



HAL
open science

Calorimétrie à argon liquide et recherche de nouvelle physique via l'étude de paires de quarks top boostés dans l'expérience ATLAS au LHC

Clément Camincher

► **To cite this version:**

Clément Camincher. Calorimétrie à argon liquide et recherche de nouvelle physique via l'étude de paires de quarks top boostés dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY065 . tel-01755572

HAL Id: tel-01755572

<https://theses.hal.science/tel-01755572>

Submitted on 30 Mar 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique subatomique**

Arrêté ministériel du 25 mai 2016

Préparée au sein de **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
et de l'école doctorale **de physique de Grenoble**

Calorimétrie à argon liquide et recherche de nouvelle physique via l'étude de paires de quarks top boostés dans l'expérience ATLAS au LHC

Présentée par

Clément Camincher

Thèse dirigée par **Sabine Crépé Renaudin**
et codirigée par **Benjamin Trocmé et Pierre Antoine Delsart**

Thèse soutenue publiquement le **6 octobre 2017**,
devant le jury composé de :

M, Roberto Chierici	IPNL	Rapporteur
Mme, Sandrine Laplace	LPNHE	Rapporteur
M, Martin Aleksa	CERN	Examineur
M, Jérémy Andrea	IPHC	Examineur
M, Christophe Furget	Université Grenoble Alpes	Président

À Papimo qui fut certainement le premier à m'initier à la recherche

La vie n'est facile pour personne. Mais pourquoi s'en plaindre, on doit avoir l'endurance et surtout de la confiance en soi-même. On doit croire au talent que nous avons pour une certaine chose, et cette chose, il faut l'atteindre à n'importe quel prix.

Marie Curie



Poser des questions, voici une activité que je pratique avec assiduité depuis mon plus jeune âge. Mes proches ont depuis longtemps appris, parfois à leurs dépens, que malgré l'heure matinale, les questions sur le monde me passionnent. Je voudrais donc ici leur adresser mes premiers remerciements pour leurs encouragements, leur patience et leur écoute.

Mais à qui pose des questions, quoi de plus évident que de se tourner vers la recherche et qui plus est fondamentale. Ce domaine est justement un endroit où il faut se poser des questions et la thèse est un projet qui a pour but de répondre à ces questions.

Mais à la fin de ce projet, tard, beaucoup plus tard, c'est à moi qu'on a posé des questions pendant une bonne heure et quart. Cela a clôt cette aventure de trois qu'est la thèse. Je remercie donc mon jury, Sandrine, Jérémy, Roberto, Martin et Christophe pour avoir lu ma prose, pour avoir évalué mon travail et pour m'avoir décerné ce titre de docteur.

Durant cette thèse j'ai aussi eu la chance d'être encadré par trois personnes :

Sabine merci pour ta disponibilité pour nos nombreuses discussions sur le travail mais pas que. Merci pour cette aventure et pour m'avoir laissé monter ce projet novateur. Merci aussi pour ton implication dans les événements de communication envers le grand public, cette discipline encore top mal reconnue et pourtant si plaisante.

Benjamin, merci pour tout ce que tu m'as appris sur le calorimètre et pour notre traque des noise bursts. Cette expérience a été vraiment enrichissante et j'admire ta rigueur.

Pierre Antoine, merci pour ton expertise concernant les jets et pour ton soutien dans le projet *electron-in-jet removal*. Sans toi, nous ne serions pas allés si loin.

Mais au-delà de ces personnes, le travail de recherche s'effectue en groupe et il est heureux qu'à Grenoble, il soit si facile de discuter avec les autres membres d'ATLAS. Je remercie donc en particulier Fabienne, notre chef :), avec qui j'ai eu grand plaisir à discuter et travailler, mais aussi, Marie Hélène, Élisabeth et Thomas.

Je me dois aussi de remercier le service informatique avec qui j'ai été particulièrement exigeant, mais nous avons fini par travailler efficacement ensemble. Pour cela je remercie Frédéric et en particulier Christine que j'ai souvent mise à contribution.

Merci aussi à Arnaud et Carolina qui ont cru en moi dès nos premières rencontres et à qui je dois mon entrée dans le domaine.

Au milieu de cet océan de travail, il existe un récif : Le BIDUL. Merci à tous ces membres pour les nombreuses discussions, débats, soutiens. Merci à Robin, Killian, Julien, Vincent, Alex, Matthieu, Quentin, Lauraton, et en particulier, mes trois compères :

Simon mon co-bureau avec qui les discussions sur le travail sont aussi intéressantes que

toutes les autres. Avoir été avec toi, pour entrer dans ce monde de la physique des particules a donné une saveur particulière à ces moments.

Thomas, avec toi aussi j'ai passé de super moments. Que se soit en montagne à discuter de la situation misérable des doctorants, au bloc à faire des vois beaucoup trop morphos ou dans une escape room, qu'on retentera bientôt pour sure!

Il y a aussi Astrid mais j'y reviendrais.

Il ne faut pas non plus oublier que la thèse est la fin du long chemin, que sont les études. Durant cette période, il y a certains enseignants qui ont particulièrement comptés. Je remercie donc chaleureusement Elsa Merle et en particulier pour son implication pour ses étudiants. Merci aussi à Mme Lucie Convard, Mme Claire Libeyre, pour leurs encouragements et conseils durant mes années de prépa.

Comme je l'ai dit précédemment, le soutien de ma famille a aussi été primordial. Je remercie donc mes parents qui, je le sais, ont toujours été là.

Bast, tu verras j'ai tenu ma promesse à toi de la trouver et Perrine ça m'a fait vraiment chaud au cœur que tu sois là, je ne l'aurais pas espéré quelques mois avants.

Jean et Dominique merci à vous aussi d'avoir fait le voyage pour venir à ma soutenance, c'était vraiment un beau cadeau.

Merci aussi à Tarz qui a fait le déplacement. On pourra retourner en montagne plus souvent maintenant que tout ceci est terminé.

Patricia, Guy et à travers eux Nico, qui sont venu me soutenir, merci à vous, c'est toujours un plaisir.

Merci à tout ceux qui n'ont pas pu venir mais qui aurait bien voulu, je pense aussi à vous car la vie ne permet pas toujours de faire ce que l'on veut.

Enfin et surtout, je remercie Astrid avec qui j'ai partagé ma vie depuis le début de cette thèse. Tu es à la fois le roc solide et fier sur lequel on peut s'appuyer. Mais tu es aussi la framboise douce et acidulée qui donne du gout à la vie. Merci pour ton indéfectible soutiens, pour ton acharnement et pour ton amour.

Si je n'ai pas d'amour je ne suis rien de plus qu'un métal qui résonne ou une cymbale bruyante. [...] Je pourrais avoir la foi capable de déplacer des montagnes, si je n'ai pas d'amour, je ne suis rien. [...] Qui aime supporte tout et garde en toute circonstance la foi, l'espérance et la patience.

1 COR 13 :1-7



Remerciements	v
Table des matières	xi
Introduction	1
1 Aspects théoriques de la physique des particules	3
1.1 Le Modèle Standard	4
1.1.1 Les composants fondamentaux de la physique des particules	4
1.1.2 Lagrangien et symétries de jauge	5
1.1.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs de génération de la masse	7
1.1.4 Calculs prédictifs du Modèle Standard	8
1.1.5 Le Modèle Standard, une théorie à succès	10
1.2 Les limites du Modèle Standard	12
1.2.1 Inclusion de la gravitation	13
1.2.2 La matière noire	13
1.2.3 Asymétrie matière antimatière	14
1.2.4 La masse des neutrinos	14
1.2.5 La naturalité	14
1.3 Les recherches de nouvelle physique	15
1.3.1 Les mesures de précision	16
1.3.2 Recherche directe	19
1.3.3 Conclusion	21
2 Le détecteur ATLAS au CERN, une expérience du LHC	23
2.1 Le CERN et son complexe d'accélérateurs	24
2.1.1 Vue générale et histoire du CERN	24
2.1.2 Le LHC	25
2.1.3 Performances du LHC	28
2.2 Le détecteur ATLAS	29
2.2.1 Description générale	29
2.2.2 Le système de coordonnées d'ATLAS	31
2.2.3 Le trajectographe interne	32
2.2.4 Les calorimètres	34
2.2.5 Le spectromètre à muons	38
2.3 Les infrastructures informatiques de reconstruction et d'analyse	39
2.3.1 Le système de déclenchement	39
2.3.2 Reconstruction et dérivation des données	41
2.3.3 Simulation et génération Monte-Carlo	42
2.4 Évaluation de la qualité des données	42
2.4.1 Surveillance en ligne	43

2.4.2	Surveillance journalière	43
3	Les calorimètres à argon liquide	47
3.1	Description des calorimètres à argon liquide	47
3.1.1	Principe de fonctionnement des calorimètres	48
3.1.2	Les calorimètres électromagnétiques	49
3.1.3	Les bouchons hadroniques	51
3.1.4	Les calorimètres avant	51
3.2	Lecture et calibration des calorimètres à argon liquide	52
3.2.1	Système de déclenchement	53
3.2.2	Lecture du signal	54
3.2.3	L'électronique de lecture déportée	54
3.2.4	Calibration et reconstruction de l'énergie des cellules	56
3.2.5	Les temps morts des calorimètres à argon liquide	58
3.3	Mesure des performances des calorimètres électromagnétiques	59
3.3.1	Mesure de l'énergie	59
3.3.2	Synchronisation	60
3.3.3	Qualité des données	60
4	Analyse des bouffées de bruit cohérent dans les calorimètres à argon liquide	65
4.1	Mesure du bruit en continu	66
4.2	Les bouffées de bruit cohérent durant le Run-1 du LHC	66
4.3	Caractérisation lors du Run-2 du LHC	67
4.3.1	Caractérisation spatiale	67
4.3.2	Sélection des événements critiques	70
4.3.3	Caractérisation temporelle	71
4.3.4	Répartition des marqueurs à l'intérieur des agrégats	74
4.3.5	Taux de bouffées en fonction de la luminosité	76
4.4	La méthode de suppression des bouffées de bruit cohérent	77
4.4.1	Veto temporel	77
4.4.2	Le veto dans l'acquisition d'ATLAS	79
4.4.3	Estimation des efficacités	80
4.5	Validation du marqueur optimisé	81
4.6	Impact de la haute tension des sondes de pureté	82
4.6.1	Le système de mesure de la pureté de l'argon liquide	82
4.6.2	Perspectives de réduction du taux de données perdues	83
4.6.3	Stabilité de la pureté	84
4.6.4	Modification structurelle des bouffées	84
4.7	Perspectives et impact sur les prises de données depuis 2016	85
4.7.1	Optimisation du temps caractéristique d'agrégation et de veto	85
4.7.2	Redéfinition des marqueurs	87
4.7.3	Fonctionnement des calorimètres	87
4.7.4	Performances finales et perspectives	87
5	Le quark top	89

5.1	Phénoménologie	89
5.1.1	Le quark top, une particule pas comme les autres	89
5.1.2	Production de paires de quarks top $t\bar{t}$ au LHC	90
5.1.3	La production de quarks top célibataires	91
5.1.4	Mesure de la masse du quark top	93
5.2	Implication du quark top dans les recherches au-delà du Modèle Standard	93
5.2.1	Exemples de modèles pouvant mener à la production de particules se désintégrant en paires de quarks top	93
5.2.2	Autres modes de production BSM impliquant le quark top	95
5.3	La recherche de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$	96
5.3.1	État de l’art	96
5.3.2	Résumé de la procédure d’analyse	98
5.3.3	Précisions sur les quarks top boostés	98
6	Reconstruction des objets produits par une paire $t\bar{t}$	101
6.1	Organisation de la reconstruction des objets dans ATLAS	102
6.2	Définition et reconstruction des leptons	102
6.2.1	Nomenclature pour les leptons	102
6.2.2	Reconstruction et identification des électrons	103
6.2.3	Reconstruction et identification des muons	104
6.3	L’isolation des leptons	105
6.3.1	Définition des variables d’isolation	106
6.3.2	Définition des points de fonctionnement	106
6.3.3	Analyse et optimisation des points de fonctionnement d’isolation pour la recherche de résonances $t\bar{t}$	107
6.4	La reconstruction des jets dans ATLAS	117
6.4.1	Précisions sur la nature des jets	117
6.4.2	Les objets d’entrée des algorithmes de <i>clustering</i>	118
6.4.3	Les algorithmes de <i>clustering</i> des jets	120
6.4.4	Reconstruction et calibration des jets	122
6.4.5	Les gros jets	123
6.5	Procédure d’ <i>overlap removal</i>	127
6.6	Étiquetages des saveurs lourdes	127
6.7	Calcul de l’énergie transverse manquante	128
7	Recherche de résonances $t\bar{t}$	131
7.1	Sélection des objets utilisés pour la recherche de résonances $t\bar{t}$	132
7.1.1	Les électrons	132
7.1.2	Les muons	132
7.1.3	Les jets	133
7.1.4	Les gros jets	133
7.1.5	Les jets de traces	133
7.1.6	L’énergie transverse manquante	133
7.2	Sélection des événements	133
7.2.1	Sélection commune	134

7.2.2	La sélection boostée	135
7.2.3	La sélection résolue	136
7.3	Évaluation des bruits de fond et incertitudes systématiques	138
7.3.1	Bruit de fond estimé par Monte-Carlo	138
7.3.2	Bruit de fond W+jets	138
7.3.3	Bruit de fond multijet évalué dans les données	139
7.3.4	Estimation des incertitudes systématiques	141
7.3.5	Validation de l'analyse	142
7.4	Résultats et analyse statistique	144
7.4.1	Ajustements	144
7.4.2	Recherche de déviations	146
7.4.3	Limites et interprétation	148
8	Reconstruction des quarks top boostés	151
8.1	La problématique des quarks top boostés	152
8.1.1	Un cas original non traité par les analyses actuelles	152
8.1.2	Impact sur les résonances $t\bar{t}$	152
8.1.3	Autres analyses dans ATLAS pouvant présenter un recouvrement électron-jet	154
8.2	Traitement des topologies où un électron se trouve dans un jet	155
8.2.1	État de l'art : La soustraction des électrons dans les jets	155
8.2.2	Traitement des quarks top boostés se désintégrant avec un électron sur CMS	157
8.2.3	Suppression des <i>clusters</i> d'électrons dans les jets avec la méthode <i>electron-in-jet removal</i>	158
8.3	Analyse des performances de la méthode <i>electron-in-jet removal</i>	161
8.3.1	Reconstruction en position	161
8.3.2	Choix du <i>truth jet</i> de référence	163
8.3.3	Qualité de la sélection des jets reconstruits	165
8.4	Performances de la reconstruction des objets mis en jeu	166
8.4.1	Reconstruction des jets	166
8.4.2	Reconstruction des électrons	169
8.4.3	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	171
8.4.4	Reconstruction de la masse invariante des paires $t\bar{t}$	171
8.5	Impact sur l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$	174
8.5.1	Évolution du nombre d'événements et du spectre en masse invariante	174
8.5.2	Comparaison d'efficacités dans les données et dans la simulation . .	174
8.5.3	Évolution de la limite	177
8.6	Pour aller plus loin	178
9	Mesure de l'efficacité d'identification des électrons en environnement hadro- nique	179
9.1	Mesure des facteurs d'échelle des électrons	180
9.1.1	Mesure des efficacités par la méthode <i>Tag & Probe</i>	180
9.1.2	Modélisation du bruit de fond par la méthode du gabarit	181

9.1.3	Mesures officielles de la collaboration ATLAS pour les électrons hors des jets	182
9.1.4	Mesure des facteurs d'échelle en environnement hadronique	182
9.2	Mesure des facteurs d'échelle avec les événements $Z \rightarrow e^+e^- + jets$	183
9.2.1	Avantages et inconvénients de cette méthode	183
9.2.2	Détails de l'analyse	184
9.2.3	Évaluation du bruit de fond	186
9.2.4	Mesure des efficacités	187
9.2.5	Mesures préliminaires des facteurs d'échelle d'identification	191
9.3	La méthode <i>TopTag & Probe</i>	192
9.3.1	Topologie du signal et du bruit de fond	192
9.3.2	Exemple de sélection et résultats associés	193
9.3.3	Limites de cette étude	195
9.4	Les problèmes qu'il faut encore résoudre	198
9.4.1	Le manque de statistique pour les événements de simulation	198
9.4.2	De la non-utilisation de jets	199
9.4.3	Changement de variables, changement de paradigme	199
9.4.4	Combinaison des différentes approches	201
9.4.5	Redéfinition des points de fonctionnement d'identification	201
9.4.6	Et pour aller encore plus loin	201
	Conclusion	205
	Bibliographie	218
	Glossaire	219
	A Mes contributions	I
	B Granularité des calorimètres à argon liquide d'ATLAS	III
	C Détails sur les incertitudes de l'analyse $t\bar{t}$	V
	D Methode d'ajustement Gaussien des réponses	VII



Le Modèle Standard de la physique des particules (chapitre 1) est certainement une des constructions intellectuelles les plus abouties. Il permet de décrire la physique au niveau le plus fondamental, à savoir les particules élémentaires et trois des quatre interactions de la nature. La découverte du boson de Higgs au LHC en juillet 2012 est la dernière mise en évidence expérimentale de son succès. En effet, depuis sa conception, le Modèle Standard a été testé intensivement et la plupart des résultats expérimentaux sont en accord avec ses prédictions.

La plupart, mais pas tous! Certains phénomènes restent encore inexpliqués tels que la vitesse de rotation des galaxies, la masse des neutrinos ou l'asymétrie matière antimatière. Ces observations ont convaincu les physiciens qu'il existe une nouvelle physique au delà du Modèle Standard. Cette nouvelle physique n'est pas encore caractérisée et nécessite ainsi des recherches approfondies. L'objectif est soit de produire des nouvelles particules, soit d'observer les effets de la nouvelle physique sur les observables du Modèle Standard.

C'est donc dans ce double but que le LHC fait entrer en collision des protons avec une énergie dans le centre de masse égale à 13 TeV (chapitre 2). Le détecteur ATLAS identifie les particules émises durant ces collisions et mesure leurs propriétés avec précision. Parmi les sous systèmes qui composent ATLAS, les calorimètres à argon liquide ont un rôle particulier (chapitre 3). En effet ce détecteur permet notamment d'identifier les électrons et les photons qui sont des signatures recherchées dans l'environnement fortement hadronique du LHC.

Or ce calorimètre est affecté par du bruit cohérent (qui affecte simultanément de nombreuses unités de lecture) qui apparait en bouffées et qui vient polluer les données. Il faut donc identifier de manière efficace ce bruit et mettre en place une procédure permettant de l'exclure des données. Cette procédure d'évaluation de la qualité des données doit être effectuée très précisément afin de garder un maximum de données tout en rejetant au mieux les événements bruyants.

Cette thèse propose donc dans un premier temps, une analyse détaillée de ces bouffées de bruit cohérent (chapitre 4). L'étude porte aussi sur les procédures de traitement de ce bruit et l'optimisation qui en a été faite.

La deuxième partie de cette thèse s'inscrit dans le cadre de la recherche de nouvelle physique à l'aide de paires de quarks top boostés. Le quark top de par sa masse importante est une particule privilégiée pour sonder l'échelle d'énergie électrofaible (chapitre 5). Sa phénoménologie est très riche et nécessite la reconstruction de presque toutes les particules détectables par ATLAS (chapitre 6).

La recherche de résonance dans le spectre en masse invariante $t\bar{t}$ (chapitre 7) se caractérise par une sensibilité importante aux quarks top boostés. Les topologies boostées se

caractérisent par des particules émises très proches les unes des autres. Cette collimation, complexifie fortement la différentiation de ces particules et nécessite des méthodes de reconstruction et d'identification spécifiques. Dans les cas où un quark top boosté se désintègre en émettant un électron, on peut se retrouver dans une topologie où l'électron est à une distance du jet inférieur à la taille de ce dernier. Une méthode de reconstruction originale a donc été développée (chapitre 8) et est présentée dans cette thèse ainsi que les études de performances associées.

Enfin une mesure préliminaire des corrections à apporter sur l'identification des électrons qui se trouvent dans les jets est esquissée (chapitre 9).

Note : Un glossaire se trouve en page 219 dans lequel sont rappelées les définitions de la plupart des termes techniques ou conventions utilisés dans ce document.

ASPECTS THÉORIQUES DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

1.1 Le Modèle Standard	4
1.1.1 Les composants fondamentaux de la physique des particules	4
1.1.2 Lagrangien et symétries de jauge	5
1.1.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs de génération de la masse	7
1.1.4 Calculs prédictifs du Modèle Standard	8
1.1.5 Le Modèle Standard, une théorie à succès	10
1.2 Les limites du Modèle Standard	12
1.2.1 Inclusion de la gravitation	13
1.2.2 La matière noire	13
1.2.3 Asymétrie matière antimatière	14
1.2.4 La masse des neutrinos	14
1.2.5 La naturalité	14
1.3 Les recherches de nouvelle physique	15
1.3.1 Les mesures de précision	16
1.3.2 Recherche directe	19
1.3.3 Conclusion	21

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique relativiste qui décrit les particules fondamentales et les interactions fortes, faibles et électromagnétiques. Il est le fruit d'une longue construction durant le XX^e siècle. Toutes les particules décrites par ce modèle ont été mises en évidence expérimentalement et les mesures de nombreuses observables sont en très bon accord avec ses prédictions. Cela fait de cette théorie une réussite incontestable.

Cependant, le Modèle Standard peine à décrire certaines données expérimentales telles que la présence de matière noire ou la masse des neutrinos. Voilà pourquoi, le Modèle Standard est continuellement testé, afin d'en trouver les limitations, ce qui pourrait ouvrir la voie vers une nouvelle physique jusque là inconnue.

Dans un premier temps, une description des principaux aspects du Modèle Standard sera présentée. Puis quelques observations non expliquées par le Modèle Standard illustreront ses limites. La troisième section présente enfin différentes manières de chercher de la nouvelle physique.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Les composants fondamentaux de la physique des particules

Les particules fondamentales connues aujourd’hui sont regroupées sur la figure 1.1. Elles sont qualifiées de fondamentales car à ce jour aucune sous structure n’a été mise en évidence. Ces particules se divisent en deux catégories : les fermions et les bosons.

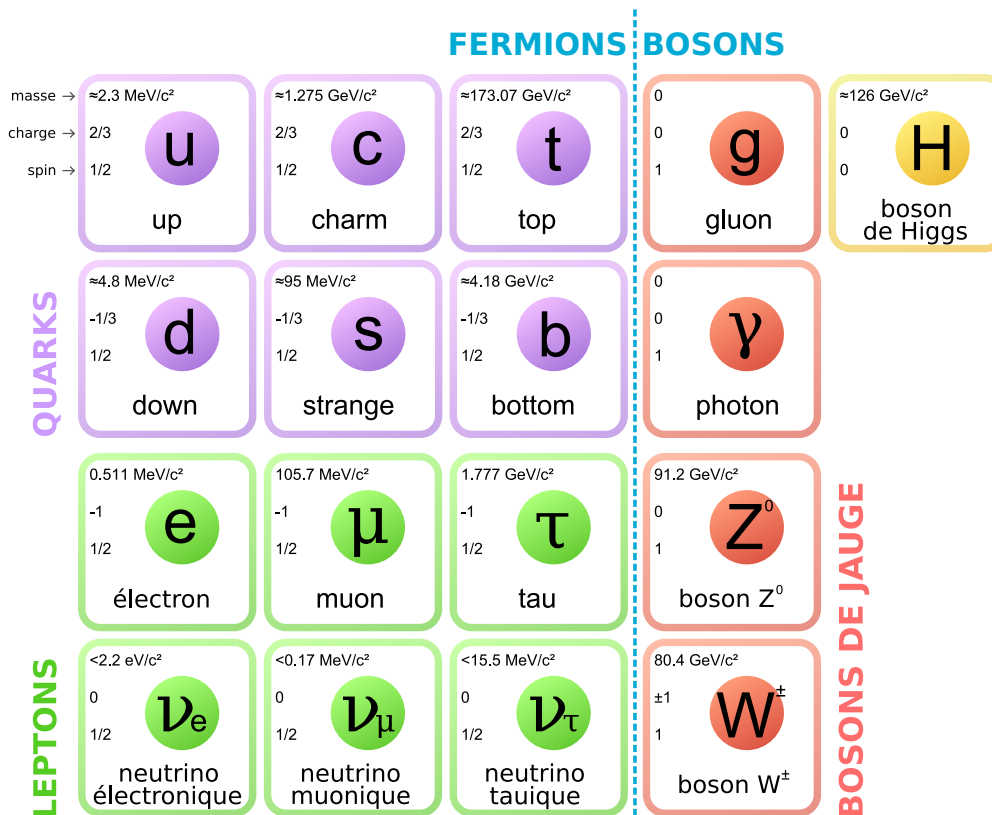


FIGURE 1.1 : Les particules du Modèle Standard de la physique des particules.

Les fermions sont des particules répondant à la statistique de Fermi-Dirac. Elles ont des spins demi-entiers et sont soumises au principe d'exclusion de Pauli. Les fermions sont aussi regroupés en deux sous catégories.

D'une part, les leptons sont des particules insensibles à l'interaction forte, dont le plus stable est l'électron. Il existe deux autres leptons plus lourds : le muon et le tau qui ont une masse respectivement 210 et 3500 fois plus grande que celle de l'électron. Ces derniers se désintègrent rapidement et ne se trouvent donc pas dans la matière ordinaire. Pour chacun de ces leptons, un neutrino est associé. Ces neutrinos interagissent peu avec la matière et sont donc particulièrement difficiles à détecter. Ainsi par exemple, leur masse n'est pas encore précisément mesurée.

Les autres fermions sont les quarks. Ces derniers sont sensibles à l'interaction forte. Les quarks up et down sont présents dans les protons et les neutrons et sont donc les prin-

cipaux quarks qui composent la matière ordinaire. Il existe deux autres familles pour lesquelles de quarks sont plus lourds. Ainsi le quark top avec une masse de 175 GeV est la particule la plus lourde du Modèle Standard.

Les fermions sont donc regroupés en trois familles dites de "saveur". Pour étudier les saveurs lourdes, il est nécessaire de les produire, soit via des collisions mettant en jeu une énergie supérieur à la masse de ces particules, soit en observant les effets qu'induisent ces particules à partir d'un processus dit à "boucles" qui sera expliqué à la section 1.1.4.

La description des interactions fondamentales entre fermions se fait via l'échange de particules médiatrices que sont les bosons de jauge et qui sont décrites par la statistique de Bose-Einstein. Pour chaque type d'interaction décrite par le Modèle Standard, il existe un ou plusieurs bosons associés. Ainsi le gluon est le médiateur de l'interaction forte, le photon celui de l'interaction électromagnétique et les bosons W^\pm et Z sont les médiateurs de l'interaction faible. Cependant l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le modèle standard et aucun boson correspondant n'a été encore découvert.

La dernière particule du Modèle Standard est le boson de Higgs. Il correspond à une excitation du champ de Higgs avec lequel les fermions interagissent pour acquérir leur masse. Plus de détails sur ce mécanisme sont donnés à la section 1.1.3.

1.1.2 Lagrangien et symétries de jauge

Le formalisme mathématique utilisé pour décrire le Modèle Standard est basé sur celui de la mécanique lagrangienne. Dans ce formalisme, les particules sont décrites par des champs quantiques définis sur tout l'espace-temps.

À partir de ces champs quantiques, il est possible de construire le lagrangien (\mathcal{L}) qui est une grandeur scalaire et qui contient l'ensemble de l'information d'un système mécanique. En appliquant les équations d'Euler-Lagrange sur le lagrangien, il est possible d'en déduire les équations qui régissent la dynamique du système [1].

Le Modèle Standard est construit à partir de symétries. Ce sont des transformations qui laissent le lagrangien et donc la physique inchangée. D'après le théorème de Noether, toute symétrie implique la conservation d'un paramètre du système.

Le lagrangien du Modèle Standard est ainsi construit pour être invariant sous les transformations suivantes :

- transformations de Lorentz dont la symétrie implique la conservation de l'énergie et de l'impulsion,
- transformations combinées de conjugaison de charge, de parité et de renversement du temps,
- transformations internes de jauge à partir desquelles les interactions du Modèle Standard sont construites.

Montrons rapidement comment à partir de ces symétries internes, il est possible de décrire les interactions entre particules. Les fermions, dans le formalisme du Modèle Standard, sont décrits par des spineurs de Dirac, qui sont des vecteurs complexes à quatre composantes. Ainsi le lagrangien le plus simple décrivant la cinétique d'une particule libre représentée par le spineur ψ et de masse m , s'écrit :

$$\mathcal{L}_{fermion} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi. \quad (1.1)$$

Un exemple de symétrie interne est celle du changement de phase (ou jauge) locale :

$$\psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi(x). \quad (1.2)$$

Pour que le lagrangien soit invariant sous cette transformation, il faut alors modifier la dérivée partielle en dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu, \quad (1.3)$$

où un nouveau champ A_μ et une valeur scalaire q sont introduits.

Le champ A_μ doit se transformer à son tour de la manière suivante sous le changement de phase local :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x). \quad (1.4)$$

Imposer l'invariance du lagrangien sous la transformation de phase locale conduit donc à la présence d'un nouveau champ $A_\mu(x)$. Ce champ correspond à celui d'un boson de jauge qui traduit l'interaction entre les particules. La propagation dans l'espace des bosons de jauge non massifs est décrite par le lagrangien de Maxwell :

$$\mathcal{L}_{Maxwell} = -\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}, \text{ avec } \mathcal{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.5)$$

Ainsi le lagrangien de l'équation 1.1 devient :

$$\mathcal{L}_{ED} = \underbrace{\bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{propagation du fermion}} + \underbrace{q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi}_{\text{interaction boson-fermion}} - \underbrace{\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}}_{\text{propagation du boson}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{masse du fermion}}. \quad (1.6)$$

Dans le terme d'interaction la valeur de q traduit l'intensité de l'interaction et sera appelé la *constante de couplage* de l'interaction.

Ce lagrangien est maintenant bien invariant selon la transformation de l'équation 1.2. A priori, le boson décrit par le champ $A_\mu(x)$ pourrait lui aussi avoir une masse. Le terme dans le lagrangien serait de la forme $mA_\mu A^\mu$, mais dans ce cas, il briserait l'invariance de

jauge. Pour résoudre le problème de la masse non nulle des bosons W et Z , une brisure spontanée de la symétrie décrite par le mécanisme de Brout-Engler-Higgs a été introduite dans le Modèle Standard. Elle sera abordé plus spécifiquement dans la section 1.1.3.

Le Modèle Standard est donc basé sur trois groupes de symétries de jauge $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ [2]. La symétrie $SU(3)$ décrit la chromodynamique quantique (QCD) qui régit l'interaction entre quarks et gluons. Les symétries $U(1) \times SU(2)$ décrivent l'interaction électrofaible. Cette description unifiée des interactions faibles et électromagnétiques proposée par Glashow, Salam et Weinberg [3, 4, 5] est la plus satisfaisante pour décrire l'interaction entre les fermions et les bosons γ , W^\pm et Z .

1.1.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs de génération de la masse

On a vu que le lagrangien du Modèle Standard devait rester invariant sous une transformation de jauge locale. Cependant, le terme de masse des bosons vecteurs ne l'est pas, ces derniers devraient donc être sans masse. C'est effectivement le cas pour le photon, mais les bosons de l'interaction faible Z et W^\pm sont massifs. Brout et Englert [6] d'une part et Higgs [7] d'autre part ont alors proposé l'ajout d'un doublet de champ scalaire Φ au lagrangien du Modèle Standard. La mécanique de ce champ est décrite par le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.7)$$

où le potentiel $V(\Phi)$ s'écrit :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.8)$$

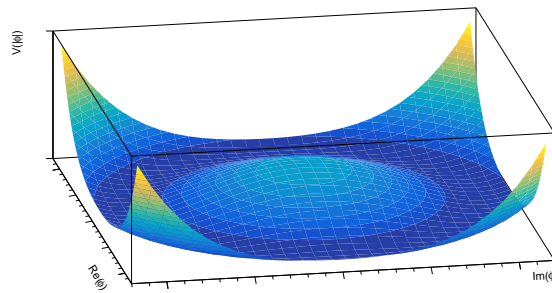


FIGURE 1.2 : Illustration de la forme du potentiel de Higgs.

Ce potentiel a une forme de chapeau mexicain comme montré sur la figure 1.2. On cherche les minima stables de ce potentiel dans le cas où μ est imaginaire pur ce qui permet une telle solution. Dans ce cas, le minimum de ce champ est atteint sur un cercle de rayon

$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$. La brisure de symétrie consiste à choisir une valeur de Φ sur ce cercle de potentiel minimal. Cette valeur est arbitrairement choisie comme étant :

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

En développant perturbativement le lagrangien du Modèle Standard autour de ce minimum et en choisissant astucieusement la jauge, on observe alors que ce mécanisme crée des termes correspondant à la masse des bosons W et Z.

On montre ainsi que les masses des bosons de Higgs ainsi que celle des bosons W et Z sont liés par les équations suivantes :

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W}, \quad m_h = v\sqrt{2\lambda}. \quad (1.10)$$

où g est la constante de couplage du secteur électrofaible et θ_W est l'angle de mélange de Weinberg¹.

Finalement, les fermions vont acquérir leurs masses en se couplant au boson de Higgs, par couplage de Yukawa. Le lagrangien d'une telle interaction est le suivant :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_f \bar{\psi} \phi \psi. \quad (1.11)$$

En développant autour du minimum, cela donne :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_f v \bar{\psi} \psi + \lambda_f \bar{\psi} h \psi. \quad (1.12)$$

Le premier terme peut être considéré comme le terme de masse des fermions et le deuxième est le terme de couplage du fermion avec le boson de Higgs.

