CERN, sept. 2010. URL : <http://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [84] ATLAS COLLABORATION. *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-026. 2015. URL : <http://cds.cern.ch/record/2037717>.
- [85] ATLAS COLLABORATION. *Early Inner Detector Tracking Performance in the 2015 data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-051. 2015. URL : <http://cds.cern.ch/record/2110140>.
- [86] ATLAS COLLABORATION. « Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data ». In : *Eur. Phys. J. C* 74 (2014), p. 3071. arXiv : [1407.5063 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1407.5063).
- [87] ATLAS COLLABORATION. *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using data collected in 2015 at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. ATL-PHYS-PUB-2016-015. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2203514>.

- [88] ATLAS COLLABORATION. « Jet energy resolution in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 73 (2013), p. 2306. arXiv : [1210.6210 \[hep-ex\]](#).
- [89] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data ». In : *Eur. Phys. J. C* 74 (2014), p. 3130. arXiv : [1407.3935 \[hep-ex\]](#).
- [90] ATLAS COLLABORATION. *2015 start-up trigger menu and initial performance assessment of the ATLAS trigger using Run-2 data*. ATL-DAQ-PUB-2016-001. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2136007>.
- [91] ATLAS COLLABORATION. *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*. ATLAS-CONF-2016-024. 2016. URL : <http://cds.cern.ch/record/2157687>.
- [92] ATLAS COLLABORATION. *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data*. ATLAS-CONF-2014-032. 2014. URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/1706245>.
- [93] ATLAS COLLABORATION. *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. ATL-LARG-PUB-2008-002. 2008. URL : <http://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [94] T. G. CORNELISSEN, M. ELSING, I. GAVRILENKO, J. F. LAPORTE, W. LIEBIG, M. LIMPER, K. NIKOLOPOULOS, A. POPPLETON ET A. SALZBURGER. « The global  $\chi^2$  track fitter in ATLAS ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 119.3 (2008), p. 032013. URL : <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032013>.
- [95] ATLAS COLLABORATION. *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung*. ATLAS-CONF-2012-047. 2012. URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/1449796>.
- [96] ATLAS COLLABORATION. « Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton–proton collision data ». In : *Eur. Phys. J. C* 74 (2014), p. 2941. arXiv : [1404.2240 \[hep-ex\]](#).
- [97] ATLAS COLLABORATION. *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data collected in 2011*. ATLAS-CONF-2012-123. 2012. URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/1473426>.
- [98] ATLAS COLLABORATION. *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*. 2009. arXiv : [0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [99] ATLAS COLLABORATION. « Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data ». In : *Eur. Phys. J. C (submitted)* (2016). arXiv : [1606.01813 \[hep-ex\]](#).

- [100] ATLAS COLLABORATION. *Efficiency of the photon identification for 2015*. Rapp. tech. EGAM-2015-002. Geneva : CERN, fév. 2016. URL : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2015-002/index.html>.
- [101] ATLAS COLLABORATION. *Photon identification in 2015 ATLAS data*. ATL-PHYS-PUB-2016-014. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2203125>.
- [102] ATLAS COLLABORATION. « Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s}=13$  TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* C76 (2016), p. 292. arXiv : [1603.05598](https://arxiv.org/abs/1603.05598) [hep-ex].
- [103] ATLAS COLLABORATION. « Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS experiment in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* C75.7 (2015), p. 303. arXiv : [1412.7086](https://arxiv.org/abs/1412.7086) [hep-ex].
- [104] ATLAS COLLABORATION. « Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment ». In : *Eur. Phys. J. C* C76.5 (2016), p. 295. arXiv : [1512.05955](https://arxiv.org/abs/1512.05955) [hep-ex].
- [105] M. CACCIARI, G. P. SALAM, G. ET SOYEZ. « The Anti-k(t) jet clustering algorithm ». In : *JHEP* 04 (2008), p. 063. arXiv : [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
- [106] ATLAS COLLABORATION. « Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* C75 (2015), p. 17. arXiv : [1406.0076](https://arxiv.org/abs/1406.0076) [hep-ex].
- [107] ATLAS COLLABORATION. « Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1 ». In : *EPJC (submitted)* (2016). arXiv : [1603.02934](https://arxiv.org/abs/1603.02934) [hep-ex].
- [108] ATLAS COLLABORATION. « Performance of  $b$ -Jet Identification in the ATLAS Experiment ». In : *JINST* 11.04 (2016), P04008. arXiv : [1512.01094](https://arxiv.org/abs/1512.01094) [hep-ex].
- [109] ATLAS COLLABORATION. *Expected performance of the ATLAS  $b$ -tagging algorithms in Run-2*. ATL-PHYS-PUB-2015-022. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
- [110] ATLAS COLLABORATION. *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-015. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2037613>.
- [111] M. CACCIARI ET G. P. SALAM. « Pileup subtraction using jet areas ». In : *Phys. Lett. B* B659 (2008), p. 119–126. arXiv : [0707.1378](https://arxiv.org/abs/0707.1378) [hep-ph].
- [112] ATLAS COLLABORATION. *Properties of Jets and Inputs to Jet Reconstruction and Calibration with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. Rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2015-036. Geneva : CERN, août 2015. URL : <http://cds.cern.ch/record/2044564>.