1.1.4 Calculs prédictifs du Modèle Standard

Cette section s'inspire de la référence [9]. On a jusqu'à présent construit le modèle standard en créant différents termes dans un lagrangien. Mais pour tester le Modèle Standard il faut des observables à comparer avec la théorie. Pour un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$, la transition de l'état i vers f est décrite par l'élément de matrice :

$$\mathcal{S}_{fi} = \langle f | S | i \rangle. \quad (1.13)$$

La matrice de diffusion S peut être reliée au lagrangien par l'expansion en série de Dyson² :

$$\mathcal{S} = T \left[e^{i \int \mathcal{L}_{int} d^4x} \right] \quad (1.14)$$

1. La définition précise des termes g et $\cos\theta_W$ se trouve dans les références [2, 8].

2. Le symbole T est le T-produit qui permet de maintenir l'ordre temporel entre les opérateurs, les détails se trouvent à la référence [9].

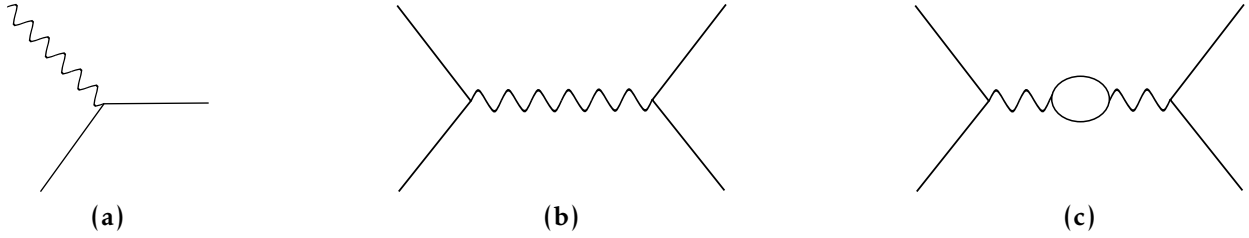


FIGURE 1.3 : (a) Vertex simple du premier ordre (b) Double vertex d'interaction puis de désintégration (c) Quatre vertex avec une boucle.

Or on a vu à la section 1.1.2 que les termes de couplage du lagrangien peuvent s'écrire de manière générale sous la forme : $\mathcal{L}_{int} = gA$, où g est appelé constante de couplage et A constitue le produit des champs ou de la dérivée de ces champs.

Il est alors possible de décomposer la matrice \mathcal{S} selon :

$$\mathcal{S} = T \left[\mathbb{1} + ig \int A - \frac{g^2}{2!} \int AA' + \dots \right], \quad (1.15)$$

et lorsque g est petit, les termes d'ordre supérieurs deviennent négligeables devant les premiers termes. Dans ce cas, on dit que la théorie est perturbative et les termes additionnels ne sont que des corrections. On montre alors que les éléments de matrice \mathcal{S}_{fi} , peuvent s'écrire comme :

$$\mathcal{S}_{fi} = \mathcal{M}_{fi} \times \mathcal{C}, \quad (1.16)$$

où \mathcal{C} caractérise la cinématique de l'interaction, et \mathcal{M}_{fi} appelé l'amplitude de Feynman, contient l'information de la dynamique du système. \mathcal{M}_{fi} décrit ainsi une interaction, on parlera de vertex, et sera illustré par un diagramme tel que celui représenté sur la figure 1.3a.

Les processus possibles ne correspondent pas nécessairement à une unique interaction. Dans le cas de deux interactions consécutives tel que représenté sur la figure 1.3b, l'élément de matrice \mathcal{M}_{fi} devra être calculé à partir des termes d'ordre 2 de l'équation 1.15.

De manière plus générale, les processus sont représentés par des diagrammes de Feynman qui illustrent les différentes interactions qui ont lieu. Or pour un état initial donné et pour un état final donné, tous les diagrammes possibles doivent être pris en compte. Cela inclut les diagrammes présentant des boucles formées par toutes les particules autorisées par le lagrangien tel qu'illustré sur la figure 1.3c. Ces boucles correspondent à des corrections radiatives qui impactent les observables de tous les processus indépendamment des particules initiales et finales mises en jeu.

À partir de l'amplitude de Feynman on peut calculer les sections efficaces d'interaction. A priori tous les ordres contribuent au calcul d'un section efficace. En pratique, on utilise le

fait que la valeur de la constante de couplage pour l'interaction électrofaible et pour l'interaction forte à haute énergie est suffisamment petite devant 1. Dans ce cas, on se limite au calcul à un ordre donné et on considère que les termes suivant sont négligeables. Lorsqu'on doit modéliser des effets de l'interaction forte à basse énergie, il n'est plus possible d'utiliser cette méthode et il faut se baser sur des modèles effectifs.

1.1.5 Le Modèle Standard, une théorie à succès

Le Modèle Standard est une véritable réussite puisqu'il est particulièrement prédictif. En effet jusqu'à présent, la plupart des observables qui ont été mesurées sont en accord avec les calculs théoriques. D'autre part, toutes les particules du Modèle Standard ont été mises en évidence expérimentalement.

La dernière en date est le boson de Higgs. En effet, en juillet 2012, les expériences ATLAS [10] et CMS [11] ont annoncé la découverte d'un boson scalaire compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard. Les canaux principaux ayant permis cette découverte sont la désintégration en quatre leptons ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$) et celle en deux photons ($H \rightarrow$ boucles de quarks top $\rightarrow \gamma\gamma$). Les spectres en masse invariante dans les deux expériences et les deux canaux sont cohérents. Les excès sont visibles pour la même valeur en masse invariante à 125 GeV tel que le montre les figures 1.4a et 1.4b et signent ainsi la présence de cette nouvelle particule.

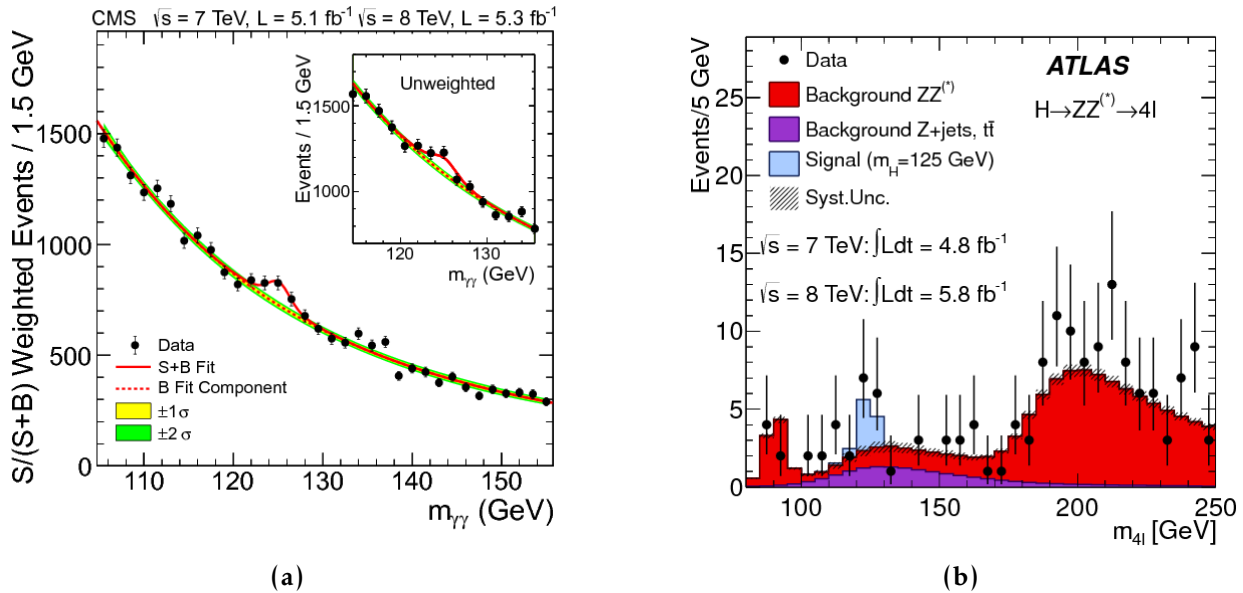


FIGURE 1.4 : (a) Distribution en masse invariante pour les événements avec deux photons $\gamma\gamma$ [11] mesurés par CMS. (b) Distribution en masse invariante des quatre leptons [10] mesurée par ATLAS. La bosse visible à la masse de 125 GeV traduit la présence d'une nouvelle particule identifiée comme étant le boson de Higgs.

Depuis, de nombreuses propriétés de ce boson ont été mesurées et correspondent aussi

aux prédictions du Modèle Standard. Par exemple, comme on l'a vu dans la section précédente, le couplage des fermions au boson de Higgs doit être proportionnel à la masse du fermion. C'est effectivement ce qu'ont mesuré les expériences ATLAS et CMS [12]. Le résultat est montré sur la figure 1.5a où la proportionnalité attendue est bien visible sur plus de trois ordres de grandeur selon la masse des particules.

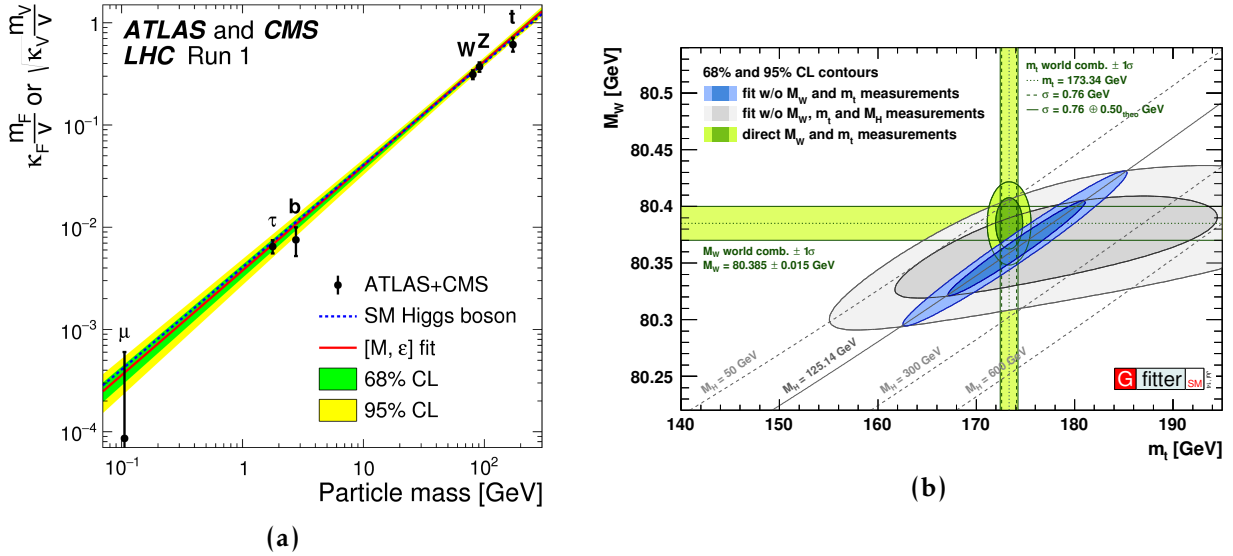


FIGURE 1.5 : (a) Test de compatibilité entre la masse des particules et leur couplage au boson de Higgs [12]. (b) Test de compatibilité des masses du quark top, du boson W et du boson de Higgs [13]. Une nouvelle mesure avec la dernière masse mesurée du W par ATLAS se trouve en référence [14].

Par ailleurs, la figure 1.5b montre un autre test du Modèle Standard qui compare les mesures directes des masses du boson W et du quark top avec celle prédites par le Modèle Standard.

Le contour grisé correspond à l'intervalle de confiance à 1 et 2σ sur les deux masses en ajustant tous les autres paramètres du Modèle Standard sauf la masse du boson de Higgs.

Le lien entre ces paramètres vient des corrections radiatives à appliquer sur la masse du W. Cette masse doit prendre en compte les corrections induites par la présence de boucles de particules virtuelles. Parmi les plus importante on retrouve celles dues au quark top et au boson de Higgs [15].

Le contour est fortement contraint lorsque la masse du boson de Higgs est incluse dans l'ajustement. De plus, ces ajustements sont en bon accord avec les mesures directes des masses du boson W et du quark top. Cela montre encore une fois la cohérence du Modèle Standard.

Le troisième exemple illustrant la capacité de prédiction du Modèle Standard est la mesure de sections efficaces. Ces dernières sont, directement déductibles du lagrangien [8]. La figure 1.6 montre les mesures effectuées par ATLAS sur un grand nombre de processus produits par des collisions de proton au LHC et dont les sections efficaces sont calculées

Standard Model Production Cross Section Measurements

Status: July 2017

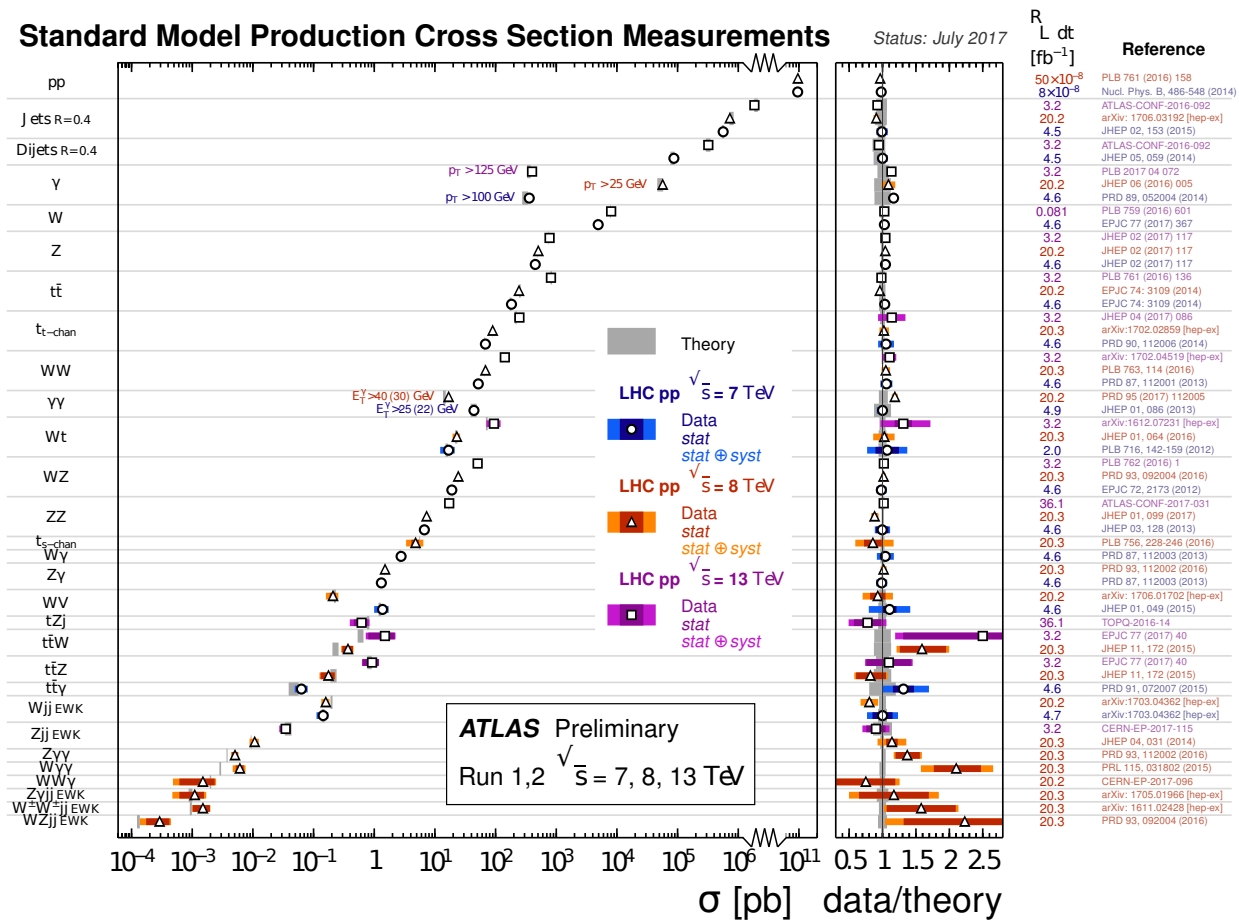


FIGURE 1.6 : Sections efficaces prédites par le Modèle Standard et mesurées par l'expérience ATLAS [16].

à partir du Modèle Standard. Un très bon accord entre les mesures et les prédictions est visible, et ce, sur plus de 15 ordres de grandeur !

Ces exemples illustrent donc bien la robustesse du Modèle Standard dans le domaine des hautes énergies. Il existe de nombreux autres tests dont certains seront abordés en section 1.3.

1.2 Les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est donc une théorie qui doit son succès à des postulats de symétrie fondamentaux, à une cohérence interne remarquable et à des prédictions en accord avec les mesures sur plus de 15 ordres de grandeur. Néanmoins, il reste encore des questions à élucider. D'une part, il est légitime de se demander d'où vient sa structure : pourquoi trois saveurs ou pourquoi ces symétries, même si ces questions ne sont pas nécessairement celles auxquels les expérimentateurs cherchent à répondre en essayant de trouver de la nouvelle physique. Cette recherche est plutôt justifiée par les

désaccords entre certaines observations et ce que décrit le Modèle Standard.

Cette section est principalement inspiré de la référence [17].

1.2.1 Inclusion de la gravitation

Le défaut le plus flagrant du Modèle Standard est son incapacité à décrire la gravitation.

Cette dernière est par ailleurs très précisément décrite par la relativité générale, mais aucune unification de ces théories n'est à ce jour possible. Cela vient du fait notamment que la gravitation considère le temps de la même manière que les dimensions d'espace, ce qui n'est pas le cas en mécanique quantique et donc dans le Modèle Standard. Par ailleurs, la faible intensité de la gravitation par rapport aux autres interactions pose question.

Une hypothèse permettant d'expliquer ce faible couplage serait la présence de dimensions supplémentaires. La gravitation se propagerait principalement dans ces dimensions additionnelles et nous n'en sentirions que des effets secondaires. Certains de ces modèles sont testés au LHC [17].

1.2.2 La matière noire

Les observations astronomiques montrent que la vitesse de rotation des galaxies [18] ne suit pas la mécanique Newtonienne si l'on se base que sur leur contenu en masse visible. Au vu des densités de matière observées, la vitesse de rotation des étoiles devrait diminuer avec la distance, ce qui n'est pas le cas. L'explication la plus répandue est qu'il existerait un autre type de matière dite "noire" formant un halo dans la galaxie et expliquant cette vitesse de rotation.

De plus, les ajustements sur le modèle cosmologique actuel (Λ CDM) tendent à montrer que cette matière noire ne correspondrait qu'à 26% [19] de l'énergie de l'univers. Ce modèle prédit aussi que la matière (standard et noire) ne constituerait que 31% de l'énergie de l'univers, le reste étant constitué d'une forme d'énergie là aussi inconnue appelée énergie sombre [20].

La matière noire n'a été caractérisée par aucune expérience terrestre et n'est pas non plus décrite par le Modèle Standard de la physique des particules. Voilà pourquoi de nombreuses expériences, dont celles sur le LHC, tentent de la mettre en évidence. Les modèles doivent cependant respecter de nombreuses contraintes : la matière noire n'émettant pas dans le spectre électromagnétique, elle doit être neutre de charge (une particule chargée et accélérée rayonne). Elle doit être stable pour pouvoir s'accumuler autour des galaxies au point de modifier la vitesse de rotation des étoiles.

De nombreux modèles au-delà du Modèle Standard (BSM) prédisent de nouvelles particules neutres et stables pouvant prétendre à être candidat à la matière noire. Par exemple,

la Supersymétrie (SUSY), pour certains ajustements du modèle, peut produire des neutralinos (χ^0) qui satisfont les critères mentionnés ci-avant.

1.2.3 Asymétrie matière antimatière

Une autre incohérence entre le Modèle Standard et ce qui est observé dans l'univers vient du fait qu'aucune quantité importante d'antimatière n'a été mise en évidence. Or les interactions du Modèle Standard produisent quasi exactement autant de particules que d'antiparticules. Certains processus produisent légèrement plus de matière que d'antimatière, mais leur impact est trop faible pour véritablement expliquer l'asymétrie visible de nos jours. Dans l'univers primordial, il devait donc y avoir un mécanisme défavorisant l'antimatière sur la matière. Ce type de processus est aussi activement recherché au LHC.

1.2.4 La masse des neutrinos

Dans le Modèle Standard de la physique des particules, les neutrinos n'ont pas de masse. Or les expériences Super-Kamiokande [21] et SNO [22] ont montré que les neutrinos oscillaient en saveur. Pour expliquer ce phénomène, les neutrinos doivent avoir une masse ce qui est en contradiction avec le Modèle Standard et constitue l'une des preuves les plus probantes de physique au-delà du Modèle Standard.

Pour le moment, cette masse n'a jamais été mesurée directement, mais des limites ont été calculées, contraignant le neutrino électronique à avoir une masse inférieure à 2 eV [23], le neutrino muonique doit avoir une masse inférieure à 190 keV et le neutrino tauique inférieure à 18.2 MeV. Des arguments cosmologiques contraignent la somme de leurs masses comme étant inférieure à 0.14 eV. De plus, la mise en évidence du phénomène d'oscillation a permis de contraindre leurs différences de masses [19, 17].

1.2.5 La naturalité

Le calcul de la masse du boson de Higgs, comme toute observable du Modèle Standard, doit prendre en compte l'influence de boucles virtuelles. Un exemple de diagramme contribuant à ces corrections se trouve sur la figure 1.7.

Les développements perturbatifs engendrent une divergence dans le calcul de la masse du boson de Higgs puisqu'à priori l'impulsion des particules virtuelles n'est pas limitée. Pour faire ce calcul il est nécessaire d'avoir une échelle d'énergie maximale (Λ). Dans le cas du Modèle Standard, cette échelle est choisie à la valeur de Planck car, à cette énergie, la gravitation devrait être prise en compte. Elle constitue donc une limite maximale en énergie de validité du Modèle Standard.

Les corrections principales sur la masse du boson de Higgs proviennent des boucles mettant en jeu les particules les plus massives : le quark top, les bosons de jauge W et Z et le

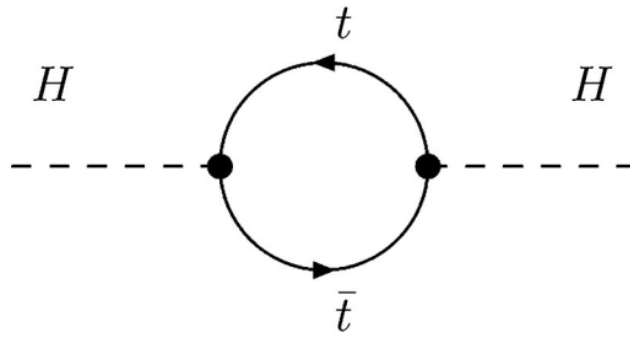


FIGURE 1.7 : Exemple de diagramme devant être pris en compte dans les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs.

boson de Higgs lui-même. L'équation 1.17 décrit les principaux termes de corrections de la masse du Higgs.

$$m_H^{measured} = m_H^{tree} - \underbrace{\frac{3\Lambda^2\lambda_t^2}{8\pi^2}}_{\text{corrections du quark top}} + \underbrace{\frac{\Lambda^2 g^2}{16\pi^2}}_{\text{corrections des bosons de Jauge}} + \underbrace{\frac{\Lambda^2\lambda^2}{16\pi^2}}_{\text{corrections du boson de Higgs}} . \quad (1.17)$$

Dans le cas où $\Lambda \approx \mathcal{O}(10 \text{ TeV})$ les termes de correction radiatives peuvent être calculés et valent respectivement 2 TeV, 0.7 TeV et 0.5 TeV. On trouve ainsi que ces termes doivent s'ajuster finement (de l'ordre de 1 pour 100) pour que la masse du boson de Higgs soit égale à 125 GeV. Cet ajustement doit être d'autant plus précis que l'échelle Λ est grande. Ainsi pour l'échelle de Planck ($\approx 10^{19} \text{ GeV}$) qui est la seule connue au-delà de l'échelle électrofaible, l'ajustement devrait être de l'ordre de 10^{-32} , ce qui n'est pas naturel. Cette curiosité (plus que véritable problème) est appelée le problème de la naturalité. Cet ajustement "trop" précis laisse penser qu'il existe un nouveau mécanisme entre l'échelle d'énergie électrofaible et celle de Planck.

1.3 Les recherches de nouvelle physique

Le Modèle Standard de la physique des particules est donc une théorie qui, bien qu'ayant montré sa cohérence, engendre plusieurs questions. Voilà pourquoi de nombreuses expériences continuent à le tester, car toute déviation entre prédictions et données permettrait de mieux caractériser et contraindre la nouvelle physique. Parmi les domaines de recherche, deux grandes catégories d'expériences existent.

D'une part, celles qui cherchent à mesurer des observables du Modèle Standard avec la plus grande précision possible. D'autre part, celles qui cherchent à produire ou détecter directement cette nouvelle physique. Ces méthodes complémentaires ont ainsi permis de comprendre et de tester le Modèle Standard sous divers aspects.

1.3.1 Les mesures de précision

Le Modèle Standard à l'avantage de prédire certains résultats avec une précision particulièrement importante. Pour rechercher de la nouvelle physique, on utilise le fait que si elle existe, elle devrait entrer dans le calcul des corrections radiatives du processus standard. Ces mesures de précision peuvent donc sonder des régions où la masse des nouvelles particules est bien trop grande pour être produite directement. En revanche, la mesure d'un désaccord avec les prédictions ne donnerait pas nécessairement la masse de cette nouvelle particule.

Une liste choisie de quelques expériences de précision testant les paramètres du Modèle Standard est donc présentée dans les sections suivantes.

1.3.1.1 Moment magnétique du muon

Le moment magnétique du muon est prédit au premier ordre comme valant $\mu = 2$. Des corrections quantiques affectent cependant cette valeur. Un exemple de diagramme correspondant à une correction est représenté sur la figure 1.8a. Pour quantifier la différence entre la valeur du moment mesurée g et celle attendue à l'ordre dominant, on définit l'anomalie : $a_\mu = (g - 2)/2$. Cette valeur peut être calculée dans le cadre du Modèle Standard avec une précision de plus de 12 chiffres.

Cette anomalie est mesurée en étudiant la précession du spin d'un faisceau de muons dans un champ magnétique constant. Les résultats présentés par l'expérience E821 [24] sont comparés à différentes prédictions du Modèle Standard sur la figure 1.8b.

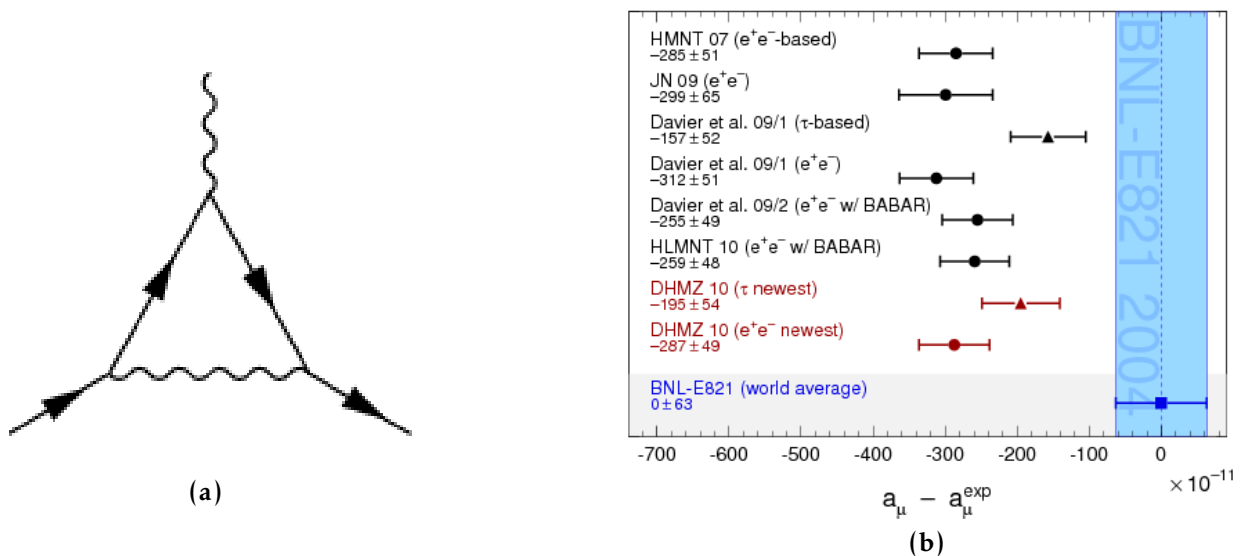


FIGURE 1.8 : (a) Diagramme de Feynman d'une correction radiative sur le moment magnétique du muon. (b) Comparaison des valeurs de l'anomalie du moment magnétique du muon entre différentes prédictions du Modèle Standard et celle mesurée par l'expérience E821 [25].

La déviation comprise entre 2.2 et 2.7σ pourrait venir de la contribution de nouvelle physique. Pour confirmer ce résultat, une version plus performante de l'expérience est en cours de construction à Fermilab [26].

1.3.1.2 Mesure du moment dipolaire électrique du neutron

Une autre mesure de précision sensible à la nouvelle physique est celle du moment électrique dipolaire du neutron. D'après le Modèle Standard cette valeur devrait être inférieure à 10^{-31} eV.cm [27]. Toute mesure supérieure à cette valeur signerait la présence de nouvelle physique.

La figure 1.9 montre les limites obtenues pour ce moment dipolaire, qui commencent à contraindre l'espace pour la nouvelle physique. Un intervalle est donné comme exemple pour illustrer les valeurs possibles du moment dipolaire dans le cadre d'un modèle supersymétrique.

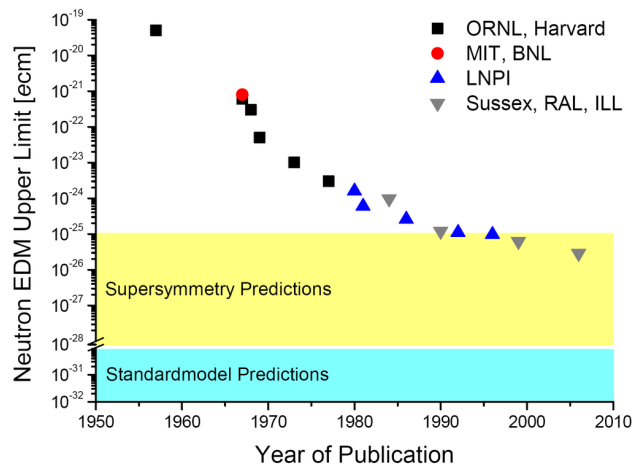


FIGURE 1.9 : Évolution de la mesure du moment électrique dipolaire du neutron au long du temps.

Les mesures récentes de ce moment dipolaire utilisent des neutrons ultra-froids (UCN). La différence de fréquence de Larmor mesurée dans un champ électrique parallèle et antiparallèle au champ magnétique permet d'accéder à ce moment dipolaire. La meilleure mesure effectuée jusqu'à présent a été effectuée à Grenoble sur le réacteur de l'ILL et vaut $d_n < 2.9 \times 10^{-26}$ e.cm [28].

1.3.1.3 Mesures de précision en collisionneurs

Le LEP était un accélérateur électron-positrons [29] positionné dans l'actuel tunnel du LHC et qui a fonctionné entre 1989 et 2000 [30]. Les mesures obtenues à partir des collisions e^+e^- sont particulièrement précises puisque l'impulsion initiale des électrons est connue. De nombreuses mesures de précision du Modèle Standard à l'échelle d'énergie électrofaible ont donc été faites [31] grâce aux expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. La résonance du boson Z a été étudiée de manière intensive ce qui a permis une mesure

particulièrement précise de ses caractéristiques. Un résultat important montré sur la figure 1.10, est la dépendance du pic du Z au nombre de familles de neutrinos légers. On voit ainsi de manière claire que l’ajustement des données exclut un nombre de saveurs de neutrinos légers différents de 3.

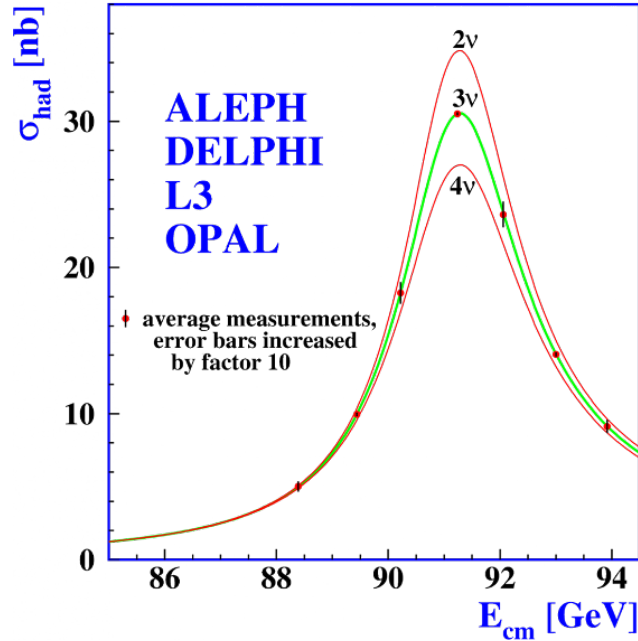


FIGURE 1.10 : Pic du Z et dépendance avec le nombre de saveurs des neutrinos [31].

Avec le LHC, bien que l’utilisation de protons rende les états initiaux plus complexes et les conditions initiales moins précises, de nombreuses mesures de précision sont compétitives avec celles du LEP grâce notamment aux améliorations des simulations et des méthodes d’analyse. De plus, comme on l’a vu en section 1.1.5, de nombreuses mesures sur les propriétés du boson de Higgs ont permis d’améliorer les contraintes sur le Modèle Standard.

1.3.1.4 Mesures dans le domaine des saveurs lourdes

Certains processus impliquant les saveurs lourdes sont fortement supprimés dans le Modèle Standard. Des expériences sur collisionneurs comme LHCb ou Belle étudient spécifiquement la désintégration des particules mettant en jeu ces saveurs. Certains processus étant rares, observer leur production signerait la présence de nouvelle physique.

La phénoménologie des désintégrations des mésons lourds est particulièrement riche. En étudiant leur désintégration, il est possible d’être sensible à des couplages de nouvelle physique. Par exemple, le taux de désintégration $B \rightarrow D^* \nu \tau$ (voir diagramme sur la figure 1.11a) pourrait être augmenté en présence d’un boson de Higgs chargé tel que le prévoient les théories avec deux doublets de Higgs. Pour limiter les incertitudes, il est préférable de mesurer le ratio des rapports d’embranchement Γ entre la désintégration

impliquant un lepton tau et les autres désintégrations leptoniques :

$$R(D^*) = \frac{B \rightarrow D^* \nu \tau}{B \rightarrow D^* \nu l}. \quad (1.18)$$

Ce canal a suscité de l'intérêt lorsque l'expérience BABAR a présenté un excès de plus de 3σ vis-à-vis de la valeur du Modèle Standard [32]. Depuis, d'autres expériences telles que Belle ou LHCb, on refait cette mesure. Les résultats tels que montrés sur la figure 1.11b [33] ne permettent pas encore de confirmer ou d'infirmer la mesure de BABAR.

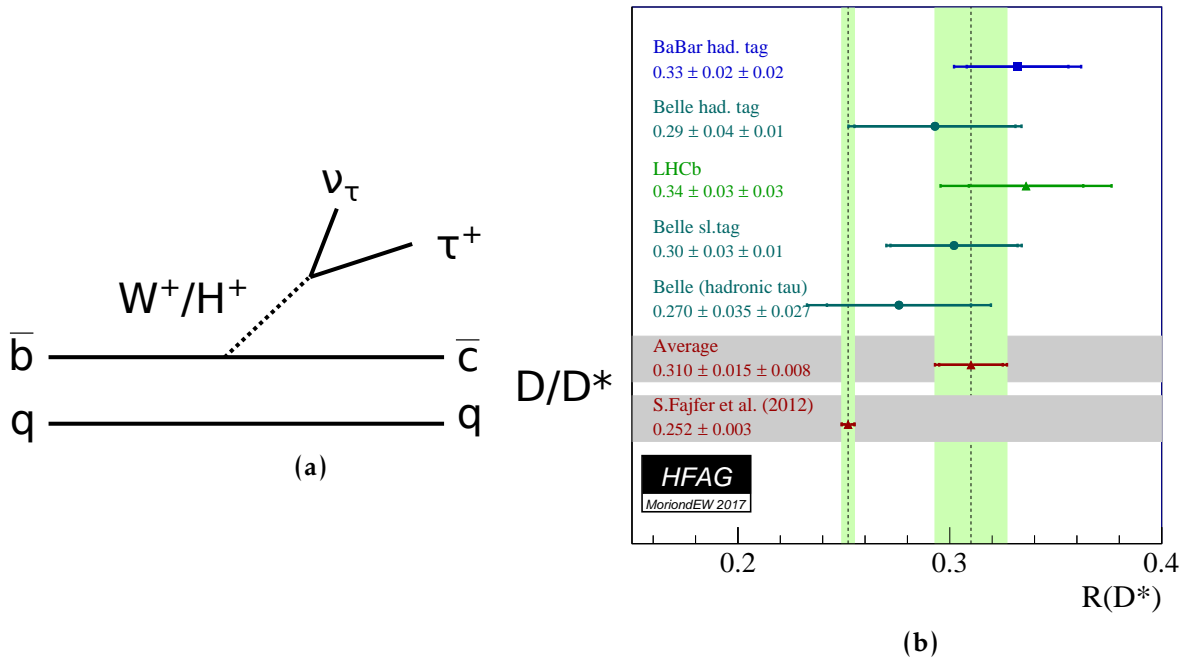


FIGURE 1.11 : (a) Diagramme de la désintégration $B \rightarrow D^* \nu \tau$ et (b) mesure de $R(D^*)$ et moyennes sur toutes les expériences faites [33].

La combinaison de ces mesures se trouve à 3.4σ de la prédiction du Modèle Standard. Pour mieux contraindre cette mesure, deux stratégies complémentaires sont mises en place. L'expérience Belle-II a pour but de sonder la désintégration des mésons beaux à très haute luminosité ($0.8 \times 10^{36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) pour une énergie dans le centre de masse égale à la masse de l' $Y(4S)$ (qui est un méson $b\bar{b}$). LHCb va en revanche profiter du Run-3 du LHC pour avoir aussi accès à une grande luminosité intégrée, mais à des gammes d'énergie plus hautes. À ces énergies, la production de mésons B a une plus grande section efficace.

1.3.2 Recherche directe

La deuxième méthode consiste à chercher directement de nouvelles particules dans les régions encore non explorées de l'espace des paramètres. Les deux principales régions sont

à haute masse et à basse section efficace. Dans le premier cas, les particules de nouvelle physique ne peuvent pas être produites s'il n'y a pas assez d'énergie dans les collisions. Dans le deuxième cas, il faut suffisamment de luminosité pour pouvoir les observer.

1.3.2.1 Production résonante

La recherche de nouvelle physique à haute énergie s'effectue souvent en recherchant des résonances dans un spectre en masse invariante, di-lepton, di-photon, ou $t\bar{t}$ par exemple. C'est de cette manière que le boson de Higgs (voir section 1.1.5), mais aussi toutes les particules à courte durée de vie, ont été mis en évidence. La figure 1.12a montre la distribution en masse invariante di-électrons pour les dernières recherches de la collaboration ATLAS dans ce canal. On voit que les données s'accordent très bien avec les prédictions du Modèle Standard jusqu'à 1000 GeV. Au-delà, la statistique est trop faible. Sur cette figure, les déviations qu'induirait une nouvelle particule sont aussi illustrées. Le pic de résonance dépend de la masse de la particule produite. Un excès de données par rapport à la simulation permettrait ainsi d'évaluer directement la masse de cette nouvelle particule.

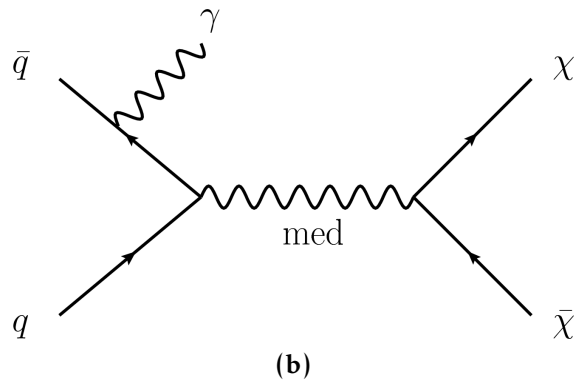
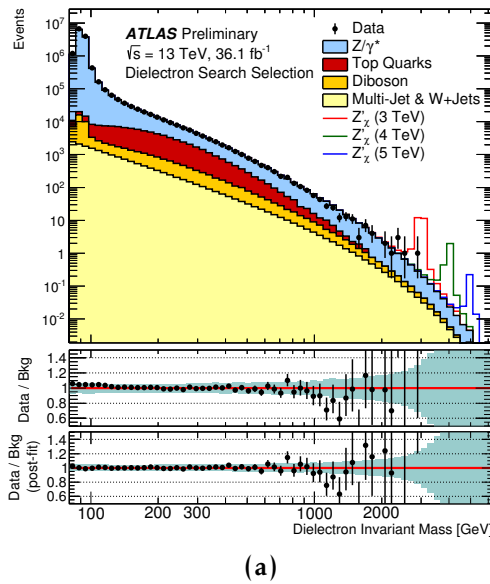


FIGURE 1.12 : (a) Distribution en masse invariante pour les événements di-électrons mesurés dans les collisions à 13 TeV d'ATLAS [34]. (b) Diagramme illustrant la production de particules candidates à la matière noire χ en association avec un photon issu d'une radiation initiale d'un quark. Le médiateur d'une telle interactions (med) pourrait être une nouvelle particule ou une particule existante avec de nouveaux couplages.

1.3.2.2 Recherche de matière noire en utilisant l'énergie transverse manquante

La matière noire doit être stable et interagir peu avec la matière. Si de telles particules sont produites dans une collision, elles ne sont pas détectées par le détecteur. Cela se

traduirait alors par un manque dans un bilan d'énergie. Le fait de collisionner des protons au LHC rend la connaissance de l'état initial plus complexe. En effet, les protons étant des particules composites, ce sont leurs constituants (quarks ou gluons) qui vont collisionner. L'impulsion de chacun de ces parton est probabiliste et varie donc pour chaque collision. En revanche dans le plan transverse, l'impulsion initiale des deux partons est nulle, elle devra donc l'être dans un bilan d'impulsion final. C'est pour cela qu'au LHC les particules non détectées ont pour signature de l'énergie transverse manquante E_T^{miss} .

Pour détecter de tels événements, il est nécessaire qu'une particule additionnelle soit émise, par exemple un photon, comme l'illustre la figure 1.12b. Cette particule associée à un grand manque d'énergie pourrait alors signer la production de matière noire. Il est possible d'utiliser d'autres objets tels que les jets, les quarks top, les bosons de Higgs ou les jets de b pour étiqueter les événements intéressants.

Certains scénarios de supersymétrie intensivement recherchés au LHC prédisent une particule neutre et stable (le neutralino) qui pourrait être un bon candidat à la matière noire. Tout excès d'événement dans le spectre en E_T^{miss} pourrait ainsi être interprété comme la signature d'une telle production. Cependant aucun excès n'a été observé jusqu'à aujourd'hui.

1.3.2.3 Détection directe de la matière noire

La matière noire peut être modélisée dans un cadre générique dans lequel elle est appelée WIMP (*Weakly interacting massive particle*). Ces WIMP sont cherchées de différentes façons puisqu'elles pourraient par exemple s'annihiler ou se diffuser via l'interaction faible du Modèle Standard.

Des recherches directes de matière noire se font via la détection du recul des noyaux atomiques. Les WIMP, présents dans le halo galactique de la voie lactée, viendraient interagir avec les noyaux de la matière standard. Sur la figure 1.13 sont ainsi représentés les contours d'exclusion et de sensibilité sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP. De nombreuses expériences sont en compétition pour améliorer la sensibilité de cette recherche. De plus, on voit qu'une limite sur ce type de recherche serait la détection des neutrinos cosmiques. Ce bruit de fond viendrait polluer ces analyses et ainsi réduire fortement leurs sensibilités.

1.3.3 Conclusion

Cette liste d'expériences illustre les recherches directes et indirectes de nouvelle physique. Elle n'est pas exhaustive, mais montre la variété d'approches possibles pour tester le Modèle Standard de la physique des particules. Au LHC, l'un des buts est de produire cette nouvelle physique si elle se trouve à l'échelle du TeV et de mesurer les observables du Modèle Standard à haute énergie.

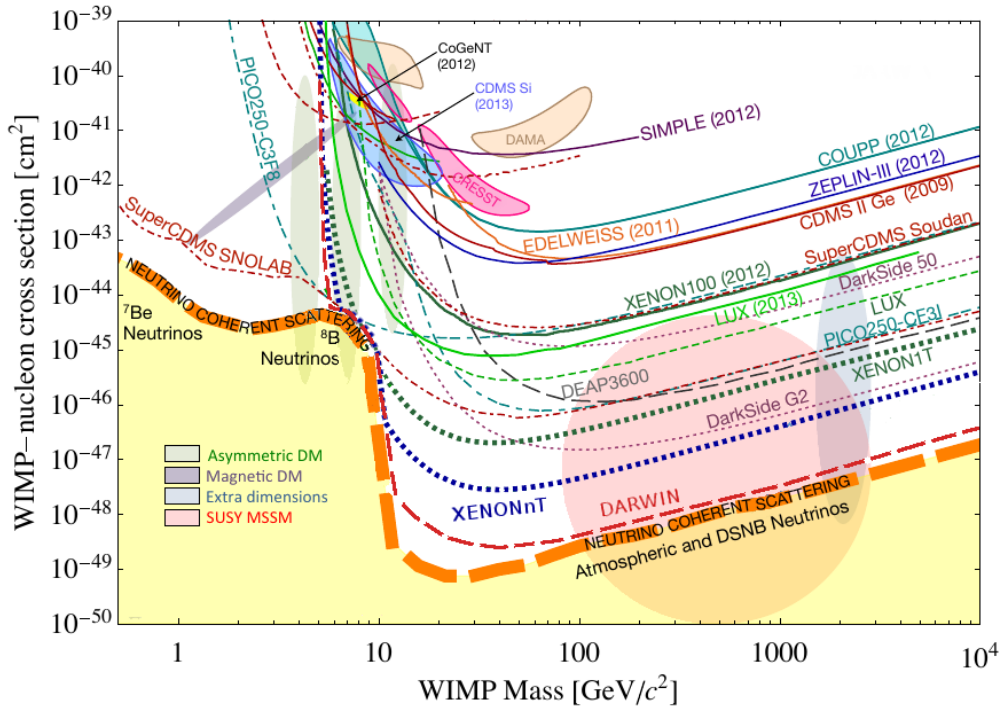


FIGURE 1.13 : Limites sur la section efficace de diffusion nucléon-WIMP pour les mesures indépendantes du spin. Les valeurs mesurées sont en lignes pleines et celles attendues pour les futures expériences sont représentées en pointillés [35].

Les autres méthodes sont véritablement complémentaires et ce n'est qu'en élucidant tous les aspects du Modèle Standard, qu'il sera possible d'en comprendre ses limites.

C'est donc dans ce cadre de recherche de nouvelle physique que s'inscrit ce travail de thèse. D'une part en cherchant à produire des données de la plus grande qualité possible avec le détecteur ATLAS et plus particulièrement le calorimètre à argon liquide. Et d'autre part en cherchant à optimiser la recherche de résonance dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ et plus spécifiquement à haute masse.

LE DÉTECTEUR ATLAS AU CERN, UNE EXPÉRIENCE DU LHC

2.1 Le CERN et son complexe d'accélérateurs	24
2.1.1 Vue générale et histoire du CERN	24
2.1.2 Le LHC	25
2.1.3 Performances du LHC	28
2.2 Le détecteur ATLAS	29
2.2.1 Description générale	29
2.2.2 Le système de coordonnées d'ATLAS	31
2.2.3 Le trajectographe interne	32
2.2.4 Les calorimètres	34
2.2.5 Le spectromètre à muons	38
2.3 Les infrastructures informatiques de reconstruction et d'analyse	39
2.3.1 Le système de déclenchement	39
2.3.2 Reconstruction et dérivation des données	41
2.3.3 Simulation et génération Monte-Carlo	42
2.4 Évaluation de la qualité des données	42
2.4.1 Surveillance en ligne	43
2.4.2 Surveillance journalière	43

Le CERN abrite le plus grand complexe scientifique permettant l'étude de la physique des particules. Il accueille notamment le LHC, un accélérateur de 27 km de circonférence dans lequel deux faisceaux de protons se collisionnent. La taille de ce collisionneur permet de donner aux protons une énergie de 6.5 TeV. Au niveau de l'un des quatre points de collision se trouve le détecteur ATLAS. À l'aide de ses sous-détecteurs, les particules émises lors de la collision sont identifiées et leurs propriétés mesurées. Le LHC et l'expérience ATLAS sont décrits respectivement en sections 2.1 et 2.2.

La haute luminosité fournie par le LHC engendre une très grande quantité de données. Elles doivent être enregistrées, reconstruites et analysées de manière performante. Cela a nécessité la mise en place d'une chaîne d'acquisition et d'analyse spécifique détaillée à la section 2.3. Une fois ces données enregistrées, leur qualité est évaluée à l'aide d'une procédure détaillée en section 2.4. Cela garantit des données enregistrées dans des conditions optimales.

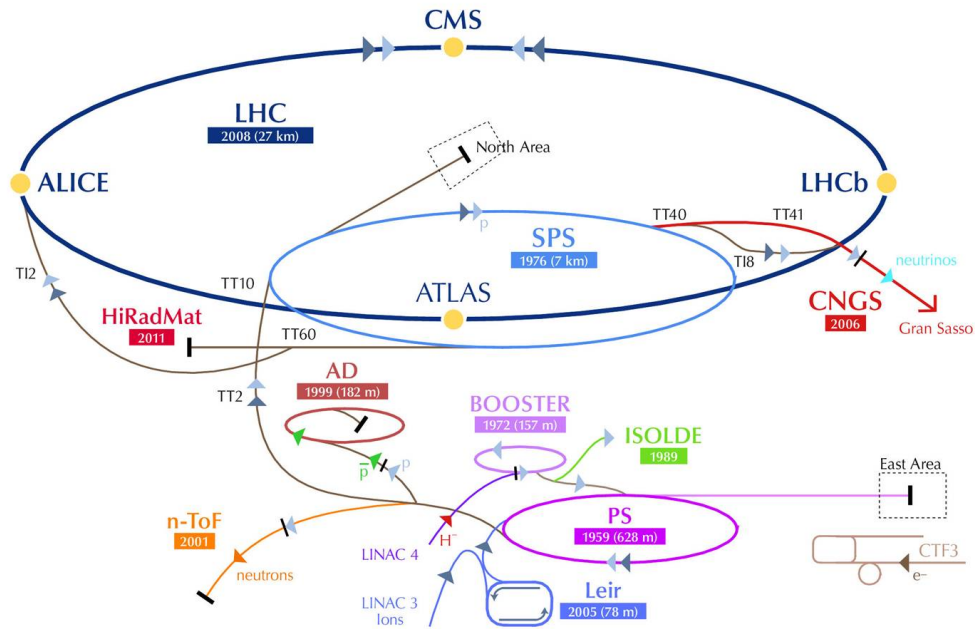


FIGURE 2.1 : Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN constituant notamment la chaîne d'accélération avant l'injection dans le LHC.

2.1 Le CERN et son complexe d'accélérateurs

2.1.1 Vue générale et histoire du CERN

Le CERN est né après la Seconde Guerre mondiale [36] lorsque plusieurs scientifiques de renom tel que Pierre Auger en France et Niels Bohr au Danemark eurent l'idée de créer un centre international pour la recherche scientifique. En 1954, douze pays ratifièrent sa création à la frontière franco-suisse aux abords de Genève. Depuis, le CERN est devenu l'un des plus grands centres de recherche en physique des particules. Il a permis notamment l'observation d'anti-nucléons (1965), la découverte des bosons W et Z du Modèle Standard (1983), la mesure des propriétés de l'interaction électrofaible avec le LEP (1989-2000) [30] et en 2012 la découverte du boson de Higgs.

Aujourd'hui, il abrite un complexe d'accélérateurs (voir figure 2.1) servant principalement de chaîne d'injection au LHC, le plus grand collisionneur de protons jamais construit. Ce complexe est aussi utilisé pour fournir des faisceaux de particules à des expériences sur cible fixe. On notera aussi le déférateur d'antiprotons (AD) dédié à la mesure des propriétés de l'antimatière et le banc d'essai (CTF3) utilisé pour développer une technologie innovante des accélérateurs linéaires du futur.

Ces expériences (et notamment celles du LHC) ont généré en 2016 près de 50 Po de données [37] qui doivent être stockées et traitées. Pour cela, le CERN abrite un centre de calcul composé de 10 000 serveurs [38]. Depuis 2013 le centre *Wigner Research Centre for Physics* en Hongrie vient compléter cette capacité [39].

2.1.2 Le LHC

2.1.2.1 Description générale

Le grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider, LHC) est un accélérateur de particules circulaire de 27 km de circonférence [40] situé à environ 100 m sous terre aux abords du CERN. À l'intérieur de l'accélérateur, deux faisceaux de particules circulent en sens opposés et viennent se croiser en quatre points fixes, induisant la collision des particules. La figure 2.2 schématise l'ensemble du dispositif ainsi que les positions des quatre grandes expériences placées sur chacun des points de collision.

Ces détecteurs analysent les événements de collisions en identifiant les particules produites et en mesurant leurs propriétés.

ATLAS et CMS analysent essentiellement les collisions protons-protons. Ils ont été construits pour tester le Modèle Standard de la physique des particules, d'une part à travers la mesure de ses observables et notamment pour découvrir le boson de Higgs. D'autre part en cherchant des phénomènes à haute énergie non prédits par le Modèle Standard. Ces deux détecteurs ont permis en 2012 la découverte du boson de Higgs, complétant ainsi l'observation de tous les bosons prédits par le Modèle Standard.

Le détecteur ALICE analyse en particulier les collisions d'ions lourds (Pb) afin de caractériser le plasma de quarks et de gluons.

Enfin, LHCb est un détecteur asymétrique conçu pour mesurer les produits de collisions proches du faisceau (à l'avant). Ce détecteur est particulièrement adapté pour étudier les événements contenant des quarks b. Cela en fait donc un appareillage performant pour comprendre l'origine de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers et pour sonder les propriétés liées à la saveur des particules.

L'équation relativiste $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ traduit la relation de transfert entre l'impulsion et la masse. Ainsi lorsqu'un système dispose de suffisamment d'énergie initiale, il pourra alors créer des particules plus lourdes. C'est pour créer ce type de particules que les protons (nous ne parlerons plus d'ions lourds dans le reste du document) doivent collisionner avec une énergie la plus grande possible. Le LHC est ainsi conçu pour accélérer les protons jusqu'à une énergie de 7 TeV. Les deux protons qui entrent en collision ont donc une énergie maximale dans le centre de masse égale à 14 TeV¹.

Cette énergie est contrainte par la taille de l'anneau et l'intensité du champ magnétique dipolaire courbant le faisceau selon l'équation 2.1 qui donne la relation entre l'impulsion des protons (p) et le champ magnétique dipolaire (B). Le rayon de courbure (ρ) est fixé par la taille du LHC et la charge (e) par la nature des particules accélérées :

$$B\rho = \frac{p}{e}. \quad (2.1)$$

1. Avec les difficultés rencontrées au début de l'exploitation du LHC, ses performances ont été revues à la baisse lors du démarrage. Ainsi la première période de prise de données (Run-1) entre 2008 et 2012 ne s'est faite qu'à 7 puis 8 TeV dans le centre de masse. Depuis 2015 cette énergie a été augmentée à 13 TeV. Des travaux sont en cours sur l'entraînement des aimants pour atteindre la valeur nominale de 14 TeV.

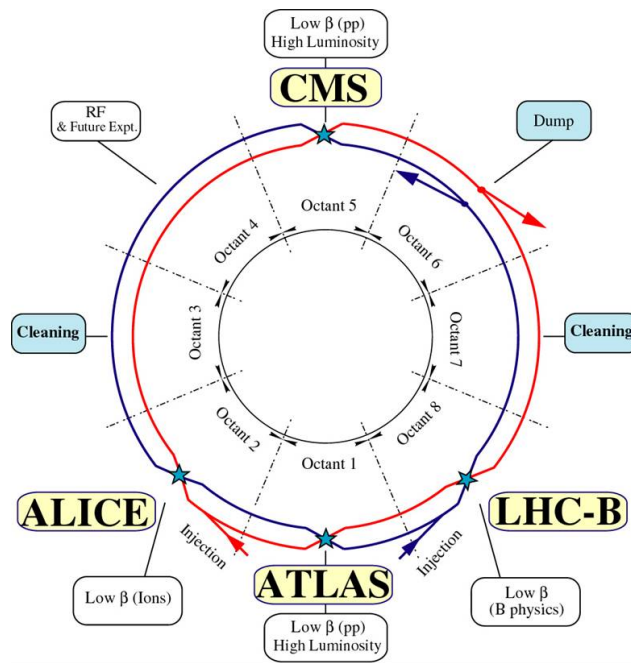


FIGURE 2.2 : Schéma de la structure du LHC avec en particulier les quatre points de collisions où sont placés les grands instruments [40].

On voit donc que le champ magnétique est un facteur déterminant. Au LHC se sont des bobines en niobium-titane supraconductrices qui génèrent un champ magnétique de 8 T. Pour être supraconductrices, les bobines produisant le champ magnétique doivent être maintenues dans un bain d'hélium liquide superfluide à 1.8 K.

Si la supraconductivité n'est plus maintenue, l'énergie magnétique stockée dans les bobines va se dissiper par effet Joule. Cela entraîne une surchauffe locale et dégrade d'autant la supraconductivité. On a donc une réaction en chaîne destructrice et l'énergie stockée doit être extraite rapidement pour éviter tout dommage des instruments. Ces pertes de supraconductivités sont appelées *quenches* [41] et leur fréquence dépend de l'intensité électrique dans les bobines et du nombre de quenches qu'elles ont déjà subis.

2.1.2.2 Chaîne d'accélération des protons

Avant d'atteindre le LHC, les protons sont accélérés par une chaîne d'accélérateurs plus petits visibles sur la figure 2.1. Ils sont tout d'abord accélérés sous forme de paquets dans le Linac 2² jusqu'à une énergie de 50 MeV. Ces paquets sont stockés dans le PSBooster qui va les accélérer jusqu'à une énergie de 4 GeV. Une fois à cette énergie, ils sont injectés dans le Proton Synchrotron (PS). Ce dernier les accélère à son tour jusqu'à une énergie de 25 GeV. Ils sont ensuite injectés dans le Super Proton Synchrotron (SPS) qui les accélère jusqu'à 450 GeV. C'est uniquement après l'accélération du SPS que les protons sont finalement injectés dans le LHC.

2. À partir de 2020 le Linac 4 sera utilisé pour injecter les protons [42].

2.1.2.3 Schéma de structure des paquets du LHC

Chaque anneau contient un nombre limité de paquets de protons. Le LHC est construit de tel sorte qu'il puisse en contenir 3564 [43].

Du point de vue du détecteur (point fixe sur l'anneau), deux paquets se croisent toutes les 25 ns. Ce sont toujours les deux mêmes paquets qui se croisent puisque les deux anneaux (celui avec un sens de circulation horaire et anti horaires) sont de même longueur. On identifie chaque paire de paquets par une valeur appelée BCID (*Bunch Crossing ID*). Ainsi deux événements ayant la même BCID proviennent de la collision des deux mêmes paquets.

Un exemple de remplissage du LHC est décrit par la figure 2.3. Certaines BCID correspondent à deux paquets remplis et sont catalogués comme (*1-Paired*). Ces paquets sont ceux qui fourniront les événements de collision. Il sont regroupés en suites de paquets remplis appelés "trains". La chaîne d'injection permet ainsi d'avoir des trains d'au moins 144 paquets. Certaines BCIDs sont aussi laissées vides (*3-Empty*) de protons. Cela laisse un temps pour la montée en puissance des systèmes d'extraction et d'injection du faisceau aux différents niveaux de la chaîne d'injection.

Les BCID vides entre les trains constituent "l'inter-train". Elles seront utilisées pour la mesure du bruit instrumental *in situ*. En effet, aucune collision n'est attendue lors du croisement de ces paquets vides, ce qui constitue une bonne opportunité pour mesurer le bruit instrumental au plus proche des conditions de prise de données de collisions. La mesure des événements dans ces périodes, permet ainsi d'estimer le bruit présent lors des prises de données.

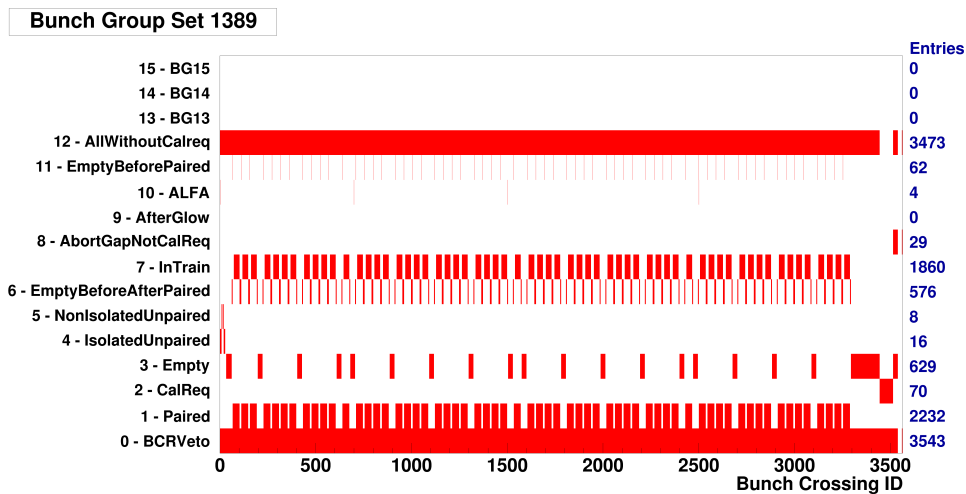


FIGURE 2.3 : Structure des paquets dans le LHC. Le numéro de chaque BCIDs est en abscisse. En ordonnée se trouvent les différentes caractéristiques des BCID.

2.1.3 Performances du LHC

2.1.3.1 Luminosité

La luminosité représente le nombre de collisions qui se sont produites dans ATLAS et dépend uniquement des paramètres du faisceau du LHC. Une définition idéaliste de la luminosité admettant des profils de paquets gaussiens, un angle de croisement nul et un ensemble de paquets identiques, s'exprime par :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f k}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (2.2)$$

où n_1 et n_2 sont les nombres de protons de chacun des paquets, f la fréquence de révolution du faisceau, k le nombre de paquets par faisceau. $\sigma_{x,y}$ représente l'écart type du profil gaussien des paquets selon les deux axes perpendiculaires à l'axe de circulation des faisceaux.

La luminosité \mathcal{L} est particulièrement importante en physique des particules car elle lie directement la section efficace σ d'un processus avec le nombre d'événements produits N :

$$N = \mathcal{L}\sigma. \quad (2.3)$$

Ainsi plus la luminosité est importante, plus il sera possible de sonder des processus rares.

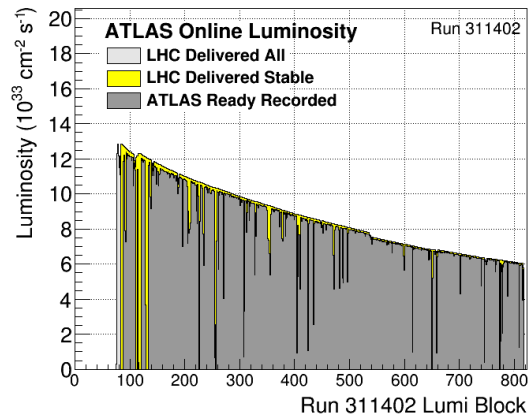


FIGURE 2.4 : Luminosité délivrée par le LHC durant une prise de données en 2016 [44]. La distribution en jaune représente la luminosité délivrée par le LHC dans des conditions stables. Celle en gris foncé est la luminosité enregistrée par ATLAS.

La luminosité délivrée par le LHC pour une période de prise de données de 2016 est montrée sur la figure 2.4. Le détecteur ATLAS est parfois stoppé dans l'acquisition des données en raison de saturations du système de déclenchement (voir section 3.2.5) ou de

temps morts imposés par l'un des sous-systèmes. Cela engendre la perte de luminosité donnée par la différence entre la distribution jaune et grise.

2.1.3.2 Empilement des événements

Pour chaque croisement de paquets, plusieurs protons peuvent collisionner simultanément. Cet empilement (*Pileup*) est estimé par le nombre moyen de collision par croisement dont la distribution est visible sur la figure 2.5.

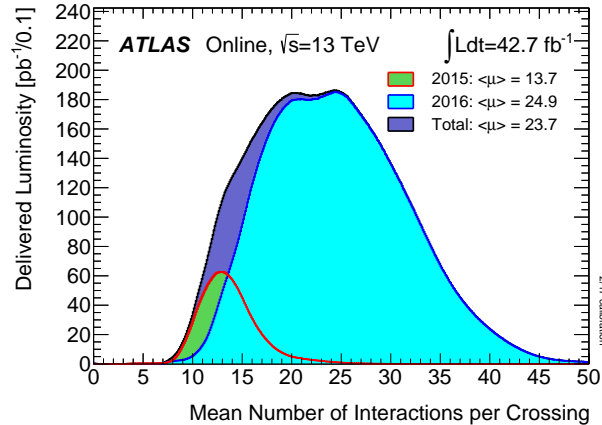


FIGURE 2.5 : Empilement moyen depuis le début du Run-2 du LHC pour ATLAS [45].

On observe ainsi que depuis le début du Run-2, il y a entre 10 et 40 collisions par croisement de paquets. L'augmentation en 2016 vient d'une augmentation de la collimation des faisceaux du LHC au niveau du point d'interaction. Cet empilement augmente l'occupation du détecteur et diminue ainsi les performances d'identification des objets. En contre partie la luminosité instantanée est augmentée, ce qui permet d'enregistrer un plus grand nombre d'événements sur une période donnée.

2.2 Le détecteur ATLAS

2.2.1 Description générale

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [46] est un grand détecteur placé sur le point de collision numéro 1 du LHC. Il a pour principal but de sonder le Modèle Standard de la physique des particules. Cette recherche se fait par différents moyens : d'une part, en mesurant avec précision les observables du Modèle Standard et d'autre part, en explorant les régions où la nouvelle physique pourrait apparaître, notamment à haute énergie.

ATLAS est composé de plusieurs sous détecteurs visibles sur la figure 2.6 et imbriqués les uns dans les autres, chacun permettant de détecter un type spécifique de particule. Cette figure donne aussi la taille du détecteur : 25 m de haut sur 44 m de long.