- [113] ATLAS COLLABORATION. *Jet energy scale uncertainties using full 13 TeV 2015 dataset*. Rapp. tech. JETM-2016-002. Geneva : CERN, fév. 2016. URL : <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/JETM-2016-002/index.html>.
- [114] ATLAS COLLABORATION. *Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-023. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/2037700>.
- [115] ATLAS COLLABORATION. *Missing transverse energy ( $E_T^{\text{miss}}$ ) performance and systematic uncertainties using the full 2015 dataset*. Rapp. tech. JETM-2016-003. Geneva : CERN, fév. 2016. URL : <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/JETM-2016-003/index.html>.
- [116] S. FRIXIONE, P. NASON ET C. OLEARI. « Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method ». In : *JHEP* 11 (2007), p. 070. arXiv : [0709.2092](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [hep-ph].
- [117] S. ALIOLI, P. NASON, C. OLEARI ET E. RE. « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX ». In : *JHEP* 06 (2010), p. 043. arXiv : [1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph].
- [118] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA ET P. SKANDS. « A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), p. 852–867. arXiv : [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph].
- [119] H.-L. LAI, M. GUZZI, J. HUSTON, Z. LI, P. M. NADOLSKY, J. PUMPLIN ET C.-P. YUAN. « New parton distributions for collider physics ». In : *Phys. Rev. D* 82 (2010). arXiv : [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].
- [120] J. PUMPLIN ET AL. « New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis ». In : *JHEP* 07 (2002), p. 012. arXiv : [hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195).
- [121] S. AGOSTINELLI ET AL. « GEANT4 : A simulation toolkit ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), p. 250–303.
- [122] ATLAS COLLABORATION. « The ATLAS Simulation Infrastructure ». In : *Eur. Phys. J. C* 70 (2010), p. 823–874. arXiv : [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det].
- [123] ATLAS COLLABORATION. « Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton–proton collision data ». In : *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 1909. arXiv : [1110.3174](https://arxiv.org/abs/1110.3174) [hep-ex].
- [124] A. HOECKER, P. SPECKMAYER, J. STELZER, J. THERHAAG, E. VON TOERNE ET H. VOSS. « TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis ». In : *PoS ACAT* 040 (2007). arXiv : [physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039) [physics]. URL : <http://tmva.sourceforge.net/>.