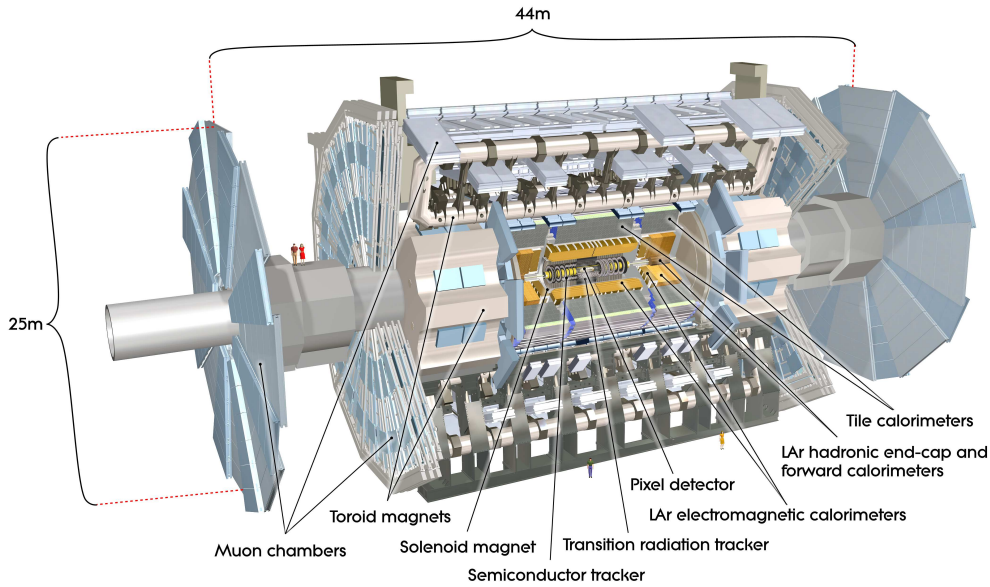


FIGURE 2.6 : Vue globale du détecteur ATLAS avec ses différents sous-détecteurs [47].

Une coupe transverse d'un secteur du détecteur sur la figure 2.7, montre le rôle des différents sous-détecteurs. En bas au niveau du point d'interaction (cercle blanc), les particules sont produites par les collisions, on parle de point d'interaction. Juste au-dessus se trouve le trajectographe (*tracking*) qui reconstruit la trace des particules chargées. Ce système est baigné dans un champ magnétique solénoïdal généré par l'aimant en gris (*Solenoid magnet*) qui vient courber la trajectoire des particules chargées. La relation donnée par l'équation 2.1 permet alors une mesure de l'impulsion et de la charge de ces particules. Les couches suivantes sont constituées de deux calorimètres (électromagnétique en marron et hadronique en bleu) qui mesurent de manière destructive l'énergie des particules du même nom. Enfin, le spectromètre à muons (rectangles gris) recouvre l'ensemble. Ces particules très pénétrantes, interagissent peu avec les calorimètres. Ce détecteur est baigné dans un champ magnétique toroïdal et vient compléter, avec un plus grand bras de levier et donc une plus grande précision que le trajectographe, la mesure d'impulsion des muons.

On remarque que seule la combinaison de l'information des différents systèmes permet une identification des particules. Par exemple, les photons et les électrons interagissent tous les deux avec le calorimètre électromagnétique. La présence ou non d'une trace associée, uniquement observée pour l'électron, permet alors de faire la distinction. On voit qu'aucun détecteur n'est sensible aux neutrinos (pointillés blancs). Cette particule va effectivement s'échapper du détecteur sans interaction. Sa présence sera tout de même estimée indirectement grâce à un bilan d'impulsion dans le plan transverse. Les protons n'ayant pas d'impulsion transverse initiale, ce bilan doit lui aussi être nul. Si ce n'est pas le cas, cela signe la présence d'une particule non visible comme les neutrinos.

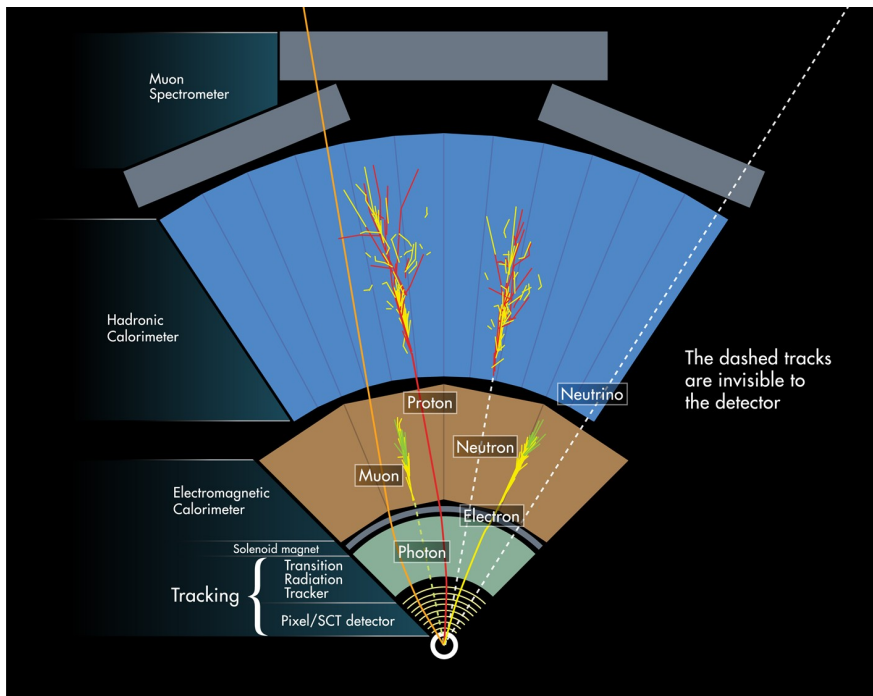


FIGURE 2.7 : Principe de détection et d'identification des différentes particules de l'expérience ATLAS [48].

2.2.2 Le système de coordonnées d'ATLAS

Avant de détailler les systèmes de détection d'ATLAS, il est nécessaire de définir les coordonnées adoptées pour décrire la position des particules dans le détecteur. Par convention, un système orthogonal direct d'axes est utilisé. Le centre est placé au milieu du détecteur sur le point central (théorique) d'interaction, l'axe Z est colinéaire à l'axe du faisceau du LHC et l'axe X pointe vers le centre du LHC.

L'axe d'émission des particules est définie par deux angles : ϕ (l'angle azimutal) et θ qui est l'angle entre la particule et l'axe du faisceau. Une représentation graphique des axes et des angles définis ci-avant est donné sur la figure 2.8.

Aux énergies du LHC ce sont véritablement les constituants du proton (les partons) qui collisionnent. La proportion d'énergie qu'ils emportent est probabiliste. Ainsi le référentiel du centre de masse n'est pas nécessairement le même que celui du laboratoire. La différence de rapidité est un invariant de Lorenz et peut donc être utilisé pour n'importe quel type de boost [49]. Elle est définie par la formule 2.4.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right). \quad (2.4)$$

Dans le cas de particules ultra-relativistes, la rapidité est approximée par la pseudo-rapidité η définie suivant la formule 2.5. Cette variable ne dépend que de θ et est donc

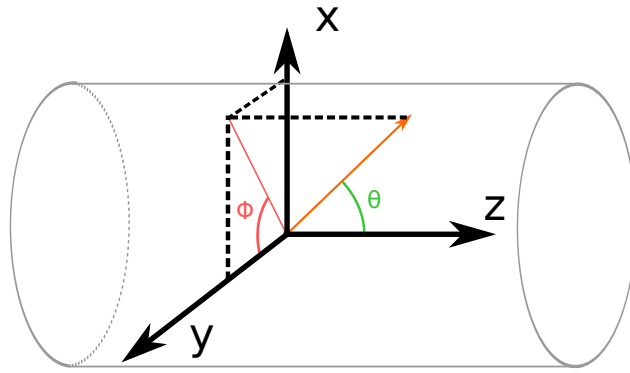


FIGURE 2.8 : Illustration du système de coordonnées utilisé par ATLAS. En orange, une particule est émise lors d'une collision avec un angle θ par rapport à l'axe Z. La projection de cette particule sur le plan transverse fait un angle ϕ avec la référence qui ici est l'axe Y.

plus facile à calculer.

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (2.5)$$

Le plan transverse principal se trouve à $\eta = 0$. Plus la direction d'émission d'une particule est proche du faisceau et plus η sera grand. ATLAS peut détecter des particules émises jusqu'à une pseudo-rapacité égale à 5. L'angle ϕ est mesuré dans le plan transverse, il est aussi un invariant de Lorentz.

La position des particules issues du point d'interaction est donc définie dans le plan (η, ϕ) . On définit alors la distance ΔR dans ce système de coordonnées suivant la formule :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (2.6)$$

2.2.3 Le trajectographe interne

2.2.3.1 Description

Le trajectographe interne d'ATLAS est placé dans un champ magnétique solénoïdal d'une intensité de 2 T. Le principe de mesure, illustré par la figure 2.9a, est le suivant : une particule chargée émise au niveau du point d'interaction traverse différentes couches de matériel actif. Chaque couche donne la position (*hit*) à laquelle la particule l'a traversée. La combinaison des positions des différentes couches permet de reconstruire la trajectoire courbée de la particule ce qui permet ensuite d'en déduire son rayon de courbure et donc l'impulsion grâce à la formule 2.1.

ATLAS contient trois sous-systèmes qui forment le trajectographe interne, la figure 2.9b schématise leurs positions respectives.

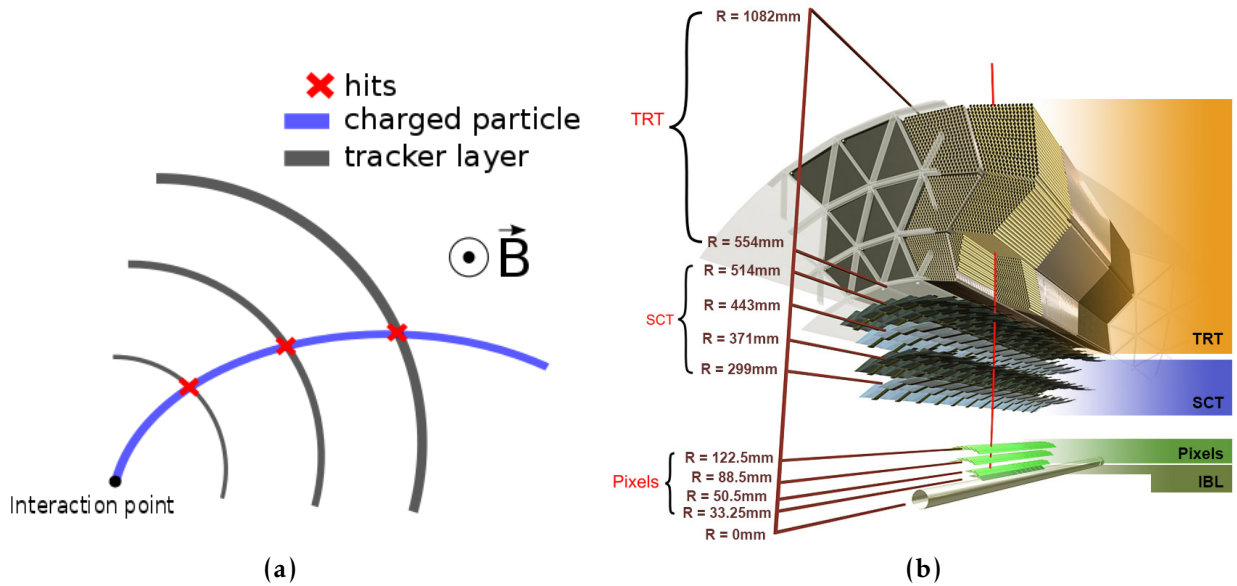


FIGURE 2.9 : (a) Principe de la mesure de l'impulsion d'une particule chargée par un trajectographe placé dans un champ magnétique solénoïdal \vec{B} . La particule chargée émise à partir du point de collision traverse les différentes couches du trajectographe. La position à chaque croisement permet de reconstruire la trajectoire de la particule. (b) Structure du tonneau pour les trois trajectographes d'ATLAS incluant l'IBL, installé au début du Run-2.

Au plus proche du faisceau se trouve le trajectographe à pixels. Il en contient plus de 80 millions répartis sur trois couches. La résolution caractéristique dans le tonneau pour ce détecteur est de $115 \mu m$ selon l'axe (z) du faisceau et de $10 \mu m$ dans le plan transverse. De par sa proximité avec le faisceau et sa bonne résolution, il sert essentiellement à définir avec précision la position du point de collision. Depuis le début du Run-2 une quatrième couche de pixels, l'IBL (*Insertable B Layer*), a été insérée entre le tube à vide du faisceau et la première couche de pixels. Cet ajout de plus de 6 millions de pixels a permis d'améliorer les performances sur la mesure de la position des vertex primaires et secondaires. Cela permet en particulier d'améliorer les performances d'étiquetage des jets de b , la reconstruction des taus [50, 51]. La résolution sur la position des points de collision a aussi été amélioré au plus de 40% [52].

Le deuxième trajectographe est constitué de micropistes en silicium (*SemiConductor Tracker*, SCT). Ce système utilise des pistes séparées par un pas de $80 \mu m$. Pour définir la position d'un *hit*, deux couches de micropistes sont superposées et décalées avec un angle de 40 mrad. Cette grille permet ainsi de déterminer la valeur des deux variables d'espace (η et ϕ). Un avantage de cette technologie est de pouvoir réduire le nombre de canaux de lecture puisque c'est uniquement la combinaison de deux canaux qui détermine la position d'un point. Il en découle une résolution légèrement dégradée qui vaut dans le tonneau $17 \times 580 \mu m$ dans le plan ($R - \phi \times z$). Ce trajectographe est donc un compromis entre un système robuste mais moins couteux que les pixels et qui garantit tout de même une bonne résolution.

Le troisième trajectographe interne, le TRT (*Transition Radiation Tracker*) [53], utilise des pailles de 4 mm de diamètre orientées selon l'axe du faisceau dans le tonneau et perpendiculaires dans les bouchons. Les pailles sont remplies d'un mélange de gaz à base de xénon et de dioxyde de carbone et d'argon que les particules chargées vont ioniser. Au milieu de chaque paille se trouve une anode en or ou en tungstène à la masse, vers laquelle les électrons d'ionisation vont dériver. Les parois des pailles, constituées de polyimide et d'aluminium sont portées au potentiel de -1.5 kV. Entre ces parois, des fibres en polymère provoquent un rayonnement de transition qui dépose aussi son énergie dans le gaz. Plus le rapport $\gamma = E/m$ est grand, plus la particule fournira des rayons de transition, permettant ainsi une différenciation entre électrons et hadrons.

Dans le tonneau, ce détecteur a une très mauvaise résolution le long de l'axe z (les pailles font 144 cm dans le tonneau), et une résolution de 130 μm dans le plan transverse. Cette imprécision est compensée par le nombre de coups que le TRT peut mesurer : aux alentours de 36 par trace. De plus sa taille permet d'avoir un grand bras de levier ce qui est un atout pour la mesure précise de la courbure des traces.

2.2.3.2 Performances

La combinaison des informations de ces différents trajectographes permet ainsi une mesure de grande qualité de la courbure des traces et donc de l'impulsion des particules. Les figures 2.10a et 2.10b [54] montrent respectivement la résolution de l'impulsion transverse en fonction de la pseudorapacité et de cette même impulsion transverse. On voit que la résolution se dégrade avec l'impulsion de la particules. De 2% pour des particules de 25 GeV, elle augmente jusqu'à plus de 10% à 300 GeV. Cela vient de la diminution de la courbure des traces à mesure que l'impulsion grandit. De même à haute rapidité, la résolution augmente jusqu'à plus de 50% en raison de la plus grande quantité de matériel traversé par les particules et de leur relativement faible impulsion dans le plan transverse.

2.2.4 Les calorimètres

2.2.4.1 Description des calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques mesurent principalement l'énergie des électrons et des photons mais contribuent aussi à la mesure d'une partie de l'énergie des hadrons. Ce sont des calorimètres à échantillonnage utilisant l'argon comme milieu actif et le plomb comme matériau passif. Ils sont constitués d'un tonneau fermé par deux bouchons et leurs géométries en accordéon permettent une couverture azimutale totale. En tout, ce sont près de 164 000 unités de lecture (cellules) qui mesurent l'énergie déposée. Les cellules du tonneau et des bouchons couvrent respectivement les régions $|\eta| < 1.475$ et $1.375 < |\eta| < 3.2$. Elles sont disposées en trois couches successives le long de la trajectoire des particules ce qui permet de reconstruire la forme de la gerbe en profondeur. Cette information est particulièrement utile pour différencier les particules électromagnétiques des hadrons.

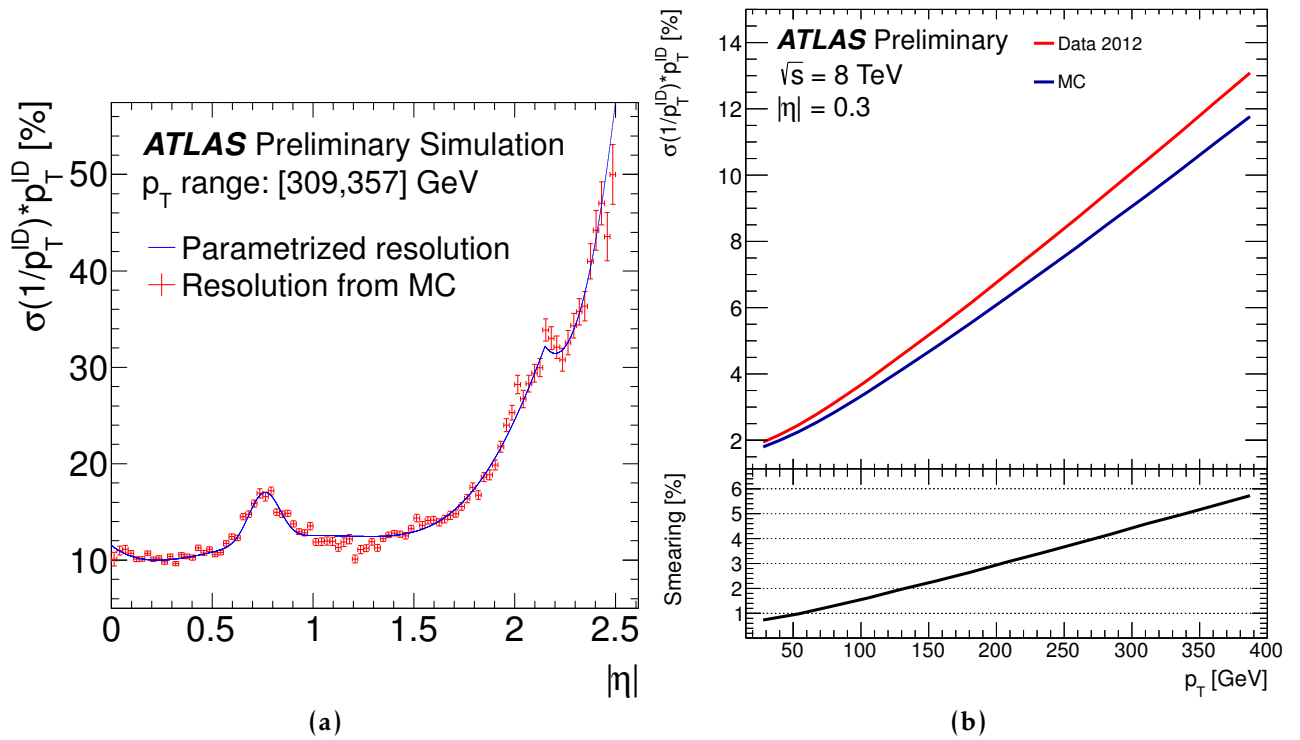


FIGURE 2.10 : Résolution du système de trajectographie interne en fonction (a) de la valeur absolue de la pseudo-rapacité et pour une impulsion transverse comprise entre 309 et 357 GeV. (b) Résolution en fonction de l'impulsion transverse [54] pour des traces se trouvant dans la partie centrale du tonneau ($|\eta| = 0.3$).

Une description plus détaillée de l'ensemble des systèmes à argon liquide sera donnée au chapitre 3.

2.2.4.2 Description des calorimètres hadroniques

La calorimétrie hadronique est basée sur deux technologies principales. Le calorimètre dit "à tuiles" est utilisé pour les mesures des dépôts d'énergie dans le tonneau alors que la calorimétrie à argon liquide est utilisée pour les bouchons. Ces calorimètres sont aussi des calorimètres à échantillonnage. Au niveau du plan transverse ($\eta = 0$), le calorimètre hadronique compte une quantité de matière égale à 7.4 fois la longueur d'interaction nucléaire λ ce qui permet d'arrêter les particules les plus pénétrantes telles que les neutrons.

Les bouchons sont constitués de plaques de cuivre. Ces détecteurs couvrent une région en pseudorapacité de $1.5 < |\eta| < 3.2$. Pour les bouchons hadroniques, une description détaillée sera donnée au chapitre 3 dans lequel est décrit l'ensemble des calorimètres à argon liquide.

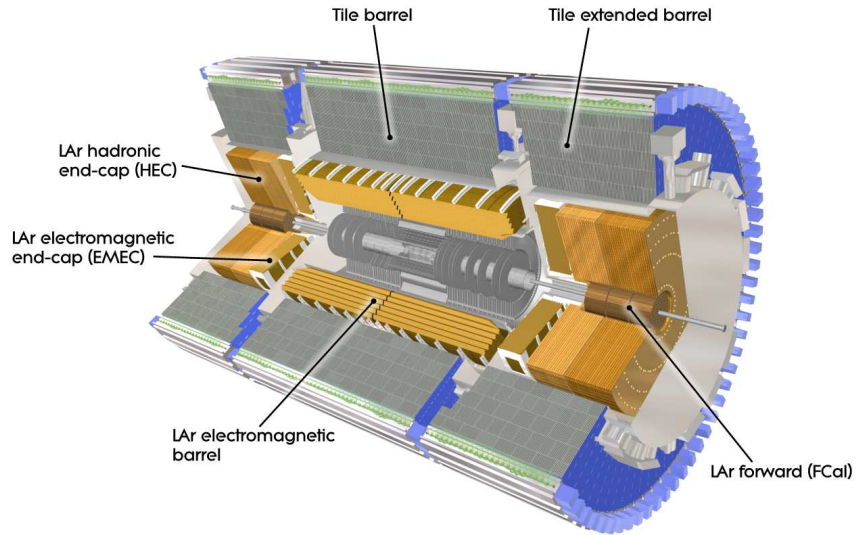
La partie centrale du calorimètre hadronique utilise des tuiles de scintillateur plastique (matériau actif), insérées dans une matrice de fer (matériau passif). Ces calorimètres couvrent une région $|\eta| < 1.7$ et se composent d'un tonneau et de deux extensions comme indiqué sur la figure 2.11a. Chacune de ces parties se compose de 64 modules indépendants qui assemblés, couvrent l'ensemble de l'espace azimutal. Un interstice de 1.5 mm se trouve entre chaque module laissant passer les fibres optiques qui extraient le signal lumineux. Ce signal étant initialement ultraviolet, ces fibres augmentent la longueur d'onde jusqu'au visible. Sur la partie externe du détecteur, les fibres sont assemblées puis lues par des photomultiplicateurs, formant ainsi des cellules de dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans les deux premières couches et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ dans la dernière couche.

2.2.4.3 Performances calorimétriques

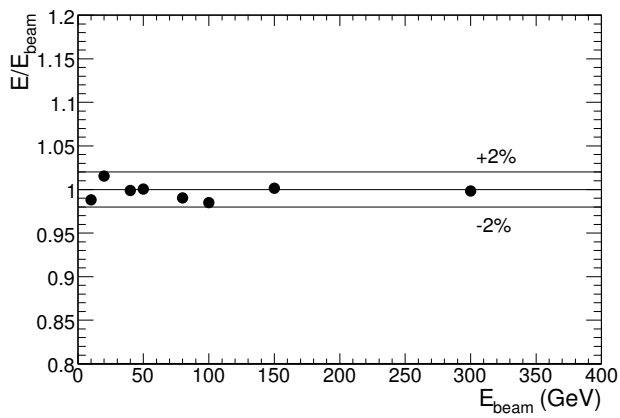
Les dépôts d'énergie des pions sont détectés par les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Ils sont donc utilisés ici pour mesurer les performances combinées des calorimètres.

La figure 2.11b [46] montre la réponse en énergie en fonction de l'énergie initiale des pions. Idéalement centrées sur 1.0, les valeurs ne fluctuent que de 2% pour des valeurs d'énergie testées allant de 10 à 300 GeV. Cela montre la grande stabilité de la réponse en énergie des calorimètres.

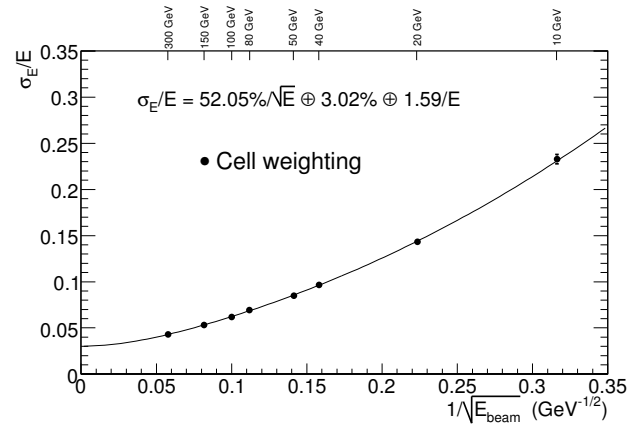
D'autre part, la figure 2.11c montre la résolution en énergie en fonction de l'inverse de la racine carré de l'énergie des pions. Plus l'énergie incidente est grande, plus la résolution en énergie diminue, ainsi pour des pions dont l'énergie dépasse 150 GeV, la résolution n'excède pas 5%.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.11 : (a) Structure des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. (b) Linéarité de la réponse en énergie pour une mesure combinée des deux des calorimètres. (c) Résolution en énergie pour des pions en fonction de leur énergie [46] mesurée avec un banc de faisceau test.

2.2.5 Le spectromètre à muons

2.2.5.1 Description du spectromètre à muons

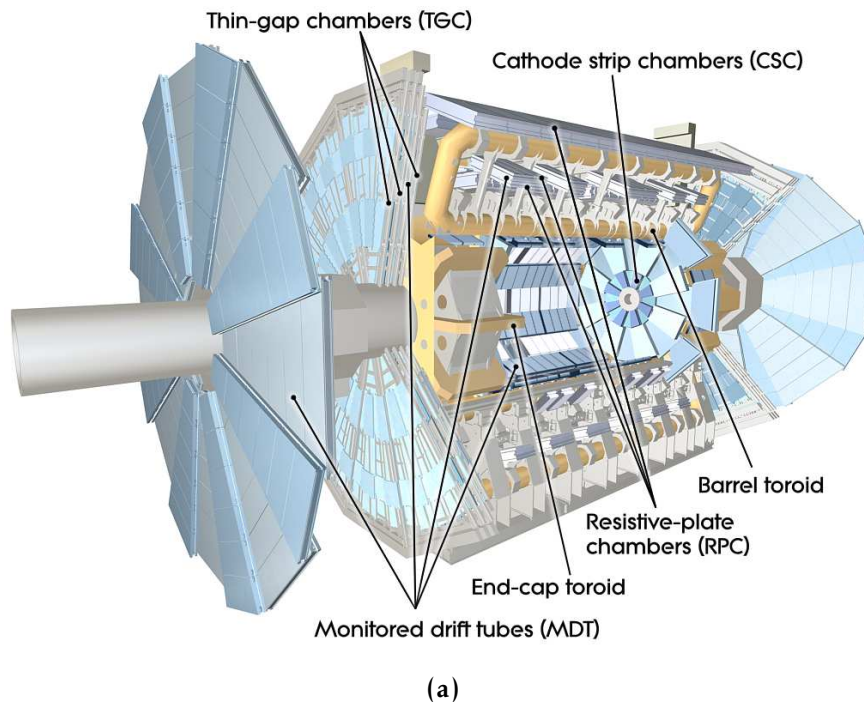


FIGURE 2.12 : Structure du système de trajectographes à muons d'ATLAS.

Le système de trajectographes à muons est la partie la plus externe d'ATLAS. Les muons sont les seules particules détectables capables d'atteindre ce détecteur en raison de leur fort pouvoir pénétrant. Un champ magnétique toroïdal de 0.5 T dans le tonneau et de 1 T dans les bouchons, fait dévier les muons selon l'angle θ . La structure se compose de trois couches formant le tonneau et trois roues perpendiculaires à l'axe du faisceau qui forment les bouchons.

Ce système doit mesurer avec précision l'impulsion des muons. Pour cela deux types de chambres sont utilisées : les chambres de mesure de précision *Monitored Drift tubes* (MDT) constituées de chambres à dérive remplies d'un mélange Ar/CO_2 . Elles permettent d'atteindre une résolution sur la flèche de $35 \mu m$ selon l'axe z . Elles ne peuvent cependant fonctionner qu'à un taux maximum de muons égal à $150 Hz/cm^2$. Dans les régions de forte occupation, tel que la couche la plus interne pour des valeurs de pseudorapidité comprises entre 2 et 2.7, les "Cathod Strip Chamber" (CSC) remplacent alors les MDT. Les CSC ont une résolution supérieure ($40 \mu m$) mais supportent une occupation allant jusqu'à $1\ 000 Hz/cm^2$.

Le système à muons sert aussi à fournir des données au système de déclenchement. Pour prétendre à cette fonctionnalité, une mesure de la présence d'une trace doit pouvoir être effectuée en quelques nanosecondes. Des détecteurs spécifiques sont alors utilisés : les RPC (*Resistive Plate Chambers*) qui couvrent les régions à $|\eta| < 1.05$ et les TGC (*Thin Gap*

Chamber) pour les régions $1.05 < |\eta| < 2.4$. Ces deux types de détecteur (RPC et TGC) ont respectivement une résolution temporelle de 1.5 et 4 ns [46]. En contrepartie ces détecteurs sont moins précis en position avec une résolution de 10 mm pour les RPCs et comprises entre 2 et 7 mm pour les TGC selon l'axe z et l'angle ϕ .

La position et le choix de ces différentes technologies résultent aussi d'une optimisation qui prend en compte le champ magnétique complexe engendré par l'interface entre les aimants toroïdaux du tonneau et des bouchons.

2.3 Les infrastructures informatiques de reconstruction et d'analyse

L'ensemble des logiciels d'acquisition, de déclenchement et de reconstruction des données développés par la collaboration ATLAS s'appelle *Athena* [55]. Il comprend par ailleurs l'interface de travail permettant d'assembler différents outils d'analyses (*packages*) développés par les différents groupes d'analyse d'ATLAS.

2.3.1 Le système de déclenchement

La majorité des collisions au LHC produisent des événements peu intéressants pour tester le Modèle Standard. En effet, les collisions mettant peu d'énergie en jeu (on parle de collisions élastiques ou molles) ne permettent pas de sonder les régions d'intérêts. De plus, la prépondérance des interactions purement liées à la QCD engendre un bruit de fond qui doit être fortement réduit pour pouvoir observer les autres processus du Modèle Standard.

Par ailleurs, la taille d'un événement enregistré par ATLAS est de l'ordre de 1 Mo. Étant donnée la fréquence de collision du LHC (40 MHz), il n'est pas possible d'enregistrer tous les événements de collisions. Un premier tri en ligne est fait par le système de déclenchement. Il sélectionne les processus "durs" pouvant présenter un intérêt pour les analyses en aval [56]. Le système de déclenchement doit prendre des décisions dans un temps très court. Plus l'information sur laquelle la décision est prise est complexe, plus il faut du temps de calcul pour prendre cette décision. Le système de déclenchement d'ATLAS est donc défini en deux étapes d'analyse successives.

La première étape est appelée système de déclenchement de niveau 1 (*Level 1 trigger*, LV1). Elle doit pouvoir prendre une décision en moins de $2.5 \mu s$. Elle se base sur des données grossières et de bas niveau tel qu'un important dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique ou la détection de muons par les RPC ou TGC. Ce premier niveau réduit la fréquence d'acquisition pour atteindre des fréquences de l'ordre de 60-80kHz [56].

La deuxième étape est appelée le système de déclenchement de haut niveau ou HLT (*High Level Trigger*). Ayant plus de temps pour prendre sa décision, il peut calculer des valeurs plus complexes. On parle alors de filtrage des événements (*event filter*). La fréquence de

sortie du HLT se trouve aux alentours du kHz pour les opérations de 2015 comme le montre la figure 2.13a. Une ferme de calcul comprenant environ 20 000 coeurs [57] permet ce traitement rapide des données. Elle est placée dans une caverne souterraine adjacente à celle du détecteur afin de limiter le temps de transit de l'information.

La choix d'acceptation du système de déclenchement, se base sur un menu constitué des plusieurs chaînes de déclenchement. Chaque chaîne correspond à un ensemble de conditions sur différentes variables. Si toutes les conditions d'une chaîne sont satisfaites, alors l'événement est accepté et étiqueté comme appartenant à un menu donné. Une clé d'échelle (*prescale key*) peut aussi être appliquée. Dans ce cas, pour une clé X, seul 1 événement sur X sera enregistré.

En sortie du HLT et en fonction de l'utilité pour laquelle ils ont été enregistrés (analyse, calibration), les événements tombent dans différents flux de données. Par exemple un flux d'étalonnage appelé *CosmicCalo* ne contient que des événements déclenchés dans l'inter-train (lorsqu'aucune collision n'est attendue). Sa bande passante est limitée, car il ne constitue qu'un échantillon de contrôle. Cela peut se faire soit en augmentant la valeur de la clé d'échelle soit en enregistrant qu'une partie de l'information. Au contraire, le flux de physique *Main* contient la majorité des événements intéressants pour sonder les processus rares du Modèle Standard. Ce dernier flux est évidemment le plus lourd en terme de bande passante, comme l'illustre la figure 2.13b puisque la totalité de l'information est gardée.

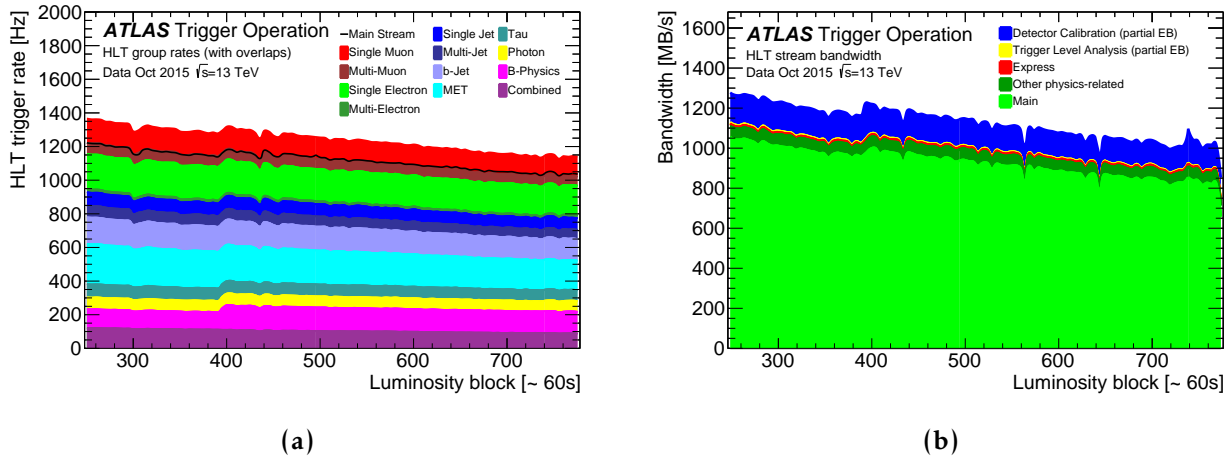


FIGURE 2.13 : (a) Taux de déclenchement total et détaillé du HLT pour une prise de données en octobre 2015 en fonction des différents types de chaîne de déclenchement. La possible acceptation d'un événement par plusieurs menus implique que la somme des menus est plus importante que le taux total en noir. (b) Bande passante pour différents types de flux en sortie du HLT [58].

2.3.2 Reconstruction et dérivation des données

Une fois acceptées par le HLT, les données brutes sont enregistrées sur le centre de stockage des données du CERN (Tier-0). Une duplication de sauvegarde est rapidement envoyée aux centres de calcul nationaux (Tier-1) répartis dans le monde [59]. Les données sont ensuite reconstruites par le logiciel de reconstruction d'ATLAS : *Athena* [55].

La reconstruction consiste en la transformation des données brutes (*RAW data*) contenant essentiellement des positions, des dépôts d'énergies et des temps en objets physiques (électrons, muons). Pour cela, *Athena* combine l'information des différents systèmes, mais lit aussi les bases de données qui définissent le plus précisément possible les conditions de prise de données.

Le format de données adopté par ATLAS depuis le début du Run-2 est appelé xAOD (*x Analysis Object Data*). Ces fichiers contiennent donc principalement les informations sur les objets reconstruits ce qui en réduit leur taille. Or la production de ces données est couteuse en ressources informatiques. Les xAOD contiennent la totalité des événements enregistrés et la totalité des objets reconstruits. Or dans ATLAS plusieurs analyses peuvent avoir une présélection des événements similaire. Afin d'éviter que chaque groupe d'analyse n'applique sa sélection sur la totalité des données enregistrées par ATLAS, dans une optique d'optimisation des ressources informatiques, une présélection centralisée supplémentaire appelée *dérivation* est effectuée.

Les *dérivations* ont plus précisément pour fonctions :

- **La sélection des événements** (*Skimming*) : seule une partie des événements est conservée en appliquant des coupures de base permettant une présélection par type d'analyse. Par exemple tous les lumi-blocks³ masqués par des défauts sont supprimés (voir section 2.4.2).
- **La sélection des objets** (*Thinning*) : tous les objets ne sont pas sauvegardés. Par exemple, la plupart des analyses de physique n'utilisent pas les *clusters* (voir définition au chapitre 6), mais directement les jets qui sont une association de ces différents *clusters*. Ces *clusters* prennent cependant beaucoup d'espace mémoire, ils sont donc en partie ou totalement supprimés durant les *dérivations*.
- **Sélection des variables** (*Slimming*) : pour chaque objet, de nombreuses variables servent à le caractériser. Une sélection de ces variables peut aussi être effectuée à ce niveau afin de ne garder que les plus pertinentes.
- **Ajout d'information** (*Augmentation*) : il est aussi possible d'ajouter des informations aux objets. Par exemple un nouvel étalonnage peut être effectué. Dans ce cas, les dernières valeurs calculées sont propagées dans le fichier de données.
- **Reconstruction** : enfin, les dérivations se faisant dans le cadre du code *Athena*, il est possible de reconstruire certains nouveaux objets. Au chapitre 8.2.3 on parlera notamment d'une nouvelle méthode de reconstruction des jets mise en place au niveau des dérivations .

3. voir définition des lumi-block page 44

Il a fallu trouver une optimisation entre des dérivations utilisables par le plus d'analyses possibles, mais avec une réduction maximale des données. Il en résulte une vingtaine de dérivations qui correspondent chacune à un type d'analyse. Les fichiers produits par les dérivations sont appelés DAOD (*Derived AOD*). Puisque ces dérivations consomment moins de ressources informatiques qu'une reconstruction complète, elles sont recalculées de façon plus régulière (avec une période de l'ordre du mois alors qu'une reconstruction complète n'est effectuée qu'avec une période de l'ordre de grandeur de l'année).

2.3.3 Simulation et génération Monte-Carlo

En parallèle des activités de prise de données, la simulation des collisions représente un travail indispensables pour l'interprétation des résultats. Ces simulations sont particulièrement complexes puisqu'elles doivent modéliser le plus précisément possible, comment les particules sont générées au niveau fondamental, comment elle se désintègrent, leur transport dans le détecteur et la réponse de ce dernier. Pour cela la collaboration ATLAS utilise plusieurs types d'algorithmes.

Dans un premier temps les générateurs Monte-Carlo génèrent particules produites lors d'une collisions en se basant sur le Modèle Standard et les modèles théoriques de nouvelle physique. Parmi les principaux générateurs utilisés dans ce document, on citera POWHEG [60], SHERPA [61] et PYTHIA [62]. Ils génèrent des événements avec au plus une boucle. De nombreux générateurs sont utilisés dans ATLAS en fonction du signal demandé et de l'objectif des analyses de physique.

Comme cela a été vu au chapitre 1, les calculs prédictifs, et donc les générateurs, doivent se limiter à nombre fini d'ordres. Pour modéliser complètement la fragmentation d'un quark, l'hadronisation des partons et la gerbe de particules qui en résulte, il est indispensable de simuler la QCD non perturbative à plus basse énergie. Pour cela les générateurs de gerbes partoniques (*parton showering*) PYTHIA [62] ou Herwig [63] sont utilisés. Ces algorithmes se basent sur des modèles effectifs, moins précis, mais seuls capables de véritablement simuler la fragmentation et l'hadronisation des partons. A ce niveau est aussi simulé l'empilement

Pour toutes ces particules générées, leur transport dans le détecteur ATLAS est simulé par le logiciel GEANT4 [64, 65]. La réponse du détecteur est elle aussi modélisée et simulée. Cela permet à partir de cette étape d'utiliser les mêmes infrastructures de reconstruction des événements que pour les données réelles. Cela permettra ainsi une comparaison directe entre données et simulations Monte-Carlo.

2.4 Évaluation de la qualité des données

L'évaluation de la qualité des données (*Data quality, DQ*) [66] a pour but de sélectionner les données pouvant être utilisées dans les analyses. On s'assure alors que les données ont été enregistrées dans des conditions optimales de fonctionnement du détecteur.

Le taux de rejet doit être le plus bas possible afin de conserver un maximum de luminosité pour les analyses, mais la qualité des données doit aussi être maximale. Afin d'effectuer le meilleur équilibre, une procédure sur plusieurs niveaux a été adoptée par ATLAS. Une surveillance en continu du détecteur permet une détection rapide des principaux dysfonctionnements irrémédiables. Une seconde analyse est effectuée quotidiennement pour détecter des effets plus fins.

2.4.1 Surveillance en ligne

La détection des problèmes les plus importants (entraînant le rejet systématique des événements) doit se faire le plus tôt possible. Il est en effet préférable dans ce cas, de stopper la prise de données pour se concentrer sur la solution du problème. Cela permet d'éviter de perdre du temps de faisceau et donc limiter au maximum les pertes de luminosité. Pour cela des opérateurs (*shifters*) surveillent la prise de données en permanence à partir de la salle de contrôle d'ATLAS au CERN. En raison de la taille des événements et de la fréquence de déclenchement, seule une fraction des événements est reconstruite en ligne.

Cette première surveillance est donc grossière, mais permet de déceler rapidement les effets les plus importants.

2.4.2 Surveillance journalière

Une première analyse des données est effectuée sur un échantillon limité d'événements (mais plus important que celui utilisé en ligne). La figure 2.14 illustre le processus de validation de la qualité des données journalières pour les calorimètres à argon liquide. Les échantillons qui font partie des flux d'étalonnage (*calibration streams*) sont d'abord reconstruits en quelques heures après la prise de données.

Les principaux flux qui nous intéressent dans la suite de ce document sont appelés *Express_Express* et *CosmicCalo*. Le premier (*Express_Express*) est composé d'événements de collisions et constitue un échantillon représentatif des données. Le second (*CosmicCalo*) est composé uniquement d'événements enregistrés dans l'inter-train des faisceaux du LHC, lorsqu'aucune collision ne se produit. Ce flux permet ainsi de mesurer le bruit instrumental durant les prises de données.

En se basant sur ces échantillons, différents groupes d'analyse évaluent la qualité des données. Des groupes rattachés aux sous-systèmes de détection se focalisent sur des aspects de bas niveau tel que : l'évaluation du bruit instrumental, la synchronisation en temps, ou les problèmes d'acceptance. De la même manière, des groupes de performances vont analyser les objets reconstruits tel que les muons, les électrons, les photons ou les jets. Une période de 48 heures après la fin de chaque prise de données (*Calibration Loop*) est allouée à cette validation des données.

L'évaluation de la qualité des données se traduit par deux actions principales :

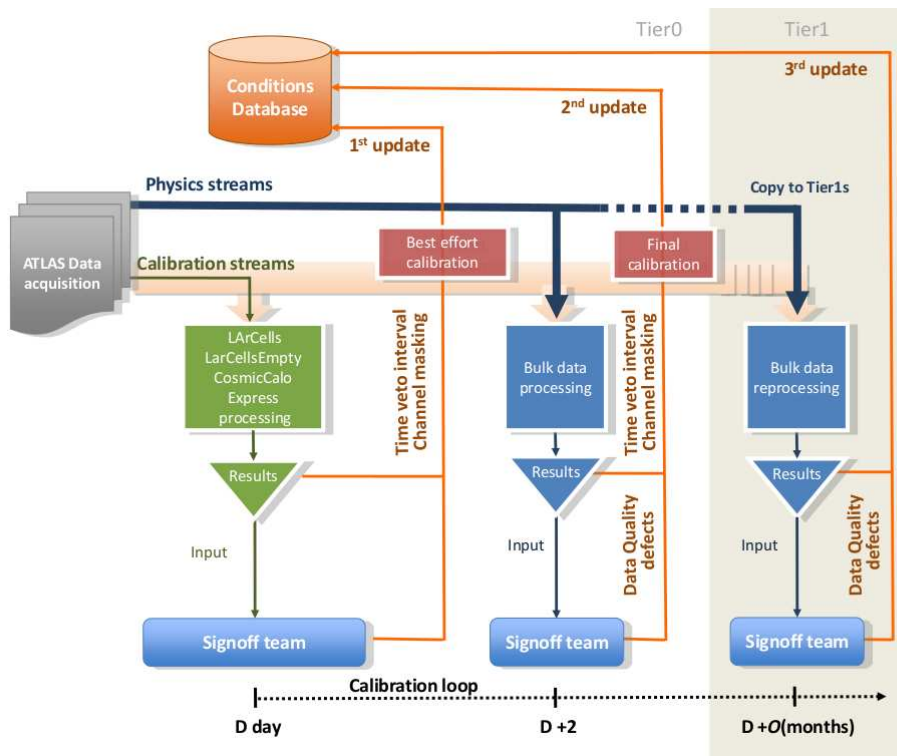


FIGURE 2.14 : Schéma du processus de validation de la qualité des données pour les calorimètres à argon liquide.

- La première consiste en la mise à jour des bases de données de conditions (*Condition Database*). Si les conditions de prises de données ont évolué (présence d'une nouvelle cellule bruyante par exemple, ou définition d'une période de veto), cette information doit être propagée au système de reconstruction. Ainsi, lors de la reconstruction de toutes les données (le *BULK*), ces nouvelles conditions seront prises en compte individuellement pour chaque événement. Une fois appliquées aux données reconstruites, ces informations ne pourront être mises à jour que lors d'un nouveau traitement des données qui ne s'effectue que quelques fois dans l'année car il est coûteux en ressources informatiques.
- La seconde consiste à masquer des périodes en temps de l'ordre de la minute⁴ lorsqu'un problème irrémédiable affecte la qualité des données. Ces masques appelés défauts (*defects*) ne sont utilisés que lorsque l'impact est important sur les performances des analyses en aval, car il peuvent entraîner la suppression d'une grande quantité de données. Pour chaque prise de données, la liste des périodes "bonnes pour la physique" est ainsi générée à partir des lumi-blocks non masqués. L'ensemble de ces périodes est appelé GRL (*Good Run List*). Le grand pas de temps (1 minute) utilisé pour définir les périodes minimales dans les GRLs limite la quantité des données à traiter et donc le temps de calcul. Il est donc aisé de régénérer ces

4. Plus précisément ces périodes sont appelées lumi-block. Ce sont des durées en temps définies par le système d'acquisition où la luminosité instantanée est considérée comme constante. Cette période dure généralement environ 1 minute.

listes.

La figure 2.15 montre la proportion de données bonnes pour la physique, pour chacun des sous-système d'ATLAS entre avril et octobre 2016. Bien que chacun des systèmes soit bien au dessus d'une efficacité de 98%, l'efficacité globale vaut seulement 93%. Cela montre l'importance d'avoir l'ensemble des systèmes au maximum de leurs performances, sans quoi les pertes de luminosité combinées se dégradent rapidement.

ATLAS pp 25ns run: April-October 2016												
Inner Tracker			Calorimeters		Muon Spectrometer				Magnets		Trigger	
Pixel	SCT	TRT	LAr	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid	L1	
98.9	99.9	99.7	99.3	98.9	99.8	99.8	99.9	99.9	99.1	97.2	98.3	
Good for physics: 93-95% (33.3-33.9 fb⁻¹)												
Luminosity weighted relative detector uptime and good data quality efficiencies (in %) during stable beam in pp collisions with 25ns bunch spacing at $\sqrt{s}=13$ TeV between April-October 2016, corresponding to an integrated luminosity of 35.9 fb ⁻¹ . The toroid magnet was off for some runs, leading to a loss of 0.7 fb ⁻¹ . Analyses that don't require the toroid magnet can use that data.												

FIGURE 2.15 : Efficacité des détecteurs pour produire des données bonnes pour la physique sur la période de prise de données d'avril à octobre 2016 [67].

Durant cette thèse, j'ai effectué cette surveillance journalière pendant plus de 10 semaines pour le compte des calorimètres à argon liquide et en particulier pendant la période de mise en service au début 2015. Pendant ces premiers mois de prises de données, j'ai testé les outils d'évaluation de la qualité des données en interaction avec les experts concernés. Ces outils sont maintenant utilisés quotidiennement. De plus, l'expérience acquise durant ce temps de *commissioning* m'a permis d'aider à la formation des futurs *shifters*.

Plus généralement, l'implication dans les opérations de prise de données a permis de bien comprendre le fonctionnement des calorimètres à argon liquide et toute la complexité des procédures d'évaluation de la qualité des données sur ce détecteur. Ce travail a donc été particulièrement utile pour comprendre le contexte de l'étude qui va suivre.

En effet, certains problèmes spécifiques sont plus complexes à résoudre et nécessitent de véritables analyses en profondeur. Une étude sur les bouffées de bruit dans les calorimètres à argon liquide est proposée au chapitre 4 constitue une analyse de ce type. Avant de la détailler, voyons donc plus de détails le fonctionnement de ces calorimètres à argon liquide.

3.1 Description des calorimètres à argon liquide	47
3.1.1 Principe de fonctionnement des calorimètres	48
3.1.2 Les calorimètres électromagnétiques	49
3.1.3 Les bouchons hadroniques	51
3.1.4 Les calorimètres avant	51
3.2 Lecture et calibration des calorimètres à argon liquide	52
3.2.1 Système de déclenchement	53
3.2.2 Lecture du signal	54
3.2.3 L'électronique de lecture déportée	54
3.2.4 Calibration et reconstruction de l'énergie des cellules	56
3.2.5 Les temps morts des calorimètres à argon liquide	58
3.3 Mesure des performances des calorimètres électromagnétiques	59
3.3.1 Mesure de l'énergie	59
3.3.2 Synchronisation	60
3.3.3 Qualité des données	60

Les calorimètres à argon liquide sont constitués de quatre différents calorimètres à échantillonnage. Le principe de détection de ces calorimètres ainsi que leur disposition et leurs caractéristiques seront présentés en section 3.1. La structure de la chaîne de lecture et de calibration des données est ensuite décrite en section 3.2. Enfin quelques performances de ce détecteur seront présentées à la section 3.3.

3.1 Description des calorimètres à argon liquide

Le système de calorimétrie à argon liquide est constitué des calorimètres électromagnétiques, tonneau (EMB) et bouchons (EMEC), des bouchons hadroniques (HEC) et des calorimètres à l'avant (FCal) [46]. La position relative de ces sous-systèmes (*partitions*) est visible sur la figure 3.1. Il est à noter la symétrie de structure par rapport au plan transverse principal d'ATLAS.

Tous ces calorimètres sont à échantillonnage et utilisent l'argon liquide comme milieu actif. De par la similarité de leur technique de détection et de leur chaîne de lecture, ces calorimètres forment l'ensemble des calorimètres à argon liquide (*Liquid Argon calorimeters*, LAr).

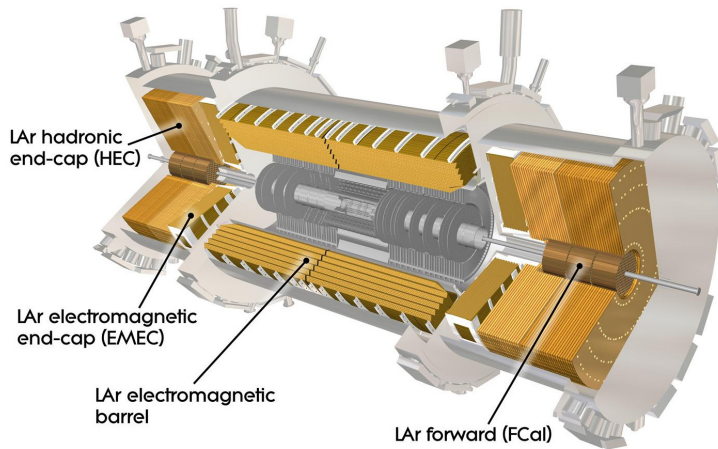


FIGURE 3.1 : Vue en coupe de l'ensemble des calorimètres à argon liquide [68]

3.1.1 Principe de fonctionnement des calorimètres

Un calorimètre est constitué d'un matériau radiateur avec lequel la particule incidente interagit pour créer une gerbe électromagnétique et d'un milieu actif qui permet de collecter les signaux d'ionisation électriques ou optiques générés par la gerbe.

Il existe ainsi deux principaux types de calorimètres : les calorimètres homogènes où le même matériau fait office de radiateur et de matériel actif. L'intérêt principal de ce type de technologie est que l'ensemble de la gerbe électromagnétique peut être mesuré. Cependant les matériaux pouvant prétendre à cette double fonction sont rares et coûteux. Le calorimètre électromagnétique de CMS est construit de cette manière avec des cristaux de PbWO_4 [69].

ATLAS utilise des calorimètres à échantillonnage. Ils sont constitués d'un empilement de matériaux passifs et de milieu actif. Une simulation d'une gerbe de particules dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est illustrée sur la figure 3.2.

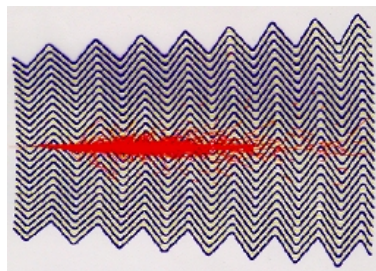


FIGURE 3.2 : Simulation d'une gerbe électromagnétique produite dans l'accordéon d'un calorimètre à échantillonnage semblable à celui d'ATLAS.

Le milieu actif (ici l'argon liquide) est sensible à cette gerbe et produit un signal électrique. Ce signal correspond à la charge d'ionisation et est proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

L'intérêt principal des calorimètres à échantillonnage est de pouvoir segmenter en profondeur les unités de lecture. Cela donne accès au développement longitudinal de la gerbe. La combinaison des différentes couches permet aussi de reconstruire la direction de la gerbe facilitant ainsi la détermination du point d'origine notamment pour les photons.

De plus, le fait que cette technologie soit plus ancienne, plus simple et les matériaux plus courants, réduit le prix du système.

3.1.2 Les calorimètres électromagnétiques

Le matériau passif des calorimètres électromagnétiques d'ATLAS, est le plomb. Il a une forme en accordéon visible sur les figures 3.2 et 3.3a. Cette structure mécanique particulière permet une couverture totale (sans zone morte) et homogène dans le plan azimutal. Les calorimètres (tonneau et bouchons) couvrent respectivement les régions en pseudorapidité $|\eta| < 1.475$ et $1.375 < |\eta| < 3.2$.

L'interstice entre ces plaques de plomb est rempli d'argon liquide qui constitue le matériau actif. Une électrode se trouve au milieu de cet interstice pour collecter le signal d'ionisation. Ces électrodes sont constituées de trois couches de cuivre séparées par deux couches de kapton (isolant) comme l'illustre la figure 3.3b. Les couches de cuivre externes constituent deux lignes haute tension dont le potentiel est maintenu à 2 kV dans le tonneau alors que le plomb du matériau passif est maintenu à la masse. Les 2 mm d'argon qui sépare l'électrode et le plomb sont alors polarisés par un fort champ électrique (1 MV/m). La couche de cuivre interne constitue l'électrode de lecture qui mesure le potentiel de l'argon par effet capacitif.

Lorsqu'une particule traverse le calorimètre, elle ionise totalement l'argon liquide. Les charges libres ainsi créées dérivent vers les lignes haute tension grâce au champ électrique présent. Le potentiel dans l'argon va alors diminuer linéairement avec le temps et produire un signal triangulaire représenté sur la figure 3.7.

L'électrode de lecture, au milieu de deux interstices d'argon, somme de fait les contributions induites de part et d'autre. De plus, les deux lignes haute tension étant alimentées séparément, cette structure à l'avantage de ne pas créer de zones mortes en cas de perte de l'une des deux alimentations : le signal peut tout de même être mesuré mais doit être corrigé.

Chaque électrode mesure donc indépendamment un signal électrique. Les électrodes sont sérigraphiées afin d'échantillonner l'espace en pseudorapidité (η) et profondeur (selon l'axe de la particule) pour former les unités de base de mesure du signal. La somme de plusieurs de ces unités selon l'angle azimutal (ϕ), forme une cellule calorimétrique. Cette sommation s'effectue dans le cryostat à partir de composants analogiques passifs, simples et robustes afin de résister au fort taux de radiation. La définition de ces cellules est présentée sur la figure 3.4a pour le tonneau.

La façon dont ont été sérigraphiées les unités de lecture permet de définir trois couches de cellules. Elles servent à mesurer le développement longitudinal des gerbes.

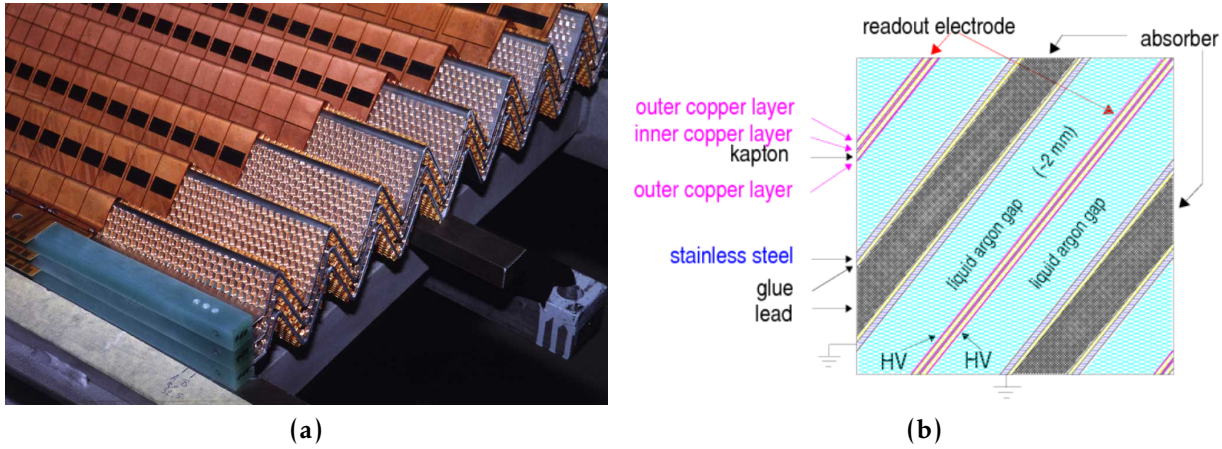


FIGURE 3.3 : (a) Illustration de la structure en accordéon des calorimètres électromagnétiques (b) et schéma de leur structure interne.

Les valeurs de granularité données dans la description qui suit correspondent à celles du tonneau électromagnétique proche de $\eta = 0$. La structure des bouchons est géométriquement différente, mais les principes énoncés ci-après restent similaires. Une description complète du découpage des calorimètres est donnée sur le tableau B.1 en annexe B.

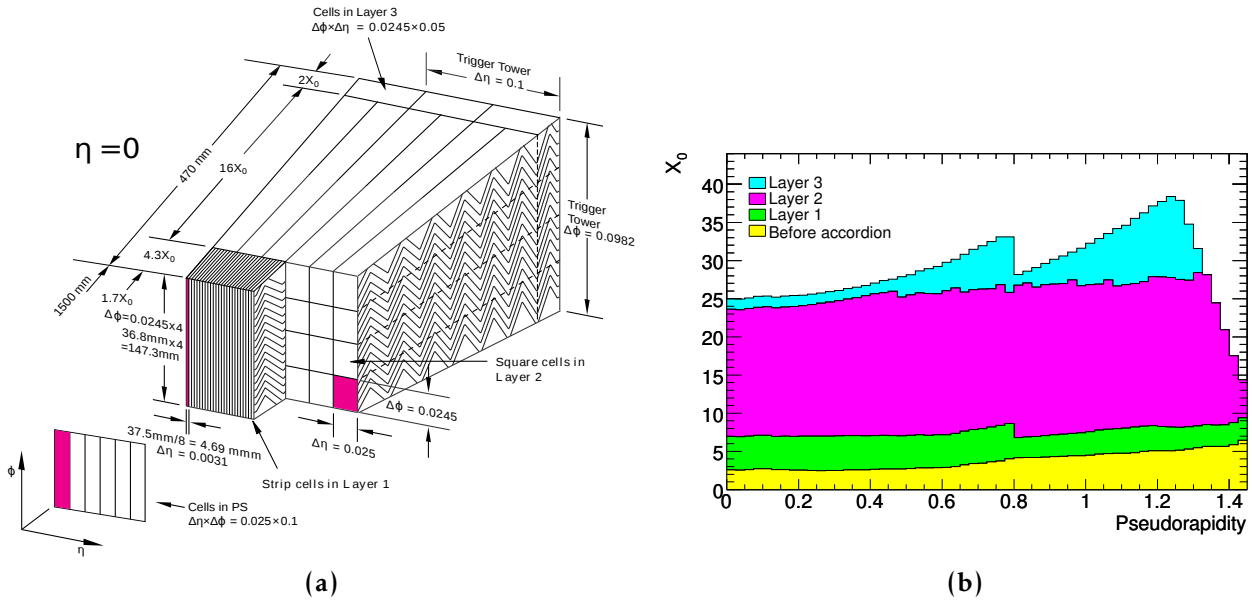


FIGURE 3.4 : (a) Découpage des cellules dans le tonneau du calorimètre électromagnétique. (b) Quantité de matériel dans le tonneau en longueur de radiation X_0 pour chacune des couches (layer) du tonneau [46].

Les cellules de la première couche ont une granularité très fine en pseudorapidité $\Delta\eta = 0.0031$, mais plus large en azimuth $\Delta\phi = 2\pi/64(0.0982)$ et ont une profondeur comprise entre 2 et 5 X_0 dans le tonneau. Ce découpage permet de distinguer les photons isolés des photons provenant de la décroissance de pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Si l'impulsion du pion est grande, les deux photons sont alors collimatés et une granularité très fine est

nécessaire pour distinguer le double pic en énergie.

Avec leur profondeur comprise entre 16 et 17 X_0 , les cellules de la deuxième couche contiennent la majorité de la gerbe électromagnétique. Elles ont une granularité fine dans les deux dimensions transverses $\Delta\phi = 2\pi/256(0.0245)$ et $\Delta\eta = 0.025$. C'est à partir du signal dans ces cellules que seront reconstruits les électrons et les photons.

Les cellules de la troisième couche sont moins épaisses (entre 2 et 8 X_0 comme illustré sur la figure 3.4b) et ont une granularité encore plus large $\Delta\phi = 0.0245$ et $\Delta\eta = 0.05$. Cette couche contient l'arrière de la gerbe pour les particules électromagnétiques les plus énergétiques. Elle permet aussi de distinguer les électrons et photons des hadrons. Plus pénétrants, ces derniers déposent proportionnellement plus d'énergie dans cette couche.

Le découpage de l'espace permet ainsi de définir 163 968 cellules distinctes pour les calorimètres électromagnétiques. À ces cellules viennent s'ajouter 9 344 cellules du pré-échantillonneur. Il s'agit d'une couche additionnelle instrumentée en amont de l'accordéon. Ce système aide à l'estimation de l'énergie perdue par interaction dans les matériaux en amont des calorimètres (trajectographes, aimant solénoïdal, parois du cryostat). Il couvre la région en pseudorapidité $|\eta| < 1.8$ et ses cellules ont une granularité constante dans le tonneau et les bouchons : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 2\pi/256 \times 2\pi/64$.

3.1.3 Les bouchons hadroniques

Les bouchons du calorimètre hadronique HEC (Hadronic End Cap) utilisent eux aussi l'argon liquide comme matériau actif et sont situés dans le même cryostat que les bouchons du calorimètre électromagnétique. Des plaques de cuivre perpendiculaires à l'axe du faisceau constituent le matériau passif. Cette structure plus conventionnelle a l'avantage d'être plus simple à construire. Les HEC se composent de deux roues sur chacun des deux côtés, placées l'une derrière l'autre selon l'axe du faisceau. Chaque roue est composée de 32 modules similaires à celui présenté sur la figure 3.5a. Les HEC couvrent la région en pseudorapidité : $1.5 < |\eta| < 3.2$ et ont une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les régions $1.5 < |\eta| < 2.5$ et une granularité deux fois plus grande pour les régions de plus grande rapidité. Quatre couches de cellules (deux par module) en profondeur sont aussi définies. Au total, 5 632 canaux sont définis dans les HEC.

3.1.4 Les calorimètres avant

Les calorimètres avant (*Forward Calorimeter*, FCal) couvrent la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. Ils sont composés de trois modules (seuls les deux plus proches du faisceau sont instrumentés). Le premier (FCal1), utilisé pour mesurer les particules électromagnétiques, est constitué de cuivre. Le second (FCal2) est utilisé comme calorimètre hadronique et est constitué de tungstène. Ils se trouvent dans le même cryostat que les HEC et EMEC.