- [125] ATLAS COLLABORATION. « Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using  $\sqrt{s} = 8$  TeV proton–proton collision data ». In : *JHEP* 1409 (2014), p. 176. arXiv : [1405.7875 \[hep-ex\]](#).
- [126] ATLAS COLLABORATION. « Search for squarks and gluinos in events with isolated leptons, jets and missing transverse momentum at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 1504 (2015), p. 116. arXiv : [1501.03555 \[hep-ex\]](#).
- [127] ATLAS COLLABORATION. « Search for supersymmetry in events containing a same-flavour opposite-sign dilepton pair, jets, and large missing transverse momentum in  $\sqrt{s} = 8$  TeV pp collisions with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 75.10 (2015), p. 463. arXiv : [1503.03290 \[hep-ex\]](#).
- [128] ATLAS COLLABORATION. « Search for supersymmetry at  $\sqrt{s} = 8$  TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 1406 (2014), p. 035. arXiv : [1404.2500 \[hep-ex\]](#).
- [129] ATLAS COLLABORATION. « Summary of the ATLAS experiment’s sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM ». In : *JHEP* 10 (2015), p. 134. arXiv : [1508.06608 \[hep-ex\]](#).
- [130] ATLAS COLLABORATION. « Search for direct top squark pair production in events with a  $Z$  boson,  $b$ -jets and missing transverse momentum in  $\sqrt{s} = 8$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 74 (2014), p. 2883. arXiv : [1403.5222 \[hep-ex\]](#).
- [131] ATLAS COLLABORATION. « Search for direct top-squark pair production in final states with two leptons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 1406 (2014), p. 124. arXiv : [1403.4853 \[hep-ex\]](#).
- [132] E. HALKIADAKIS, G. REDLINGER, ET D. SHIH. « Status and Implications of Beyond-the-Standard-Model Searches at the LHC ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 64 (2014), p. 319–342. arXiv : [1411.1427 \[hep-ex\]](#).
- [133] J. ALWALL, M. HERQUET, F. MALTONI, O. MATTELAER ET T. STELZER. « MadGraph 5 : Going Beyond ». In : *JHEP* 06 (2011), p. 128. arXiv : [1106.0522 \[hep-ph\]](#).
- [134] J. ALWALL ET AL. « The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations ». In : *JHEP* 07 (2014), p. 079.



- [135] T. GLEISBERG, S. HOECHE, F. KRAUSS, M. SCHOENHERR, S. SCHUMANN, F. SIEGERT ET J. WINTER. « Event generation with SHERPA 1.1 ». In : *JHEP* 02 (2009), p. 007. arXiv : [0811.4622 \[hep-ph\]](#).
- [136] ATLAS COLLABORATION. « Search for supersymmetry at  $\sqrt{s} = 13$  TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector ». In : *Eur. Phys. J. C* 76.5 (2016), p. 259. arXiv : [1602.09058 \[hep-ex\]](#).
- [137] A. L. READ. « Presentation of search results : the CL s technique ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 28.10 (2002), p. 2693. URL : <http://stacks.iop.org/0954-3899/28/i=10/a=313>.
- [138] G. COWAN ET AL. « Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new phys ». In : *Eur. Phys. J. C* 73 (2013), p. 2501.
- [139] CMS COLLABORATION. « Search for new physics in same-sign dilepton events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 76 (2016), p. 439. arXiv : [1605.03171 \[hep-ex\]](#).
- [140] CMS COLLABORATION. *Search for SUSY in same-sign dilepton events at 13 TeV*. CMS-PAS-SUS-16-020. 2016. URL : <https://cds.cern.ch/record/2204929>.





# Remerciements

De nombreuses personnes ont fait de ces trois années de thèse un moment particulièrement agréable et intellectuellement motivant. Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des membres du CPPM et plus particulièrement son directeur, Éric Kajfasz qui a su instaurer une ambiance chaleureuse tout en mettant en valeur l'excellence de chacune des équipes du laboratoire. Je tiens à remercier plus particulièrement l'équipe ATLAS du CPPM, dont chacun des membres a su apporter une connaissance et un point de vue complémentaires sur mon travail, améliorant grandement sa qualité. Je remercie tout particulièrement Laurent Vacavant, qui su apporter son soutien à des moments cruciaux de ma thèse.

Parmi les autre doctorants, je tiens particulièrement à remercier Thomas Serre et Michael Ughetto qui m'ont accueilli chaleureusement et m'ont beaucoup appris avec humour et sens critique. Je remercie également Venugopal Ellajosyula, avec qui j'ai partagé mon bureau et mon savoir faire sur les électrons, et qui en retour, a enrichi mon point de vue par son sens critique et ses connaissances dans le domaine théorique. Julien Maurer a été une personne particulièrement importante lors de cette thèse, responsable de l'analyse à laquelle j'ai contribué, il a su partager ses connaissances expérimentales et théoriques particulièrement poussées, avec humour, chaleur et humilité. Je tiens également à remercier Otilia Ducu et Huan Ren avec qui j'ai interagi quotidiennement lors de mon travail d'analyse.