En raison de leur proximité avec le faisceau ces détecteurs subissent un fort rayonnement ce qui a conduit à une conception spécifique. Pour limiter le courant induit dans les élec-

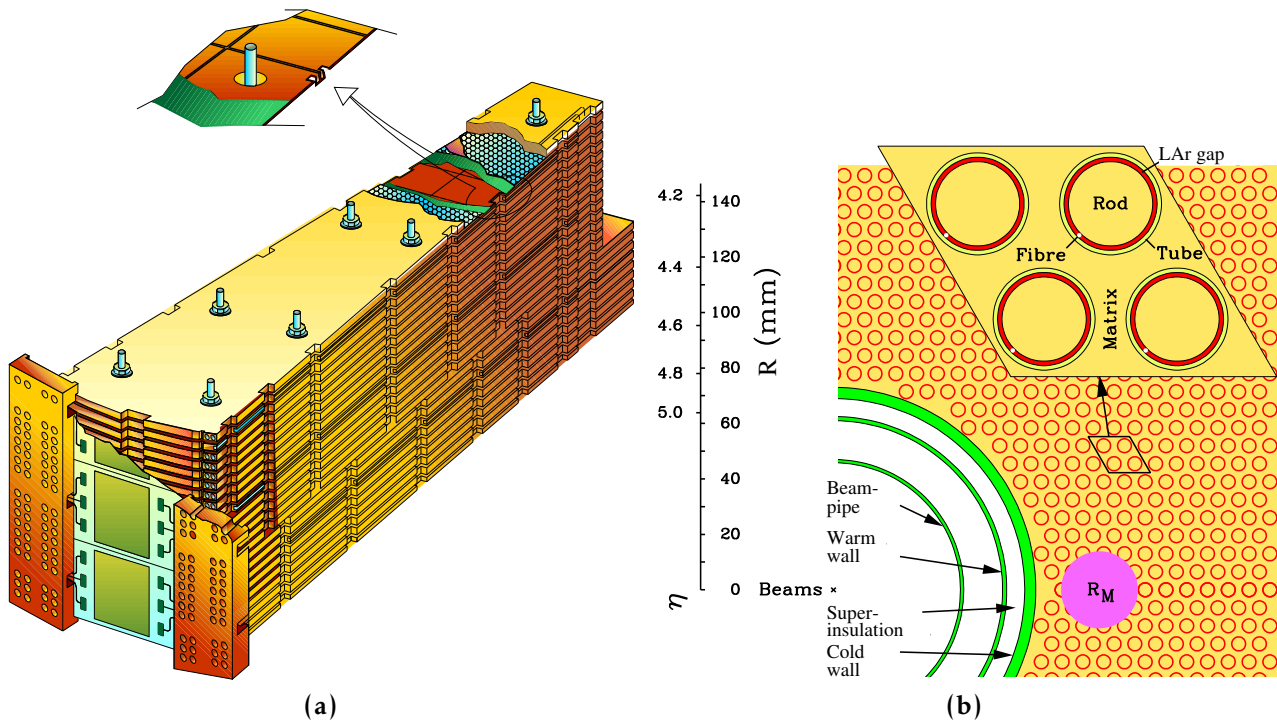


FIGURE 3.5 : (a) Schéma d'un module du bouchon hadronique (HEC). (b) Schéma de la structure du FCal [46].

trodes du FCal, la structure montrée sur la figure 3.5b a été adoptée. Une matrice de métal est percée de trous rappelant les nids d'abeille. Les électrodes sont insérées dans ces trous, laissant autour un fin anneau d'argon de $269 - 508 \mu\text{m}$ selon le module [46]. La quantité d'argon pouvant être ionisé étant faible, le courant induit en est d'autant réduit. Le cuivre de la structure du FCal1 permet quant à lui d'extraire facilement la chaleur provoquée par la forte ionisation.

3.2 Lecture et calibration des calorimètres à argon liquide

L'ensemble de la structure de lecture et de calibration des calorimètres à argon liquide est schématisé grâce à la figure 3.6 [70]. Elle a trois principales fonctions : fournir des données au système de déclenchement de niveau 1, numériser les événements acceptés et envoyer des signaux de calibration afin de pouvoir reconstruire précisément l'énergie du signal.

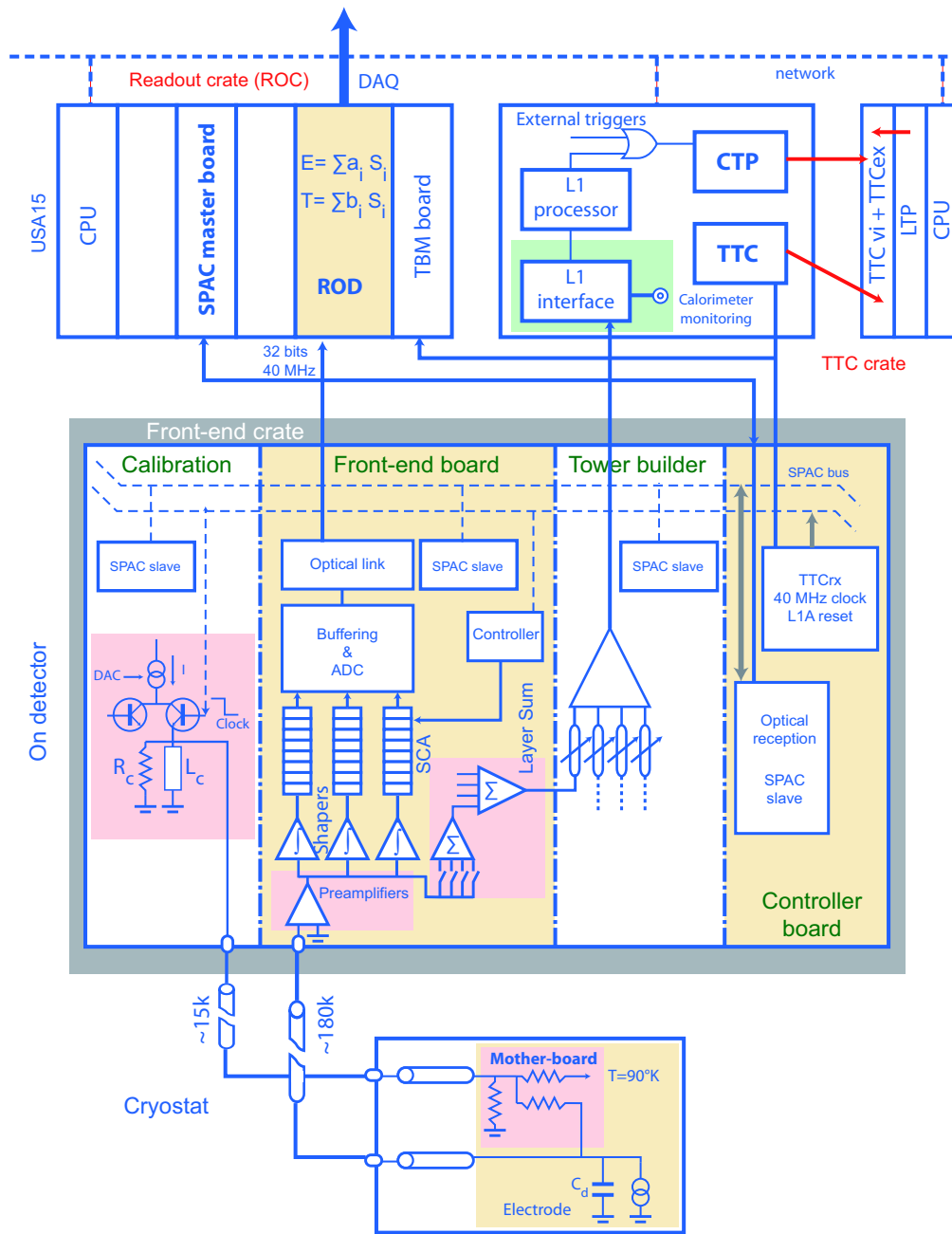


FIGURE 3.6 : Schéma de la structure de lecture, de calibration et d'extraction du signal pour le système de déclenchement de niveau 1 des calorimètres à argon liquide [46].

3.2.1 Système de déclenchement

Comme cela a été décrit à la section 2.3.1, les événements sont filtrés grâce à un système de déclenchement. Le premier niveau se base en partie (mais pas uniquement) sur le signal des calorimètres électromagnétiques.

Le signal issu des cellules est sommé analogiquement pour former des tours de déclenchement (*Tower builder*) de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans la plupart du calorimètre.

Les trois couches de cellules sont elles aussi sommées. L'ensemble du système de déclenchement a $3.6 \mu s$ pour décider d'accepter ou non un événement en se basant sur cette grille plus large. Le *Central Trigger Processor* (CTP) qui regroupe les informations de tous les détecteurs servant au système de déclenchement, prend une décision en $2.5 \mu s$. Si un événement est accepté, la décision est renvoyée à l'électronique de lecture frontale via le système de contrôle (*Trigger Time and Control*, TTC) puis est distribué aux systèmes de lecture.

3.2.2 Lecture du signal

Les cartes de lecture frontales (*Front-en board*, FEB) ont pour fonction d'amplifier et de numériser le signal. Chacune traite le signal de 128 cellules.

Ce signal est d'abord pré-amplifié puis divisé en trois voies. Sur chaque voie, un gain linéaire de 1, 10 et 100 est appliqué ainsi qu'une mise en forme de manière à obtenir un signal bipolaire similaire à celui de la figure 3.7.

Ces signaux sont ensuite échantillonnés à la fréquence de 40 MHz puis stockés dans une mémoire tampon analogique (SCA) composée de 144 compartiments. Cela laisse une latence de $3.6 \mu s$ pour accepter l'événement.

Lorsque le CTP décide d'accepter l'événement, un signal est envoyé à toutes les FEB simultanément. Elles vont alors pour chacune des 128 cellules, numériser 4 échantillons correspondant à l'événement accepté (points bleus sur la figure 3.7).

Un contrôleur choisit le gain le plus adapté en fonction de l'amplitude du signal dans chaque cellule et qui maximise le rapport signal sur bruit. Le signal numérisé (coups ADC) est alors envoyé par liaison optique vers le système de lecture déporté.

3.2.3 L'électronique de lecture déportée

L'électronique de lecture déportée a notamment pour but de reconstruire l'énergie des cellules avec une fréquence d'événements d'au moins 75 kHz. Elle est située dans une salle de comptage et d'acquisition adjacente à la caverne expérimentale, où le faible taux d'irradiation permet d'installer des systèmes de calcul plus complexe, tout en étant proche du détecteur (ce qui limite le temps de transit de l'information).

Les RODs (*Read Out Drivers*) contiennent principalement des calculateurs numériques DSP (*Digital Signal Processor*) qui effectuent environ 10^9 instructions par secondes. Pour atteindre cette rapidité, leurs calculs sont effectués uniquement sur des valeurs numériques entières. Des arrondis sont alors appliqués de manière à limiter le plus possible les pertes de précision [71].

Les DSP utilisent une méthode de filtrage optimal [72] pour calculer l'amplitude (E_{ADC})

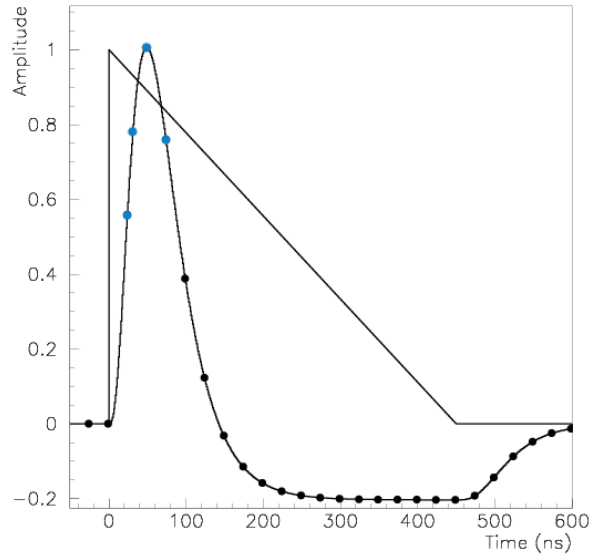


FIGURE 3.7 : *Forme du signal avant (triangulaire) et après la mise en forme bipolaire. Les points représentent les valeurs numérisées du signal. Durant le Run-2, seulement 4 échantillons (illustrés par les points bleu) sont utilisés pour reconstruire le pic.*

du pic échantillonné (formule 3.1) :

$$E_{ADC} = \sum_{j=1}^4 a_j (s_j - p). \quad (3.1)$$

Les valeurs s_j sont les valeurs en ADC pour chacun des quatre échantillons. On soustrait la valeur sans signal p appelé piédestal. On multiplie chacun des termes par un coefficient de filtrage optimal a_j . L'amplitude du pic mesurée est proportionnelle à l'énergie déposée. Cette relation ainsi que les termes de l'équation précédente (p et a_j) sont déterminés à partir de différentes procédures de calibration qui seront détaillées dans la section suivante.

Si l'énergie calculée est suffisamment grande, la position en temps T_{ADC} ainsi qu'un facteur de qualité (*Q-factor*, Q_{ADC}) sont aussi calculés à partir des formules 3.2 et 3.3. Le *Q-factor* est le résultat d'un test du χ^2 simplifié. Sa valeur codée sur 16 bits [0; 65 535] quantifie l'adéquation du signal mesuré avec celui attendu. Une valeur faible du *Q-factor* correspond à un signal ayant la forme bipolaire attendue pour un dépôt d'énergie induit par une particule ionisante. Inversement, une valeur élevée indique plutôt une mesure de bruit instrumental.

$$T_{ADC} = \frac{\sum_{j=1}^4 b_j (s_j - p)}{E_{ADC}}, \quad (3.2)$$

$$Q_{ADC} = \sum_{j=1}^4 [(s_j - p) - E_{ADC}(g_j - g'_j T_{ADC})]^2, \quad (3.3)$$

où :

- T_{ADC} et Q_{ADC} sont respectivement la position en temps du pic et le Q -factor en coups ADC.
- s_j sont les valeurs en ADC de chacun des échantillons.
- p est la valeur en ADC sans signal qui est appelé piédestal.
- a_j et b_j sont les coefficients de filtrage optimal.
- g_i et g'_i sont respectivement les valeurs théoriques de la valeur du signal et de sa dérivée au point i .

Lorsque l'énergie calculée d'une cellule est supérieure à trois ou quatre fois le bruit électronique¹, les valeurs des échantillons en coups ADC données par les FEB, sont elles aussi transmises à l'acquisition.

La transmission des valeurs des échantillons permet d'effectuer un deuxième calcul des valeurs d'énergie, de temps et de Q -factor au niveau de la reconstruction des données. À ce niveau, les valeurs sont calculées avec une pleine précision à virgule flottante. Ce deuxième calcul permet de tester le bon fonctionnement et la précision des DSP.

3.2.4 Calibration et reconstruction de l'énergie des cellules

La relation de proportionnalité entre l'amplitude du pic (E_{ADC}) et l'énergie déposée est décrite par l'équation 3.4 [73].

$$E[MeV] = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{\frac{M_{phys}}{M_{calib}}} \cdot R_{ADC \rightarrow DAC} \cdot \underbrace{\sum_{j=1}^4 a_j (s_j - p)}_{E_{ADC}}. \quad (3.4)$$

Tous les termes de cette équation sont déterminés à l'aide des procédures de calibration détaillées ci-après. Certaines de ces calibrations se basent sur l'injection d'un signal dans le cryostat au niveau de la carte mère. Ce signal a une forme pratiquement triangulaire imitant un dépôt d'énergie et permet ainsi de tester la réponse de l'ensemble de la chaîne de lecture.

1. Le bruit de fond se caractérise par une distribution gaussienne centrée en 0. La largeur de cette gaussienne σ_{noise} peut être estimée pour chaque cellule. Des détails sur ce bruit gaussien seront donnés en section 3.2.4.

3.2.4.1 Les piédestaux et la mesure du bruit électronique

Des prises de données sans collisions permettent de mesurer la valeur p des échantillons en coups ADC sans signal (les piédestaux). La valeur nominale est de 1000 coups ADC, permettant ainsi une contribution du signal bipolaire inférieure à p .

La fluctuation du piédestal vient du bruit électronique et est notée σ_{el} . Une deuxième contribution à ce bruit vient de l'empilement temporel des événements (*out of time pile up*) et est noté σ_{PU} . La valeur du bruit total est calculée par la somme quadratique :

$$\sigma_{noise} = \sigma_{el} \oplus \sigma_{PU}. \quad (3.5)$$

La mesure de σ_{noise} dans le données 2015 est montré sur la figure 3.8 pour un empilement moyen de 14 interactions par croisement de paquets. Ainsi pour la seconde couche du calorimètre électromagnétique (EM2), le bruit gaussien mesuré vaut 30 MeV pour $|\eta| = 0$ et augmente jusqu'à 200 MeV pour les parties les plus en avant des bouchons électromagnétiques à $|\eta| = 3$.

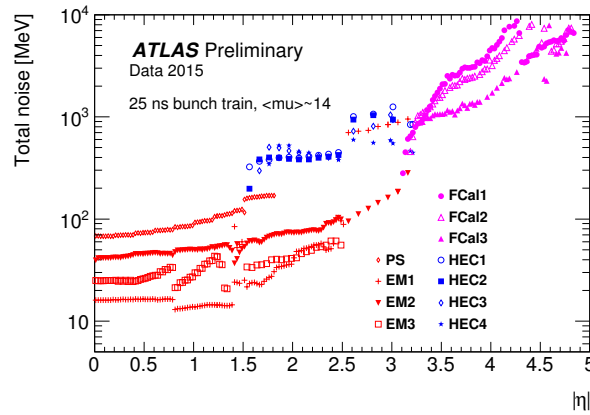


FIGURE 3.8 : Mesure du bruit dans les différentes couches de cellules des calorimètres à argon liquide et en fonction de la pseudorapidité[74].

3.2.4.2 Coefficients de filtrage optimal

Les coefficients de filtrage optimal (a_j) sont déterminés à partir d'une calibration spécifique où la forme du signal bipolaire est mesurée précisément dans chaque cellule. Un signal d'amplitude constante est injecté. L'échantillonnage du signal ne s'effectuant que toutes les 25 ns, un décalage en temps de l'échantillonnage permet alors de mesurer d'autres points et ainsi reconstruire l'intégralité de la courbe du signal bipolaire avec une précision de 1 ns.

3.2.4.3 Réponse en amplitude et linéarité

La linéarité de la réponse en énergie est mesurée par une calibration où un signal d'amplitude variable est injecté (*Ramps*). La non-linéarité a été mesurée et est inférieure à 0.2% pour des valeurs de signal inférieures à 2 TeV [70]. La relation de proportionnalité entre la valeur de l'amplitude injectée et celle mesurée est décrite par le terme $R_{ADC \rightarrow DAC}$.

3.2.4.4 Les autres termes

Le rapport $\frac{M_{phys}}{M_{calib}}$ est une correction appliquée en raison de la différence de forme entre la courbe du signal (triangulaire) et celle injectée par le système d'étalonnage (presque triangulaire).

Le terme $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ est un facteur caractéristique de la carte d'injection du système de calibration. Il caractérise le lien entre l'amplitude d'injection numérique et l'intensité électrique effectivement injectée.

Le terme $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ est la fraction d'énergie échantillonnée. Il fait le lien entre l'énergie déposée et l'intensité électrique effectivement mesurée dans la cellule. En effet, seule une fraction de l'énergie déposée est effectivement mesurée en raison de l'échantillonnage du calorimètre. Cette valeur a été déterminée par simulation et durant les tests sur faisceaux effectués avant la construction du calorimètre. Elle représente le lien entre l'énergie d'une particule et l'intensité électrique qu'elle va induire dans les électrodes.

3.2.5 Les temps morts des calorimètres à argon liquide

3.2.5.1 Le temps mort simple

Pour chaque événement accepté par le système de déclenchement 4 échantillons chacun séparés de 25 ns sont numérisés par les FEB. Ces échantillons ne peuvent plus être utilisés pour un autre événement. Un temps mort de 100 ns est donc de fait imposé entre l'enregistrement de deux événements. Ce temps mort est qualifié de "simple" et constitue une limite maximale de fréquence d'enregistrement.

3.2.5.2 Le temps mort complexe

Ce temps mort est induit par la durée de numérisation d'un événement par les FEB. Lorsqu'un événement présent dans la mémoire tampon (SCA) [75], est accepté par le système de déclenchement de niveau 1, les 4 échantillons associés sont envoyés dans une deuxième mémoire tampon, le temps d'être numérisé. Or cette deuxième mémoire tampon a une taille limitée et ne peut contenir que les échantillons de 7 événements.

Le temps entre deux décisions (2.5 μs) de déclenchement étant plus court que le temps de lecture et de numérisation, cette mémoire peut être saturée. Il est donc nécessaire de

stopper le système de déclenchement pour libérer cette mémoire [76]. On parle alors de temps mort complexe. Le temps de lecture de tous ces échantillons acceptés est d'environ 350 croisements de paquets ($350 \times 25 \text{ ns} = 8.75 \mu\text{s}$), on note ce temps mort comme 7/350 ce qui doit être interprété comme suit : le système de lecture du calorimètre sature si plus de 7 événements sont acceptés durant le temps de croisement de 350 paquets.

3.3 Mesure des performances des calorimètres électromagnétiques

3.3.1 Mesure de l'énergie

Afin de tester la réponse en énergie du calorimètre à argon liquide d'ATLAS, un banc de test a été mis en place sur des lignes de faisceau du SPS. Des faisceaux d'électrons ayant une énergie connue entre 10 et 245 GeV ont permis d'étalonner en énergie 4 modules du tonneau électromagnétique et 3 modules des bouchons.

Un exemple montrant la linéarité de la réponse en énergie dans le tonneau est fourni par la figure 3.9a, pour une pseudo-rapacité de $|\eta| = 0.687$. On voit que cette réponse est linéaire à $\pm 0.1\%$ près sauf pour la mesure à 10 GeV qui présente une non-linéarité de 0.8% [46].

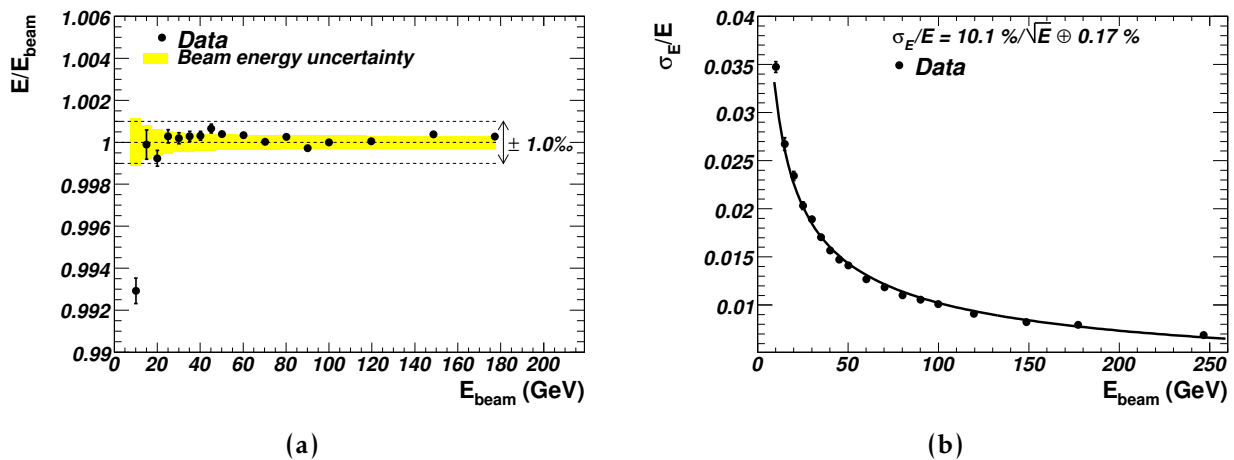


FIGURE 3.9 : Mesures (a) de la réponse en énergie du calorimètre électromagnétique. (b) Résolution en énergie en fonction de l'énergie incidente d'un faisceau d'électrons obtenus sur d'un banc de test [46].

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique a aussi été déterminée pour une pseudo-rapacité de $|\eta| = 0.687$. Après soustraction du bruit électronique, cette résolution est distribuée selon la figure 3.9b. On y observe une courbe décroissante caractéristique des calorimètres à échantillonnage. Cette courbe a été ajustée par une fonction de la

forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (3.6)$$

Ces calorimètres ont donc une résolution en énergie d'autant plus petite que l'énergie de la particule incidente est grande.

Le premier terme a (terme d'échantillonnage) quantifie la méconnaissance de l'énergie perdue dans le milieu passif et l'imprécision statistique du nombre de particules dans la gerbe. L'ajustement sur la figure 3.9b donne une valeur de 10.1%.

Le deuxième terme vient du bruit électronique et est mesuré comme valant 45 MeV [70]. Il ne contribue que faiblement à la résolution totale du calorimètre

Le troisième terme c (terme constant) reflète la non-uniformité du calorimètre. Il est dominant à haute énergie et doit donc être correctement mesuré. Les spécifications requièrent un terme constant inférieur à 0.25%. À partir des tests faisceaux, la figure 3.9b montre que la valeur mesurée vaut 0.17%.

3.3.2 Synchronisation

La synchronisation en temps de l'ensemble du calorimètre est d'une importance cruciale pour une mesure précise de l'énergie. En effet, si les échantillons sont décalés en temps, la méthode de filtrage optimal sera biaisée. Un premier étalonnage en temps a été effectué au début du Run-2 à l'aide de faisceaux déchargés dans les collimateurs en amont d'ATLAS (*beam splash*). Un grand nombre de particules produites traversent ATLAS de part en part et illuminent l'ensemble du calorimètre simultanément (figure 3.10).

Une première calibration permet une synchronisation grossière des FEB. La figure 3.11b montre la distribution du temps moyen des FEB du tonneau. On y observe un écart type de 1.2 ns.

Avec 700 pb^{-1} de données de collision, une calibration plus précise a été effectuée et un ajustement fin cellule par cellule a été calculé. La distribution après correction du temps moyen de réponse des FEB est donnée sur la figure 3.11b. L'écart type est réduit à 0.28 ns.

3.3.3 Qualité des données

La validation de la qualité des données et les suppressions des périodes non optimales s'effectuent via deux principales méthodes : les fenêtres de veto et les défauts (voir section 2.4 pour plus de détail). Les pertes de luminosité en 2016 engendrées par l'utilisation de fenêtres de veto sont résumées par la figure 3.12a. On observe trois principales sources : la corruption de données provenant d'erreurs dans l'acquisition, les bouffées de

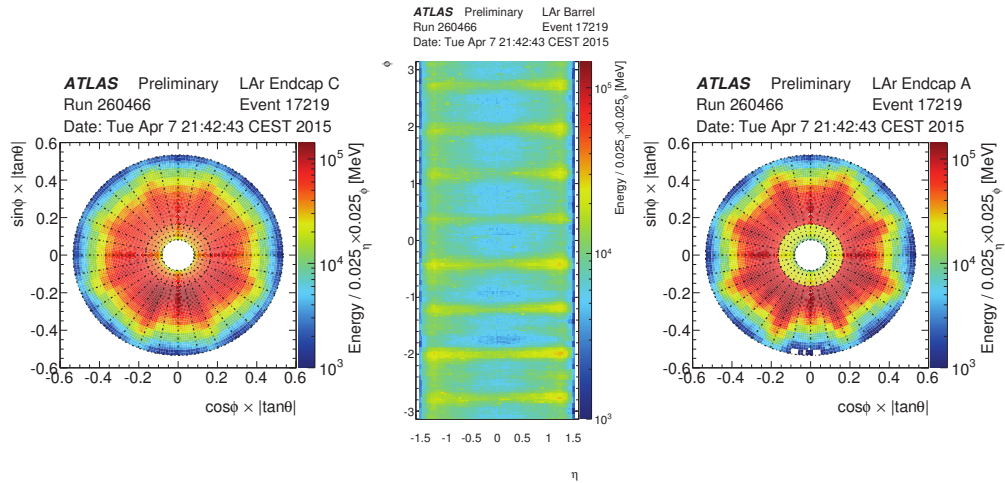


FIGURE 3.10 : Dépôts d'énergie dans le tonneau et les bouchons suite à un événement de beam splash.

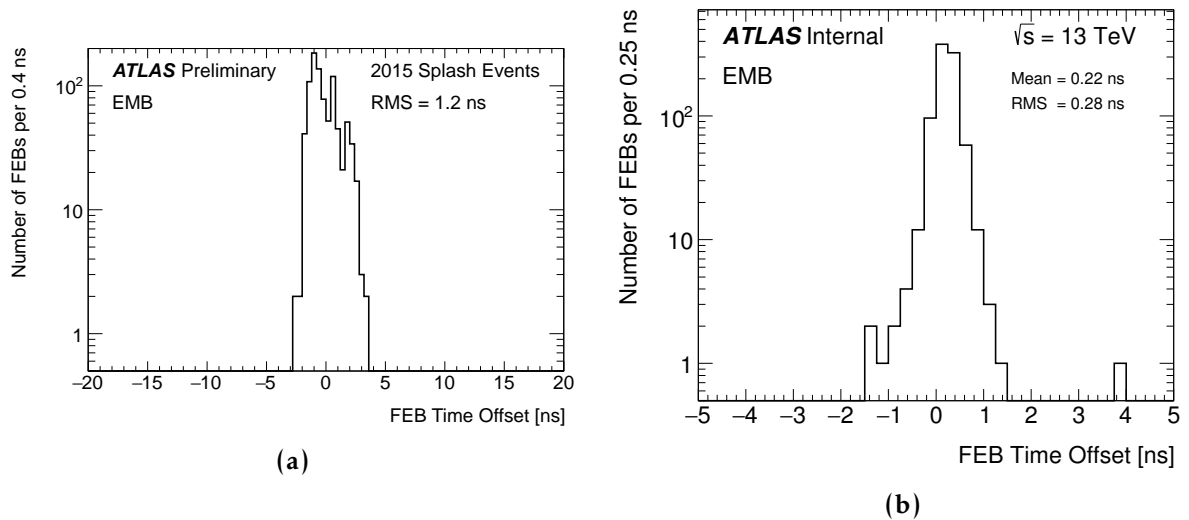
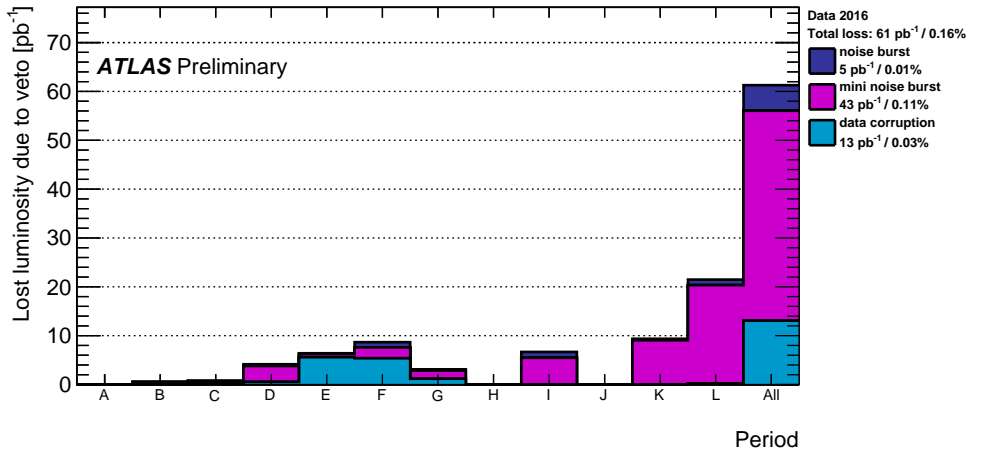


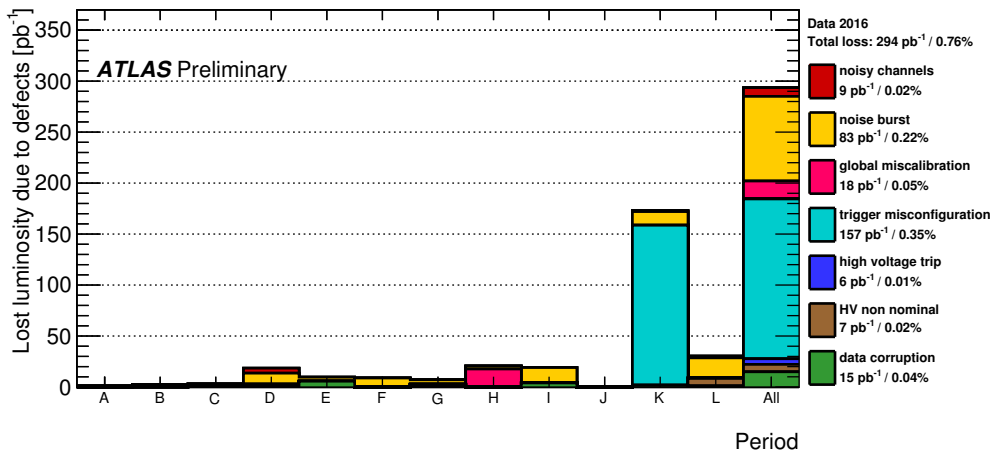
FIGURE 3.11 : Distribution de la réponse en temps de chaque FEB dans le tonneau (a) mesurée à partir des événements de beam splash. (b) Cette même distribution est présentée après une correction fine. Chaque entrée correspond au décalage en temps pour chaque FEB, calculé en moyennant le décalage des 128 cellules lues [77].

bruits (*noise burst*) standard qui seront étudiés en détail au chapitre suivant et les petites bouffées (*mini noise burst*). Ce dernier phénomène a été découvert en fin d'année 2015, il correspond à de petites bouffées de bruit localisées essentiellement dans le tonneau qui sont traitées d'une manière similaire aux bouffées de bruit standard.

La perte totale de luminosité par fenêtre de veto en 2016 est très limitée : 61 pb^{-1} sur les 36 fb^{-1} enregistrés, ce qui correspond à moins de 0.2% des données.



(a)



(b)

FIGURE 3.12 : Quantité de luminosité perdue sur les différentes périodes de prises de donnée en 2016, en raison de pertes de qualité des données du système à argon liquide (a) à l'aide de fenêtres de veto temporel et (b) à l'aide de défauts [77].

La perte de données issues de l'apposition de défauts est visible sur la figure 3.12b. On remarque que les pertes sont cinq fois plus importantes par rapport aux pertes imposées par les fenêtres de veto. La mauvaise configuration du système de déclenchement (*trigger misconfiguration*) sur quelques prises de données engendre près de la moitié des pertes.

Cela illustre donc bien la nécessité d'une vigilance constante car les pertes sont vite importantes. C'est généralement le cas, d'où la bonne efficacité générale des systèmes à argon liquide montré sur la figure 2.14.

Au total, l'ensemble des pertes induites par les calorimètres à argon liquide représente moins d'un pourcent des données enregistrées ce qui traduit la très grande fiabilité de ce système.

ANALYSE DES BOUFFÉES DE BRUIT COHÉRENT DANS LES CALORIMÈTRES À ARGON LIQUIDE

4.1	Mesure du bruit en continu	66
4.2	Les bouffées de bruit cohérent durant le Run-1 du LHC	66
4.3	Caractérisation lors du Run-2 du LHC	67
4.3.1	Caractérisation spatiale	67
4.3.2	Sélection des événements critiques	70
4.3.3	Caractérisation temporelle	71
4.3.4	Répartition des marqueurs à l'intérieur des agrégats	74
4.3.5	Taux de bouffées en fonction de la luminosité	76
4.4	La méthode de suppression des bouffées de bruit cohérent	77
4.4.1	Veto temporel	77
4.4.2	Le veto dans l'acquisition d'ATLAS	79
4.4.3	Estimation des efficacités	80
4.5	Validation du marqueur optimisé	81
4.6	Impact de la haute tension des sondes de pureté	82
4.6.1	Le système de mesure de la pureté de l'argon liquide	82
4.6.2	Perspectives de réduction du taux de données perdues	83
4.6.3	Stabilité de la pureté	84
4.6.4	Modification structurelle des bouffées	84
4.7	Perspectives et impact sur les prises de données depuis 2016	85
4.7.1	Optimisation du temps caractéristique d'agrégation et de veto	85
4.7.2	Redéfinition des marqueurs	87
4.7.3	Fonctionnement des calorimètres	87
4.7.4	Performances finales et perspectives	87

Depuis les premières prises de données à haute luminosité, du bruit cohérent a été observé dans les calorimètres à argon liquide. Ce bruit est caractérisé par un grand nombre de cellules mesurant un signal simultanément alors qu'aucune collision ne se produit. Il doit être identifié et exclu des données de collisions utilisées par les analyses. Pour cela, une méthode utilisant des marqueurs et des fenêtres de veto a été mise en place.

Au début du Run-2, de nouveaux paramètres de prise de données ont été mis en place tels que l'augmentation de l'énergie des protons ou l'augmentation de la fréquence des paquets. Une caractérisation de ce bruit cohérent dans ces nouvelles conditions est donc

nécessaire (section 4.3). De même, il est nécessaire d'évaluer l'efficacité des nouvelles méthodes de rejet mises en place durant l'arrêt du LHC entre 2013 et 2015 (sections 4.4, 4.4.3 et 4.5). Enfin de nouvelles pistes sont explorées afin de mieux connaître les causes de ce bruit (section 4.6) et d'améliorer l'efficacité d'identification et de rejet de ces bouffées (section 4.7).

4.1 Mesure du bruit en continu

Pendant les prises de données d'ATLAS, une mesure continue du bruit de fond est effectuée en enregistrant des événements dans les inter-trains. Cela permet de mesurer le bruit instrumental, cosmique ou induit par les faisceaux du LHC au plus près des conditions de collisions. Ces événements forment un lot de données spécifique appelé *CosmicCalo*.

Dans ce lot, en présence uniquement de bruit décorrélé, seule une fraction (0.13%) des cellules du calorimètre devrait mesurer une énergie supérieure à trois fois la valeur du bruit σ_{noise} . Or ce n'est pas toujours le cas, on parle alors de bruit cohérent.

4.2 Les bouffées de bruit cohérent durant le Run-1 du LHC

Un exemple d'événement présentant du bruit cohérent est illustré sur la figure 4.1a où est représenté une projection des dépôts d'énergie dans un de deux bouchons. On observe dans ce cas de nombreuses cellules mesurant une énergie supérieure à plusieurs dizaines voir centaines de GeV.

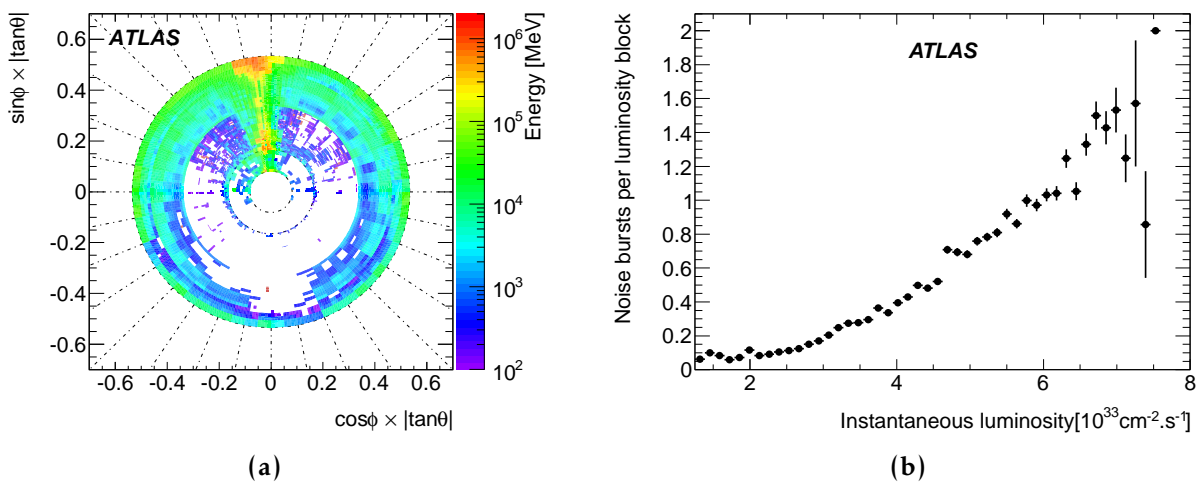


FIGURE 4.1 : (a) Exemple d'événement dans *CosmicCalo* présentant un fort bruit cohérent. (b) Évolution du taux de bouffées avec la luminosité instantanée mesurée durant le Run-1 du LHC.

Ce phénomène découvert pendant le Run-1, a déjà fait l'objet d'études qui ont permis de le caractériser plus précisément [68]. Ses principales caractéristiques sont :

1. **Durée** : la durée de ce bruit cohérent a été estimée à plusieurs μs . En raison de cette courte durée, on parle de bouffées de bruit.
2. **Occurrence** : le bruit cohérent apparaît uniquement lorsque le LHC produit des collisions. Durant les prises de données cosmiques, aucune occurrence n'a été mesurée¹. Par ailleurs, une forte corrélation entre le taux de bouffées et la luminosité instantanée a été observée comme le montre la figure 4.1b.
3. **Énergie** : l'énergie totale mesurée pour ces événements de bruit cohérent est très importante. La figure 4.1a montre des dépôts d'énergie pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de GeV par cellule. Il est donc particulièrement probable que de tels événements soient acceptés par le système de déclenchement.
4. **Répartition dans le détecteur** : les bouffées sont uniquement localisées dans les bouchons des calorimètres à argon liquide. La forme en couronne ainsi que le point chaud visible sur la figure 4.1a sont des structures récurrentes.
5. **Corrélation entre les côtés du détecteur** : Aucune corrélation entre les deux bouchons n'a été observée.
6. **Corrélation entre parties du détecteur** : bien qu'aucune corrélation entre les bouchons et le tonneau n'ait été observée, une corrélation existe entre les différents systèmes des bouchons qui partagent le même cryostat.

4.3 Caractérisation lors du Run-2 du LHC

Au vu de l'augmentation en énergie du LHC et de l'augmentation de la fréquence des paquets, il est nécessaire vérifier si les conclusions du Run-1 sont toujours valides au Run-2. Une caractérisation complète est donc présentée dans cette section.

4.3.1 Caractérisation spatiale

4.3.1.1 Définition de la cohérence

La cohérence du bruit est mesurée, grâce à une variable appelée $Y_{3\sigma}$. Elle est définie comme le nombre de cellules ayant une valeur d'énergie supérieure à trois fois la déviation standard du bruit, divisé par le nombre total de cellules du système considéré :

$$Y_{3\sigma} = \frac{N_{\text{cells}}^{E>3\sigma}}{N_{\text{cells}}^{\text{tot}}}. \quad (4.1)$$

1. Il est possible de "simuler" une bouffée en abaissant puis augmentant la haute tension. Cet effet n'est cependant pas encore pleinement compris.

Dans le cas où, seul du bruit décorréolé est présent, $Y_{3\sigma}$ devrait être distribué autour d'une valeur moyenne de 0.13%. C'est effectivement le cas pour la grande majorité des événements comme le montrent les distributions de la figure 4.2a.

Cependant, on voit aussi que certains événements ont une valeur de $Y_{3\sigma}$ bien supérieure à 20% comme le montre la queue de distribution pour les EMEC sur la figure 4.2a. Ces valeurs peuvent même atteindre 70% dans les cas les plus extrêmes. Il est important de noter que la variable $Y_{3\sigma}$ représente l'occupation du détecteur et est donc nécessairement distribué vers des valeurs plus hautes en présence de collisions. Cette variable n'est donc utile pour visualiser la présence de bouffées de bruit cohérent, que dans le flux *CosmicCalo* lorsqu'aucune collision n'a lieu.

4.3.1.2 Tonneau et bouchons

La comparaison des deux distributions de la figure 4.2a montre clairement que le bruit cohérent affecte quasi exclusivement les bouchons (EMEC) et très peu le tonneau (EMB) où seule une très légère queue entre 2 et 10% est présente. Ces événements dans le tonneau n'ont cependant pas de lien avec ceux des bouchons comme le montre l'absence de corrélation sur la figure 4.2.

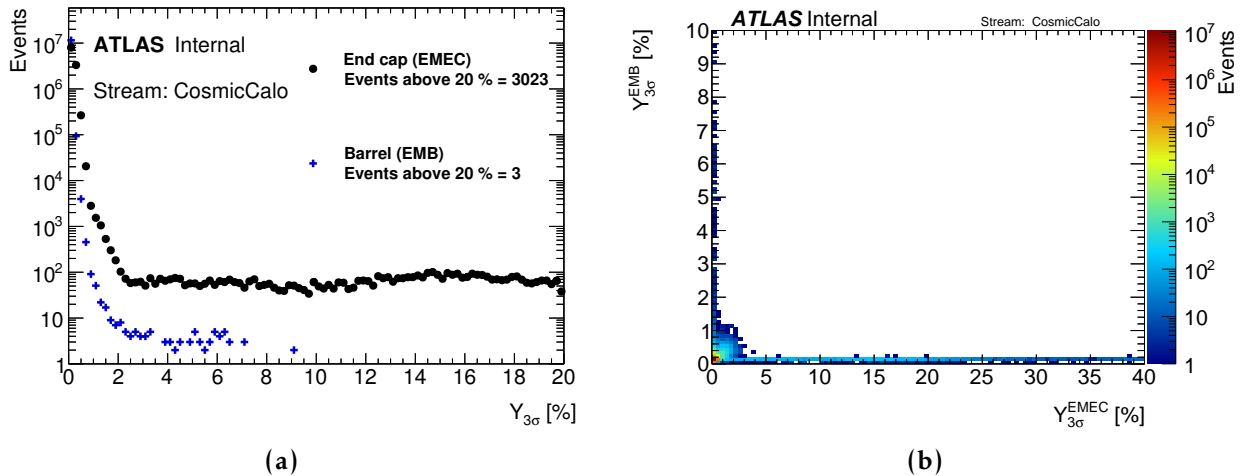


FIGURE 4.2 : (a) Distributions de $Y_{3\sigma}$ dans le flux *CosmicCalo* pour le tonneau et les bouchons. (b) Corrélation entre ces deux distributions.

4.3.1.3 Corrélation entre les deux côtés du détecteur

Les figures 4.3 montrent les corrélations entre les partitions de même type (voir section 3.1), de part et d'autre du point de collisions.

Aucune corrélation n'est visible ni pour les EMEC ni pour les HEC. Pour les FCal, la corrélation n'est véritablement présente que pour des valeurs de $Y_{3\sigma}$ inférieures à 15%. Cette

corrélation vient probablement du bruit induit par le faisceau ou par les effets d'empilement, très présents à haute rapidité. Pour les valeurs d' $Y_{3\sigma}$ supérieures à 20%, qui caractérisent sans ambiguïté le bruit cohérent, on n'observe là aussi aucune corrélation.

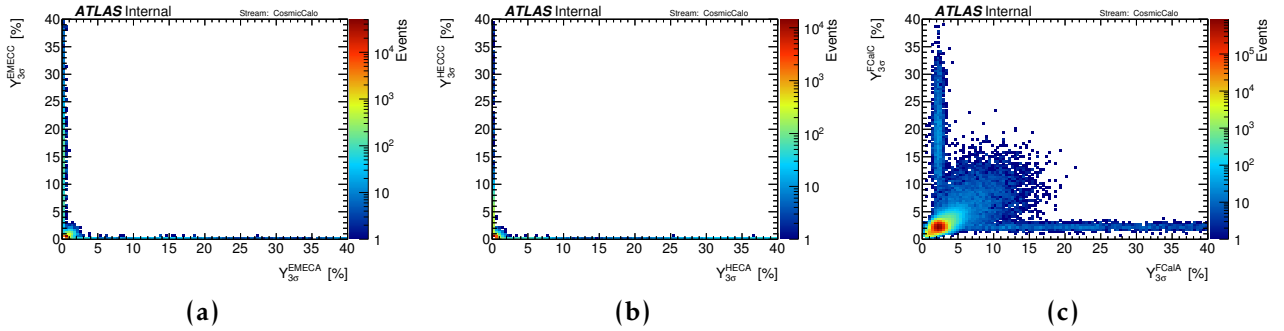


FIGURE 4.3 : Corrélations des distributions $Y_{3\sigma}$ entre les deux côtés du détecteur ATLAS (a) pour les EMEC, (b) pour les HEC et (c) pour les FCal.

4.3.1.4 Corrélation entre partitions

L'analyse des figures 4.4 nous montre une corrélation fréquente, mais pas systématique entre les partitions d'un même côté. Il est cependant possible de mesurer une grande valeur de $Y_{3\sigma}$ dans le EMEC, sans pour autant que ce soit le cas dans les autres partitions. En revanche, la présence d'un grand $Y_{3\sigma}$ dans le HEC ou le FCal est presque toujours corrélée à un fort $Y_{3\sigma}$ dans le EMEC. La région vertical entre 0 et 20% pour $Y_{3\sigma}^{FCal}$ correspond à la partie corrélée de la distribution 4.3c induite probablement par du bruit de faisceau ou d'empilement.

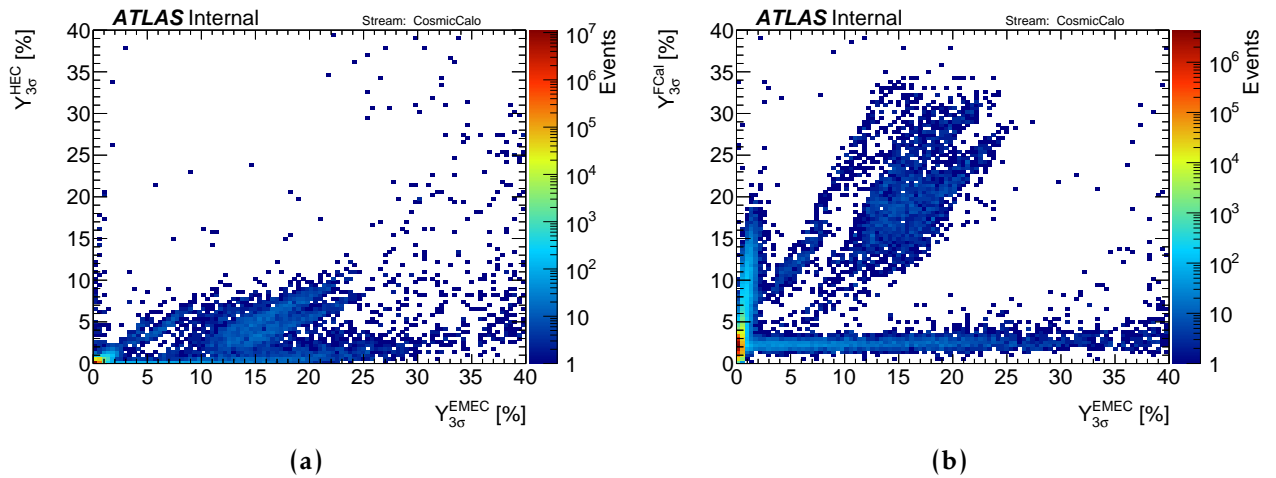


FIGURE 4.4 : Corrélation des distributions en $Y_{3\sigma}$ pour les différents sous-systèmes des bouchons (a) HEC en fonction de EMEC et (b) FCal en fonction de EMEC.

À partir de ces études spatiales, on peut déjà en déduire que le bruit cohérent n'est probablement pas induit par un phénomène externe aux calorimètres tel que le bruit de faisceau. Dans ce cas, des corrélations entre le tonneau et les bouchons auraient été observées. De plus, le comportement des systèmes partageant le même cryostat laisse penser que ce bruit cohérent est un phénomène qui prend sa source dans les EMEC et qui se propage ensuite dans tout le cryostat.

4.3.2 Sélection des événements critiques

4.3.2.1 Des événements à haut Q -factor

Au début de la section précédente, il a été vu que la variable $Y_{3\sigma}$ n'est pertinente que pour les données du flux *CosmicCalo*. Il est pourtant nécessaire d'identifier la présence de bruit cohérent pour les événements de collisions. C'est le Q -factor (voir définition section 3.2.3) qui est utilisé pour identifier le bruit cohérent dans ces conditions au vu de sa capacité à distinguer les dépôts d'énergie du bruit instrumental.

Pour s'assurer que le Q -factor permet effectivement de sélectionner les événements à grand $Y_{3\sigma}$, la variable $Y_{Q>4000}$ est définie. Elle quantifie la proportion de cellules pour lesquelles le Q -factor est supérieur à 4000².

Cette nouvelle variable est représentée en fonction de $Y_{3\sigma}$ sur la figure 4.5. La corrélation est clairement visible entre ces deux variables. Ainsi des événements ayant un grand $Y_{3\sigma}$ ont aussi un grand $Y_{Q>4000}$. Cela montre qu'il est possible d'identifier les événements pollués par le bruit cohérent en comptant le nombre de cellules avec un Q -factor supérieur à 4000³.

4.3.2.2 Utilisation de marqueurs

Deux types de marqueurs se basant uniquement sur le Q -factor sont définis depuis le Run-1 afin de sélectionner différentes topologies de bouffées :

- **Le marqueur standard (*Standard Flag*)** requiert dans au moins 5 FEB la présence d'au moins 30 cellules avec un Q -factor supérieur à 4000. Ce marqueur sert à sélectionner les événements avec un grand nombre de cellules bruyantes et qui sont largement réparties dans le détecteur.
- **Le marqueur saturé (*Saturated flag*)** demande au moins 20 cellules avec une énergie supérieure à 1 GeV et un Q -factor maximal (ou saturé) : égal à 65 535. Il sert à sélectionner les événements où une petite région est fortement affectée.

2. La valeur de 4000 est une valeur arbitraire, mais qui est utilisée depuis le Run-1 pour séparer un signal bien reconstruit (< 4000) d'un signal probablement issu de bruit instrumental (> 4000).

3. Il est à noter que ceci ne se base que sur le flux *CosmicCalo*, alors que le but est d'appliquer cette coupure sur des événements de collisions. De plus, il existe une corrélation de fait puisque le Q -factor n'est calculé que pour les cellules ayant une énergie supérieure à 3σ . Une variable intéressante à étudier pourrait être le ratio $N_{cells}^{Q>4000} / N_{cells}^{>3\sigma}$.

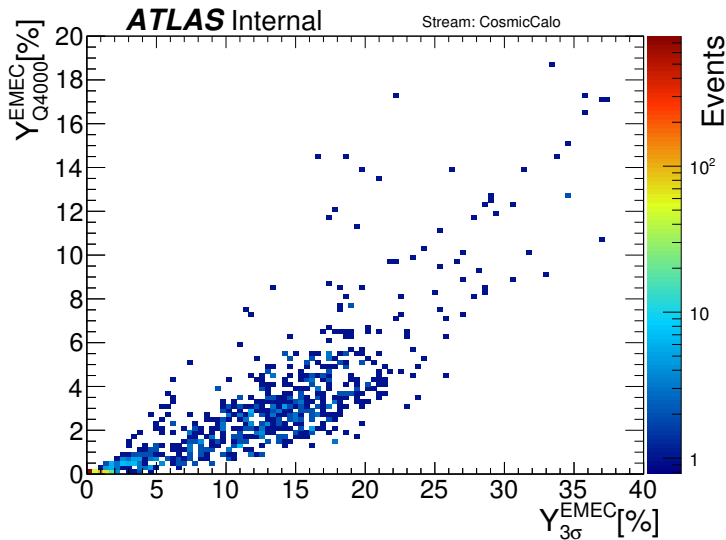


FIGURE 4.5 : Corrélation entre les distributions de $Y_{3\sigma}$ et $Y_{Q>4000}$ dans les EMEC.

4.3.3 Caractérisation temporelle

4.3.3.1 Estimation de la durée d'une bouffée de bruit cohérent

Afin d'estimer la durée du phénomène physique sous-jacent au bruit cohérent, les événements marqués sont agrégés temporellement.

Lorsque le laps de temps entre deux événements marqués consécutifs est inférieur à $2\delta t_{\text{Clustering}}$, ils sont alors regroupés pour former un agrégat. La procédure continue ainsi de proche en proche et fusionne les agrégats qui se touchent ou se superposent.

La marqueur standard est le plus restrictifs des deux marqueurs et correspond mieux à la topologies où le bruit est réparti sur un un grand nombre de cellules. Il est donc demandé qu'au moins un événement marqué comme standard soit présent dans chaque agrégat. Tous les autres agrégats ne sont pas considérés comme induis par une bouffée de bruit cohérent et n'entrent donc pas dans l'étude qui suit.

La valeur du temps caractéristique $\delta t_{\text{Clustering}}$ au début du Run-2 était égale à 100 ms ce qui correspondait à la valeur utilisée depuis le Run-1.

L'analyse de la durée des agrégats lors des premières prises de données de 2015 a montré une augmentation significative de leurs longueurs comparativement à celles du Run-1 dont l'ordre de grandeur était la μs . La distribution pour $\delta t_{\text{Clustering}}=100$ ms, sur la figure 4.6 montre en effet, un pic aux alentours du dixième de seconde qui n'avait pas été observé jusque là.

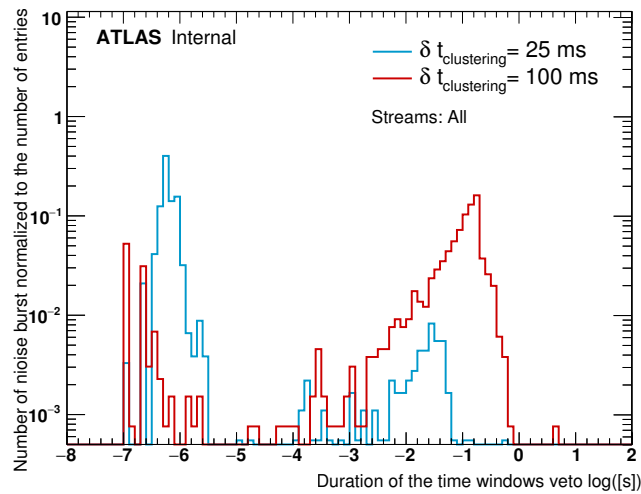


FIGURE 4.6 : Distribution du logarithme de la durée des agrégats lorsque le temps caractéristique $\delta t_{Clustering}$ est égal à 100 ms (en rouge), puis lorsque cette valeur est réduite à 25 ms (en bleu).

4.3.3.2 Analyse de la longueur des agrégats

La principale nouveauté par rapport à l'analyse effectuée durant le Run-1 réside dans l'inclusion de tous les flux dans la définition des bouffées alors qu'au Run-1, seul les flux *Express_Express* et *CosmicCalo* étaient utilisés. Le flux *Main* contenant les événements de collisions est largement majoritaire en terme de volume, son influence dans la procédure d'agrégation a tout d'abord été étudiée.

Sur la figure 4.7a on observe les distributions cumulées de la longueur des agrégats. Lorsque les flux *Express_Express* et *CosmicCalo* sont uniquement utilisés seuls 81 agrégats sont définis. Parmi eux, un peu plus de 50 ont une durée inférieure à 1 μ s.

Lorsque le flux *Main* est inclus, le nombre total d'agrégat augmente à 163. Parmi eux, 80 ont une durée inférieure à 10^{-2} s. Pour des durées plus grandes, le nombre d'agrégats augmente fortement.

C'est donc bien, l'inclusion du flux *Main* qui induit la définition de ces longs agrégats.

La distribution cumulée des longueurs des agrégats pour différentes valeurs de $\delta t_{Clustering}$ est montré sur la figure 4.7b. La réduction de $\delta t_{Clustering}$ entraîne la suppression des agrégats plus longs que 0.1 s. Ainsi pour une valeur de $\delta t_{Clustering} = 10$ ms, ce ne sont plus que 102 agrégats qui sont définis et parmi eux, 75 ont une durée inférieure à 1 μ s.

Ce comportement s'explique par la présence d'un grand nombre d'événements marqués comme saturé, mais dont l'origine n'est pas avérée comme venant d'une bouffée de bruit. La figure 4.8 montre en effet, dans le flux *Main*, le nombre de ces événements par *lumi-block*. Au début de la prise de données, lorsque la luminosité instantanée est maximale ($2.87 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour cette prise de données), jusqu'à 700 événements marqués comme

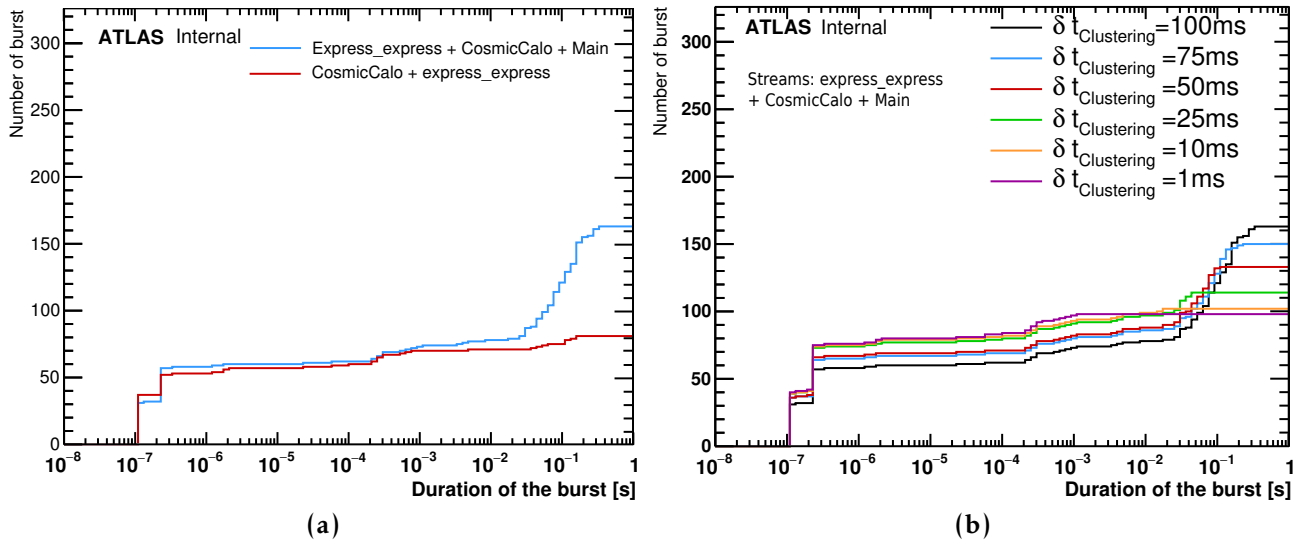


FIGURE 4.7 : Distributions cumulées de la durée des agrégats (a) avec et sans la présence de flux de collision Main et (b) en fonction du temps caractéristique d'agrégation $\delta t_{Clustering}$.

saturés sont définis par minute⁴. Ce taux diminue jusqu'à 200 à la fin de la prise de données.

On peut en déduire qu'entre 3 et 12 événements marqués comme saturés sont définis chaque seconde. Si cette fréquence est de l'ordre de $1/\delta t_{Clustering}$, dès qu'un agrégat est formé à cause d'une bouffée, un événement de ce bruit de fond aura alors de grandes chances d'être lui aussi agrégé ce qui induit alors une augmentation significative de la durée de l'agrégat.

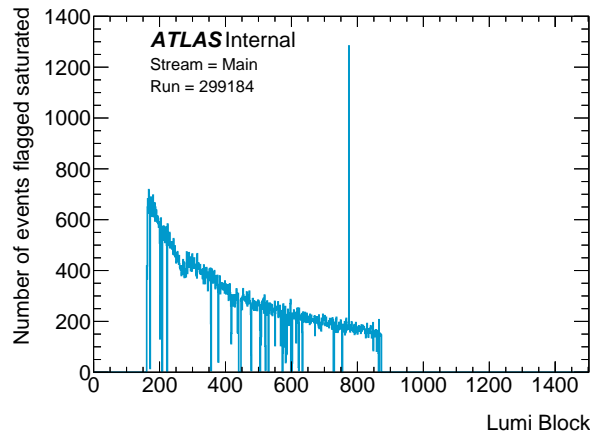


FIGURE 4.8 : Nombre de marqueurs saturé défini par lumi-block.

Au vu des résultats précédents, il a été rapidement décidé début 2015 de modifier la valeur de $\delta t_{Clustering}$ à 25 ms. La distribution correspondant à cette valeur de $\delta t_{Clustering}$

4. Un lumi-block dure environ 1 minute.

sur la figure 4.6 montre l'effet de cette réduction sur la distribution en temps des agrégats. La durée de la plupart des agrégats est à nouveau de l'ordre de la μs en accord avec ce qui avait été observé au Run-1. Ainsi en divisant par quatre la valeur de $\delta t_{\text{Clustering}}$, on a diminué d'environ 5 ordres de grandeur la taille de la majorité des agrégats. Cela confirme que les nombreux événements marqués saturés dans le flux *Main* n'ont pas de lien avec les bouffées de bruit cohérent et sont agrégés de manière fortuite.

4.3.4 Répartition des marqueurs à l'intérieur des agrégats

Pour comprendre plus précisément les effets mis en jeu lors de l'agrégation, la répartition des événements marqués à l'intérieur des agrégats a été étudiée.

4.3.4.1 Nombre de marqueurs à l'intérieur des agrégats

La distribution du nombre d'événements marqués comme standard par agrégat se trouve sur la figure 4.9a. Par définition, il y a plus de deux événements par agrégat. Pour toutes les valeurs entre 2 et 7, il y a entre 500 et 2000 agrégats alors que pour des valeurs supérieures à 8 il y a moins d'une quarantaine d'agrégats par intervalle. Cette discontinuité ne ressemblant pas à une limitation uniquement liée au phénomène physique sous-jacent, la corrélation de la durée des agrégats avec le nombre d'événements marqués a alors été étudiée.

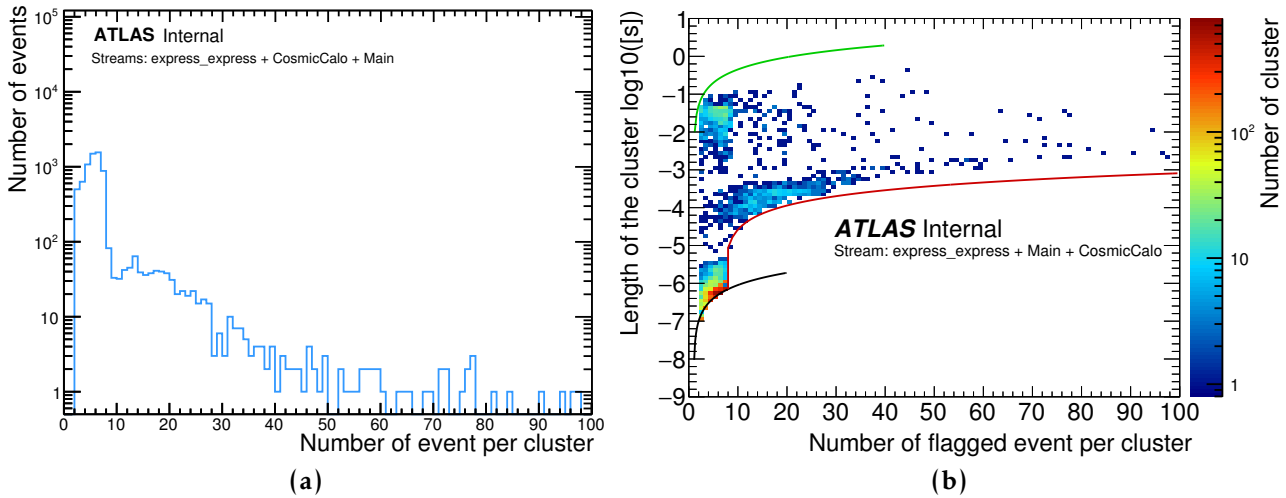


FIGURE 4.9 : (a) Nombre de marqueurs par agrégat et (b) corrélation entre la durée des agrégats et le nombre d'événements marqués qu'ils contiennent.

Cette corrélation est montrée sur la figure 4.9b où trois populations sont clairement visibles. Les différentes courbes représentent les limites imposées par les temps morts simples (courbe noire) et complexes (courbe rouge) (voir section 3.2.5) et par l'algorithme d'agrégation (courbe verte).