Je tiens à remercier également l'ensemble de mon Jury. Tout d'abord mes rapporteurs, Guillaume Unal et Caroline Collard qui ont pris le temps de lire en détail mon manuscrit et d'apporter des suggestions et des commentaires particulièrement intéressants. Enfin, un grand merci à Dirk Zerwas et à Éric Kajfasz d'avoir accepté d'examiner mon travail en détail et d'avoir apporté leur point de vue riche et critique lors de la soutenance de thèse.

J'en viens maintenant à remercier mon directeur de thèse Fabrice Hubaut, sans qui cette thèse n'aurait été rien. Parmi ses nombreuses qualités, trois ont été essentielles à notre collaboration : son sens physique, son exigence poussée ainsi que son caractère particulièrement humain. Il a su, dans un contexte personnel souvent prenant, me pousser à mon maximum et me permettre de contribuer de

manières visibles par la collaboration aux sujets dans lesquels j'étais impliqué. Il a su également développer mes compétences de communication et encourager mon gout du travail bien fait. Pour toutes ces raisons Fabrice restera pour moi un modèle dans le futur.

Je souhaite également remercier ma famille qui a su me soutenir dans mes études et m'a permis d'atteindre le niveau nécessaire au doctorat. Je tiens à remercier ma femme Mélanie Gros pour son soutien constant dans des conditions parfois difficiles. Enfin je souhaite dédier cette thèse à mes deux enfants Milo et Nina qui ont vu le jour lors de ces trois ans de thèse.

# Résumé

## **Optimisation des critères d'identification des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge à partir des données du détecteur ATLAS**

L'énergie dans le centre de masse des collisions produites par le LHC a été portée en 2015 à 13 TeV, augmentant fortement les sections efficaces de production de particules hypothétiques lourdes (par exemple d'un facteur 50 pour la production de paires de gluinos de masse 1.5 TeV) et ouvrant ainsi la voie à la recherche de nouvelle physique. Les travaux effectués dans ce contexte ont porté sur la définition des critères d'identification des électrons et la recherche de Supersymétrie dans les données du détecteur ATLAS. La première partie est consacrée à l'optimisation et aux performances attendues de l'identification des électrons, utilisée pour le déclenchement et l'analyse des données en 2015. La méthodologie mise au point pour adapter les critères aux contraintes expérimentales est présentée en détails. La seconde partie est dédiée à la recherche de particules supersymétriques produites par interaction forte dans les canaux avec deux leptons de même charge électrique (électrons ou muons), des jets et de l'énergie transverse manquante, à partir de l'ensemble des données collectées en 2015 (soit  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ). Les principaux aspects de l'analyse sont décrits, avec une attention particulière à l'estimation du bruit de fond expérimental. L'absence d'excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard est interprétée en terme de limites sur la masse des squarks, des gluinos et des neutralinos dans le cadre de modèles supersymétriques simplifiés. Cela a permis par exemple d'exclure l'existence de gluinos de masse inférieure à 1.1 TeV dans certains modèles avec un spectre de masse compressé, ce qui représente une amélioration d'environ 150 GeV par rapport aux limites antérieures.

# Abstract

## **Optimisation of electron identification criteria and search for Supersymmetry in final states with two same sign leptons with the ATLAS detector**

The LHC collisions center of mass energy rose up to 13 TeV in 2015, strongly increasing the production cross sections of hypothetical heavy particles (for example by a factor 50 for pair production of gluinos with a 1.5 TeV mass) and thus, paving the way for new physics searches. An optimisation of the electron identification criteria and a search for Supersymmetry with the ATLAS detector data were performed in this context. The first part is dedicated to the definition and the expected performance of the electron identification used for the trigger and the analysis of the 2015 data. The methodology defined to adapt these criteria to the experimental constraints is detailed. The second part is dedicated to the search for strongly produced supersymmetric particles in events with two same sign leptons (electrons or muons), jets and missing transverse energy using the full 2015 dataset ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ). The main aspects of the analysis are described, paying particular attention to the experimental background. As no significant excess over the Standard Model expectation is observed, the results are interpreted using several simplified models to set limits on the masses of the gluinos, the squarks and the neutralinos. For instance, gluino masses up to 1.1 TeV are excluded, which represents an improvement of about 150 GeV with respect to the previous limits for some models with compressed mass spectra.