La plus grande population d'agrégats se concentre à proximité de la limite imposée par le temps mort simple. L'interprétation de cette structure est alors la suivante : en présence d'un phénomène induisant une bouffée de bruit, un maximum d'événements est déclenché dans la limite du temps mort simple (au maximum un événement toutes les 100 ns). Lorsque plus de 7 événements sont déclenchés, la limite imposée par temps mort complexe est atteinte et l'acquisition s'arrête. Les 8.75 μ s d'attente sont alors suffisantes pour laisser la bouffée s'évanouir.

4.3.4.2 Répartition des événements en temps à l'intérieur des fenêtres

Sur la figure 4.9b on observe aussi deux autres populations pour lesquelles la durée des agrégats est bien plus longue. Pour analyser séparément ces trois types de populations, une catégorisation a été effectuée comme décrite dans le tableau 4.1. Pour chacune de ces

TABLE 4.1 : Catégorisation des agrégats selon leur durée.

Catégories	longueur(l) [s]
Type 1	$l < 10^{-5}$
Type 2	$10^{-5} < l < 10^{-3}$
Type 3	$10^{-3} < l$

trois catégories, une répartition en pourcentage de la position en temps des événements par rapport à la durée totale de l'agrégat a été calculée. Ainsi le premier événement marqué d'un agrégat a pour position 0 et le dernier 100. Les distributions qui en résultent sont données sur les figures 4.10a et 4.10b. La deuxième figure est identique à la première mais a un axe des abscisses logarithmique pour observer les effets proches du premier événement marqué.

On remarque tout d'abord la structure en pics pour les agrégats de type 1 qui valide l'interprétation donnée ci-avant. Les événements sont déclenchés en chaîne jusqu'à ce que le système d'acquisition stoppe la prise de données par saturation. Les pics correspondent aux événements déclenchés.

Concernant la répartition des événements dans les agrégats de type 3, on observe uniquement une contribution proche du premier et du dernier événement. La distribution logarithmique montre en effet un regroupement des événements près du premier. Cette structure s'interprète comme résultant de la présence d'une bouffée de type 1 à laquelle un événement du fond saturé a été agrégé de manière fortuite.

Les agrégats de type 2 restent les moins bien compris. En admettant que leur durée soit de 10^{-4} s, le pic à 0.1% sur la figure 4.10b correspond bien à la période du temps mort simple (10^{-7} s). Mais la répartition uniforme des événements marqués dans la bouffée reste difficilement interprétable. Une telle structure résulte probablement d'effets combinés entre, les taux de déclenchement, les effets de temps mort et la durée intrinsèque des bouffées. La durée caractéristique de ces agrégats ($\approx 10^{-4}$ s) est aussi de l'ordre de gran-

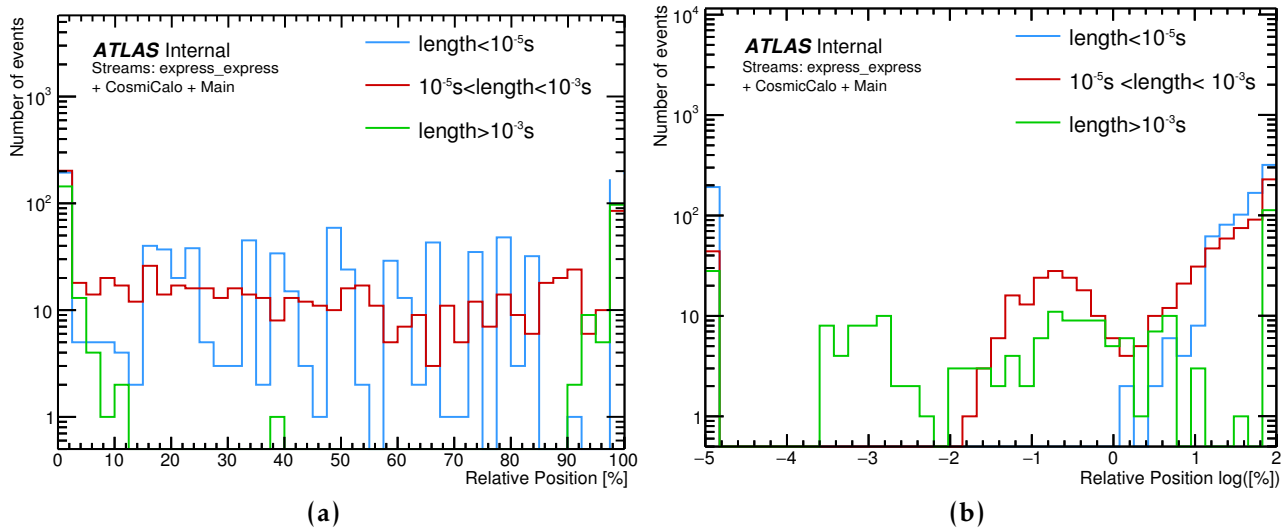


FIGURE 4.10 : Répartition en pourcentage de la position des événements marqués dans les agrégats (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.

deur de la période de révolution du LHC ce qui peut laisser penser à un effet de structure des faisceaux.

4.3.5 Taux de bouffées en fonction de la luminosité

L'augmentation du taux de bouffées en fonction de la luminosité instantanée était l'effet qui aurait pu poser le plus de problèmes avec la haute luminosité instantanée prévue au Run-2 du LHC. Cette corrélation a donc été surveillée dès les premières périodes de prises de données ⁵.

La figure 4.11 donne un ordre de grandeur du taux observé au début 2015. Ces valeurs sont comparables à celles observées durant le Run-1. De plus, on observe comme attendu une augmentation quasi linéaire du taux avec la luminosité instantanée.

La dépendance du taux de bouffées au Run-2 est donc comparable à celle du Run-1.

5. La montée en luminosité du LHC a entraîné une modification régulière des conditions de prises de données (changement des taux de trigger, modification de la structure de faisceau...) impactant fortement la structure de la figure 4.11. Seule une petite fraction des données prises en 2015 dans des conditions comparables est incluse dans cette figure.

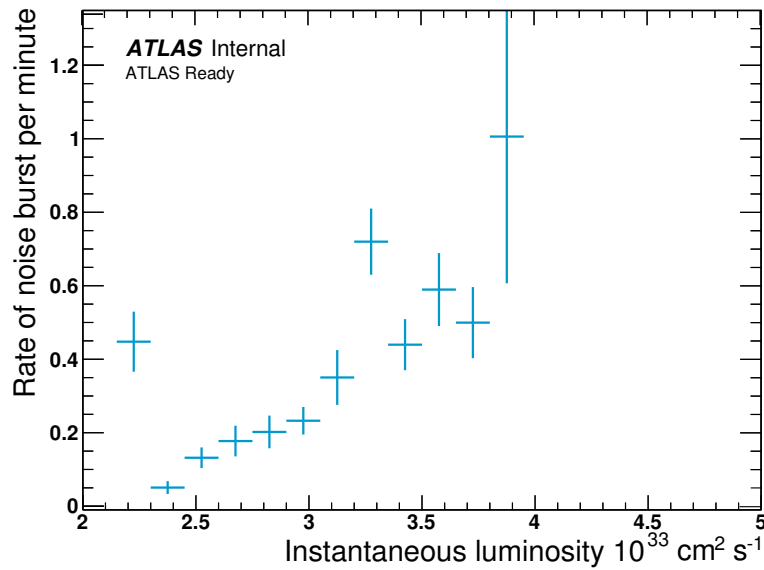


FIGURE 4.11 : Évolution du taux de bouffées de bruit avec la luminosité instantanée pour les premières périodes de prises de données du Run-2.

4.4 La méthode de suppression des bouffées de bruit cohérent

4.4.1 Veto temporel

La présence d'un signal cohérent à haut Q -factor pourrait aussi être la signature de nouvelle physique, tel que les particules à longues durées de vies, mais dans ce cas la probabilité d'obtenir plusieurs événements de ce type dans une courte période de temps est extrêmement faible. Ainsi, seul les périodes où un agrégat est formé (qui contient donc plusieurs marqueurs dont un au moins est standard, voir section 4.3.3.1) sont considérées.

Cependant ces agrégats ne sont qu'un estimateur du bruit dans les calorimètres puisque le système de déclenchement, avec ses seuils en énergie et le temps mort, ne permettent pas d'avoir une mesure en continue du bruit. Il est donc probable que les agrégats ne constituent que le cœur énergétique du véritable phénomène sous-jacent. Pour tous les agrégats une période de temps a donc été ajoutée avant et après l'agrégat pour former un fenêtre de veto comme l'illustre la figure 4.12. Jusqu'à présent la durée rajouté est égale à $\delta t_{\text{Clustering}}$.

Tous les événements se trouvant dans cette fenêtre se verront attribuer un bit d'information signifiant que les informations des détecteurs à argon liquide ne sont pas fiables. Ces événements ne devront pas être utilisés par les analyses en aval (performances, recherche, mesures...) utilisant les objets créés à partir des calorimètres à argon liquide (jets, électrons, photons).

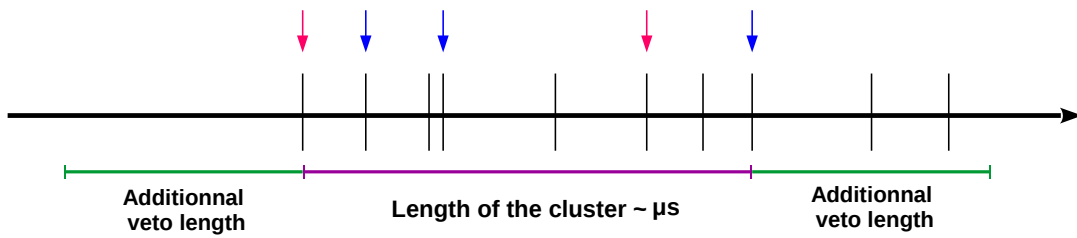


FIGURE 4.12 : Structure temporelle des bouffées et des périodes de veto. Les traits noirs correspondent aux événements acceptés par le système de déclenchement. Parmi eux, certains sont marqués standard (flèches rouges) d'autres saturés (flèches bleues). La période en violet correspond à la durée de l'agrégat et les périodes vertes sont les intervalles de temps ajoutés avant et après. L'ensemble forme une fenêtre de veto.

Les performances de traitement du bruit cohérent avec le marqueur standard et la procédure de veto sont montrées sur la figure 4.13. On voit que pour des valeurs de $Y_{3\sigma}$ supérieures à 3% la plupart des événements de bruit cohérent, et même la totalité au-delà de 20%, sont marqués comme standard. Le marqueur standard est donc efficace pour identifier le bruit cohérent.

La distribution des événements après application du veto présente une queue encore plus réduite pour des valeurs de $Y_{3\sigma}$ entre 3 et 10%. On remarque cependant que des événements avec un grand $Y_{3\sigma}$ passent ce veto dont 5 qui ont une valeur d' $Y_{3\sigma}$ au-delà de 20%. Certains événements marqués comme standard sont donc restés isolés ce qui montre une limite de la procédure de veto : il faut que le système de déclenchement soit capable d'accepter au moins deux événements plus proches que $\delta t_{\text{Clustering}}$ pour qu'une fenêtre de veto soit construite, ce qui ne semble pas toujours être le cas.

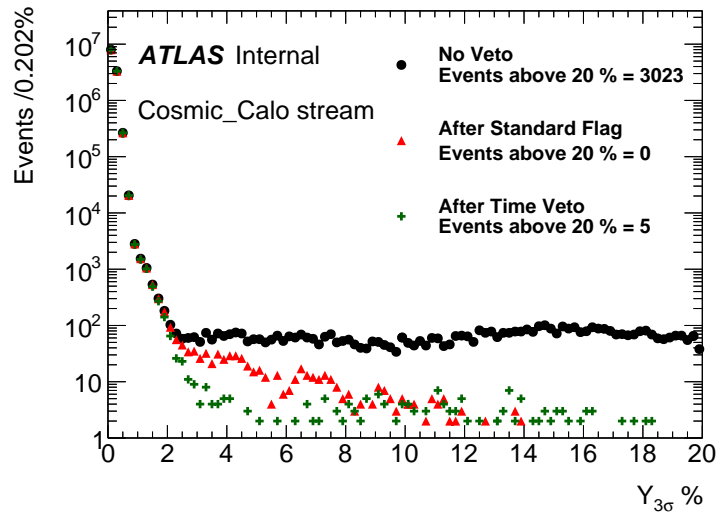


FIGURE 4.13 : Distribution dans les EMEC de la variable $Y_{3\sigma}$ sans filtrage (points noirs), avec uniquement les événements non marqués comme standard (triangles rouges) et avec uniquement les événements non supprimés par la procédure de veto (croix vertes).

4.4.2 Le veto dans l'acquisition d'ATLAS

Lors des procédures d'évaluation de la qualité des données, le flux *CosmicCalo* est utilisé pour extraire les cellules isolées et bruyantes durant la *calibration loop*. Les bouffées de bruit polluent cette extraction, il est donc nécessaire de définir les fenêtres de veto avant même que le flux *CosmicCalo* soit reconstruit par le traitement express (qui reconstruit une partie des données en quelques heures, voir figure 2.14).

Au Run-1 le nombre de *lumi-blocks* affectés par du bruit cohérent étaient limité. Ces *lumi-blocks* étaient alors exclu pour ne pas polluer l'évaluation express des cellules bruyantes. Cependant avec l'augmentation de luminosité et donc du taux de bouffées, cette procédure supprimerait trop de *lumi-blocks* pour évaluer correctement les cellules bruyantes.

Depuis le début du Run-2, une nouvelle procédure a alors été mise en place. Les fenêtres de veto sont définies par un algorithme (*Rerun*) qui analyse tous les événements acceptés par le système de déclenchement de haut niveau. Les fenêtres de veto obtenues sont alors inscrites dans une base de données de condition. Cette base de données est lue pendant la reconstruction des flux et les événements qui se trouvent dans une fenêtre de veto sont alors filtrés pour l'évaluation de la qualité des données.

Si malgré cette procédure des bouffées de bruit affectent toujours les données, un *defect* est alors apposé sur les *lumi-blocs* concernés.

Cette méthode a l'avantage d'analyser l'ensemble des événements acceptés par le HLT et ne requiert donc plus une chaîne de déclenchement dédiée à la recherche de bouffées, comme c'était le cas durant le Run-1.

4.4.3 Estimation des efficacités

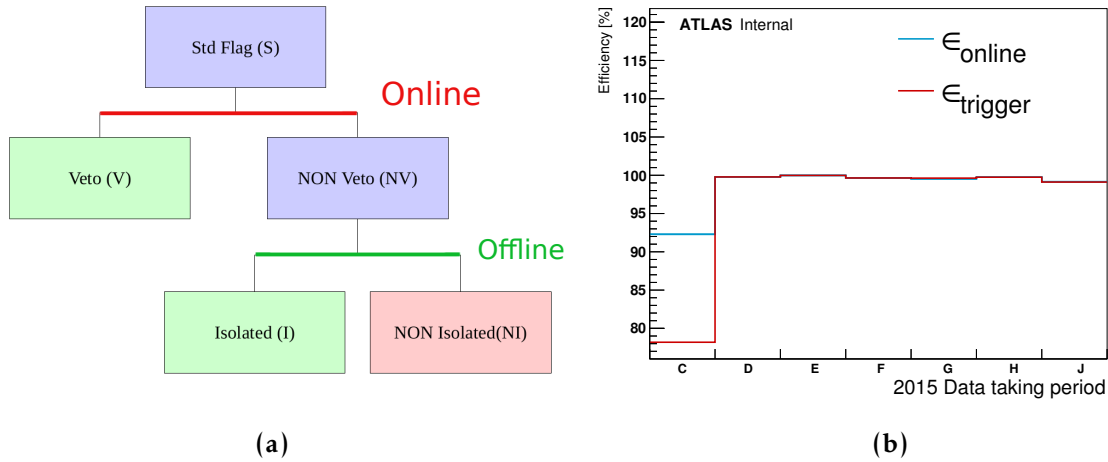


FIGURE 4.14 : (a) Arbre de classification utilisé pour estimer l'efficacité de l'algorithme de Rerun. Parmi tous les événements marqués comme standard certains se trouvent dans un fenêtre de veto définie online par l'algorithme de Rerun (V). Les autres (NV) sont ré-analysées par un algorithme offline. Si dans ce cas, les événements sont toujours isolés on les considère comme tel (I) et ceux qui se retrouvent maintenant dans une fenêtre de veto (NI) traduisent une inefficacité du processus online. (b) efficacités ϵ_{online} et $\epsilon_{trigger}$ en fonction de la période de prise de données en 2015. La période C correspond à une période de mise en place, où des erreurs de configuration sur le système de déclenchement ont été découvertes. Ainsi les données dans ces périodes ne sont pas utilisées dans les analyses d'ATLAS.

La nouvelle procédure de veto *online*, présentée précédemment a été testée. Pour cela, l'étude suivante ne considère que les marqueurs standard. Elle compare les efficacités relatives entre la méthode utilisée durant le Run-1 et celle appliquée depuis le début du Run-2. Pour ce faire, les événements marqués ont été agrégés une deuxième fois par un algorithme *offline* et les périodes de veto ont été définies en se basant sur cette deuxième méthode.

Les événements marqués standard ont été classés en 3 catégories comme le montre le diagramme de la figure 4.14a :

1. Les événements filtrés par le veto *online* (V)
2. Les événements non filtrés par le veto *online* et non filtrés par celui *offline* (I)
3. Les événements non filtrés par le veto *online*, mais qui l'ont été par le veto *offline*(NI)

Ce sont les événements (NI) qui sont *a priori* problématiques puisqu'ils sont traités différemment par les deux algorithmes. Une quantité importante de ces événements traduirait un défaut dans un des deux algorithmes. Pour estimer leur quantité, on définit les efficacités suivantes :

- $\epsilon_{online} = \frac{V}{V+NI}$: cette valeur estime l'efficacité de la procédure online comparative-ment à la procédure offline. Si la procédure offline ne trouve pas plus de marqueurs à

enlever que la procédure online, alors la procédure online est au moins aussi efficace que celle offline. Dans ce cas $NI \rightarrow 0$ et $\epsilon_{online} \rightarrow 100\%$

- $\epsilon_{trigger} = \frac{V+NI}{V+NI+I}$: cette valeur quantifie la capacité du système de déclenchement à trouver une bouffée de bruit cohérent, en admettant qu'il n'existe véritablement aucun marqueur standard isolé. Si cette valeur tend vers 100% alors tous les marqueurs standard devraient être supprimés par l'algorithme de *Rerun*.

Sur la figure 4.14b sont données les valeurs de ces efficacités pour les différentes périodes de prises de données en 2015. À partir de la période D (prises de données à 25 ns entre chaque paquet de protons), les deux valeurs précédemment citées sont toujours supérieures à 99%. Cela correspond au résultat de la figure 4.13 qui montre qu'une petite fraction des événements marqués standard ne sont pas supprimés par le veto.

L'efficacité de la nouvelle méthode et celle utilisée durant le Run-1 sont donc très proches. De plus, le système de déclenchement est généralement suffisamment efficace pour enregistrer plusieurs événements d'une même bouffée avec une probabilité supérieure à 99%.

4.5 Validation du marqueur optimisé

4.5.0.1 Sélection des événements de bruit cohérent

Sur la figure 4.13 on remarque que la procédure pourrait être améliorée pour des valeurs de $Y_{3\sigma}$ comprises entre 2 et 10% car à ces valeurs certains événements ne sont pas supprimés par le veto. Un nouveau marqueur a donc été testé : le marqueur "standard optimisé".

Pour chaque FEB un poids de 1 est assigné et est doublé pour les FEB particulièrement sujettes au bruit cohérent⁶. Ce marqueur demande alors au moins 30 cellules avec un *Q-factor* supérieur à 4000, dans un nombre de FEB dont la somme des poids doit au moins être égale à 5.

Ce marqueur englobe le marqueur standard et permet aussi d'augmenter la sensibilité de sélection pour les événements avec peu de cellules bruyantes (petit $Y_{3\sigma}$), mais où ces cellules sont connues comme souvent bruyantes.

La figure 4.15a présente la comparaison des distributions en $Y_{3\sigma}$ après filtrage des événements marqués comme standard ou standard optimisé. Comme attendu, le marqueur standard optimisé est plus efficace, tous les événements au-delà de 10% sont maintenant marqués. Cette amélioration est effective à partir de $Y_{3\sigma} \approx 5\%$.

6. La détermination des FEB bruyantes vient de l'observation des données du Run-1. Une vingtaine de FEB ont ainsi été considérées comme particulièrement bruyantes.

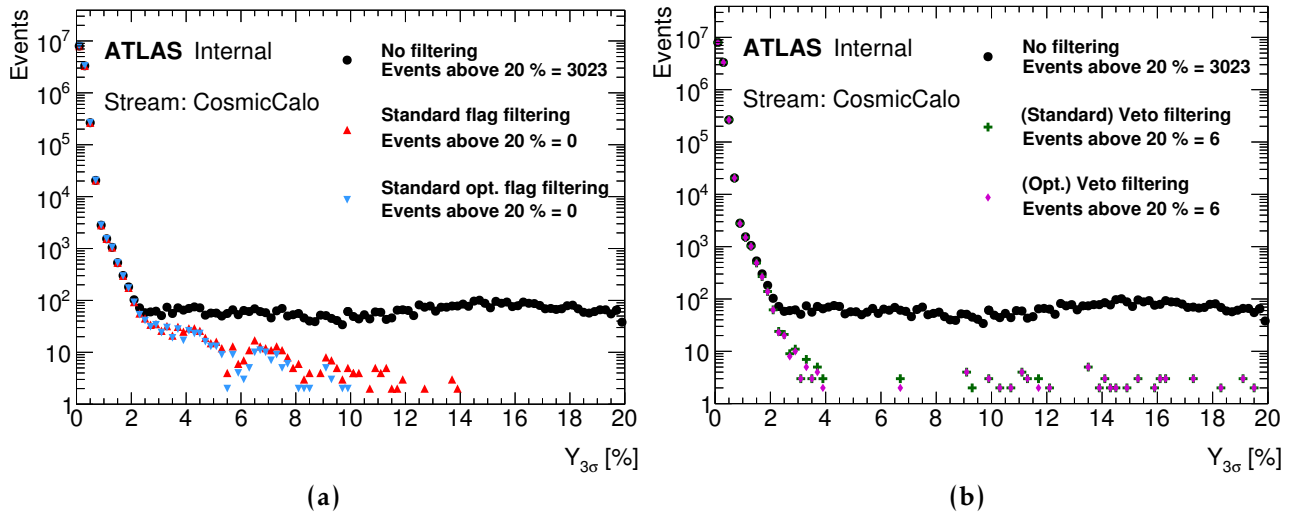


FIGURE 4.15 : Comparaison des distributions en $Y_{3\sigma}$ avec l'utilisation des marqueurs standard et standard optimisé (a) pour les événements non marqués et (b) pour les événements ayant survécu au veto.

4.5.0.2 Évolution après le veto

Les distributions en $Y_{3\sigma}$ sur la figure 4.15b permettent donc de comparer les événements après le filtrage par un veto se basant sur des marqueurs standard ou standard-optimisé.

Aucune différence significative n'est observée entre les deux distributions. Cela traduit le fait que le marqueur optimisé a essentiellement transformé le type des marqueurs pour les événements déjà présents dans les fenêtres de veto. De plus, cela tend à montrer que la limitation d'efficacité du veto pour $Y_{3\sigma} > 10\%$ provient principalement de l'incapacité à enregistrer ou définir un deuxième événement marqué proche d'un événement qui l'est déjà.

4.6 Impact de la haute tension des sondes de pureté

Depuis le Run-1 de nombreux tests ont été effectués pour essayer comprendre si les différentes alimentations électrique dans le cryostat des bouchons avait un impact sur la présence de bouffées de bruit cohérent [78]. Toujours dans ce cadre, l'impact des sondes de pureté sur les bouffées de bruit a été testé fin 2015.

4.6.1 Le système de mesure de la pureté de l'argon liquide

La surveillance de la pureté de l'argon est nécessaire pour assurer une réponse constante du calorimètre dans le temps. En effet, le dégazage du matériel soumis aux forts taux de radiation du LHC, ou des microfuites peuvent introduire par exemple de l'oxygène dans

le cryostat. Le pouvoir électronégatif de cet élément peut réduire la charge d'ionisation et ainsi biaiser la mesure en énergie.

Pour surveiller le taux d'impureté, on mesure la charge déposée par une source radioactive mono-énergétique de Am^{241} et Bi^{207} avec une chambre à ionisation. Cette charge devant être constante au cours du temps, toute évolution traduit un changement du taux d'impureté de l'argon.

4.6.2 Perspectives de réduction du taux de données perdues

L'alimentation haute tension des sondes de pureté a été éteinte en fin 2015, pour tester leur impact sur les bouffées de bruit cohérent.

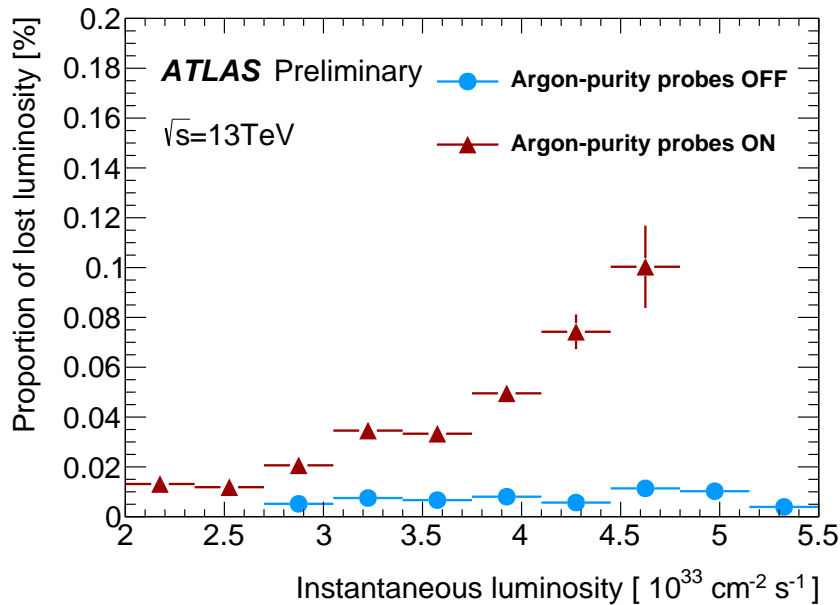


FIGURE 4.16 : Proportion de luminosité perdue par lumi-block à cause de la procédure de veto, en fonction de la luminosité instantanée. La distribution en triangles rouges représente cette perte lorsque la haute tension des sondes de pureté est allumée et en points bleus lorsqu'elle est éteinte.

La figure 4.16 permet de comparer les pertes de luminosité induites par les bouffées lorsque la haute tension des sondes de pureté est allumée ou éteinte.

On voit donc que de manières comparables aux figures 4.1b et 4.11, les pertes de luminosité augmentent quasi linéairement avec la luminosité instantanée lorsque les sondes sont allumées. En revanche, dans le cas où elles sont éteintes cette dépendance disparaît et le taux de perte reste stable autour de 0.01%.

4.6.3 Stabilité de la pureté

Les performances requises en terme de pureté de l'argon correspondent à un taux d'impureté inférieur à 1 ppm. Depuis le début des prises de données du LHC, la pureté de l'argon liquide a été fréquemment mesurée. La figure 4.17 donne un exemple de cette mesure pour le tonneau et montre que ce taux est resté bien inférieur à 0.3 ppm et a même tendance à diminuer depuis le début des prises de données d'ATLAS.

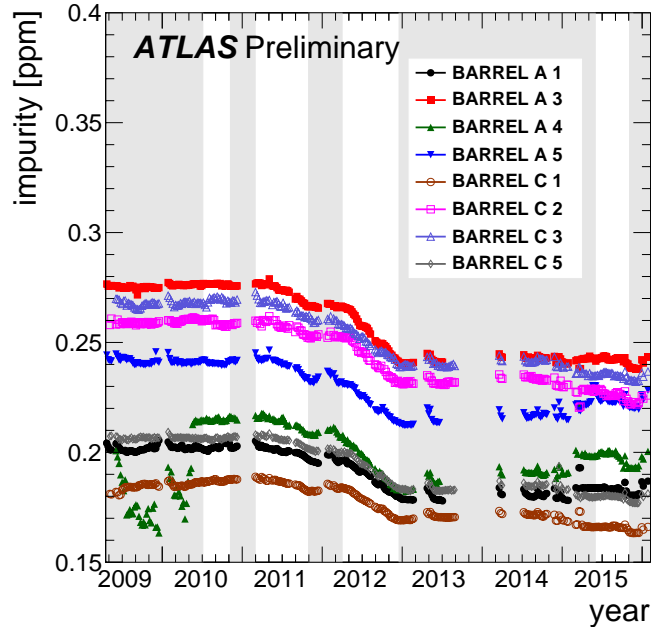


FIGURE 4.17 : Taux d'impuretés mesuré dans le tonneau depuis le début des prises de données d'ATLAS. Les périodes de prises de données sont en blanc et les arrêts sont grisés.

Au vu de cette remarquable stabilité sur plusieurs années, il est tout à fait possible d'arrêter la mesure de pureté pendant les prises de donnée.

4.6.4 Modification structurelle des bouffées

Bien que le taux des bouffées soit réduit par l'arrêt de la haute tension des sondes de pureté, il n'est cependant pas totalement supprimé. Il est donc intéressant de vérifier les principales observables pour les bouffées restantes.

La figure 4.18a permet de comparer la distribution des longueurs des agrégats lorsque les sondes de pureté sont allumées ou non. On remarque que le nombre d'agrégats de type-1 est fortement réduit comparativement aux autres types. Le pic à petites valeurs est bien moins marqué.

De plus, la figure 4.18b compare l'amplitude du bruit en terme d'occupation ($Y_{3\sigma}$). Ainsi lorsque les sondes de pureté sont éteintes, les événements qui restent peuvent toujours présenter des valeurs de $Y_{3\sigma}$ allant jusqu'à 20%.

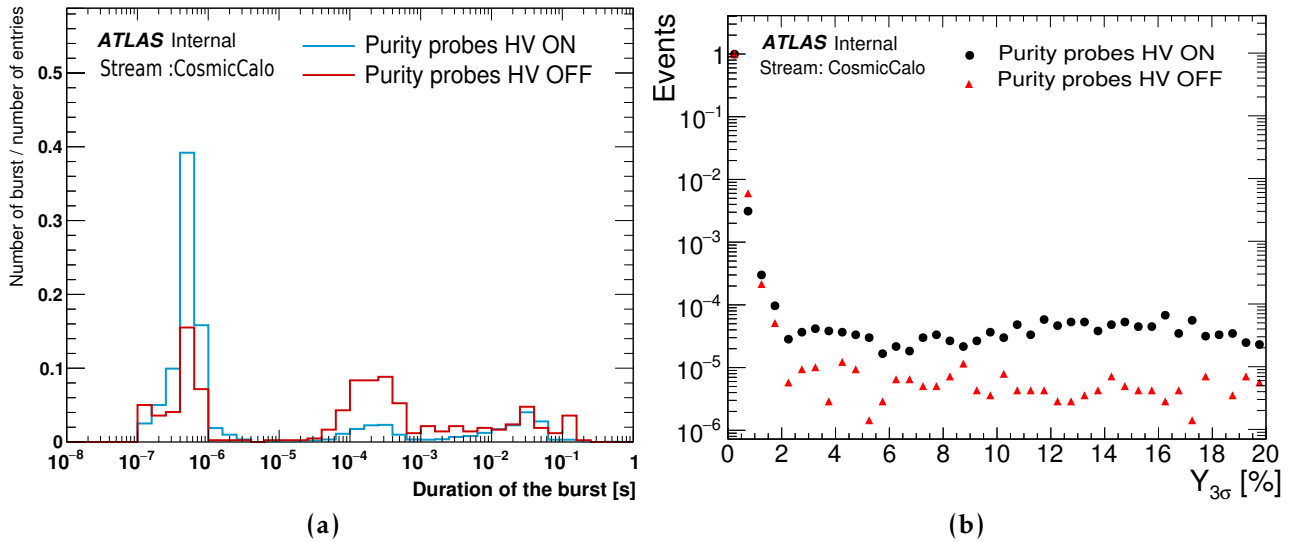


FIGURE 4.18 : Comparaison des propriétés des bouffées de bruit cohérent lorsque les lignes haute tension du système de pureté sont éteintes ou non : (a) durée des agrégats et (b) distribution en $Y_{3\sigma}$. Les distributions sont normalisées au nombre d'entrées.

Ainsi, bien que l'extinction de la haute tension des sondes de pureté diminue significativement le taux de bouffées, la procédure de veto doit être conservée afin de ne pas rater les quelques événements de bruit cohérent toujours présents.

4.7 Perspectives et impact sur les prises de données depuis 2016

Cette analyse a tout d'abord montré que les bouffées de bruit cohérent observées durant le Run-1 sont encore visibles durant le Run-2 et que leurs propriétés sont dans l'ensemble restées similaires.

Cette étude a montré la nécessité d'optimiser le temps d'agrégation $\delta t_{\text{Clustering}}$. La réduction de la valeur de cette variable a pu compenser l'allongement des périodes de veto induit par les événements d'empilement. Les performances d'un nouveau marqueur optimisé ont aussi été évalués. Enfin cette étude a induit une modification des prises de données puisque les sondes de pureté sont maintenant éteintes par défaut.

4.7.1 Optimisation du temps caractéristique d'agrégation et de veto

Il a été montré précédemment que lorsque $\delta t_{\text{Clustering}}$ est trop grand, la méthode d'agrégation a tendance à récupérer des événements non issus des bouffées. Un estimateur de

l'impact de ces événements est le nombre d'événement marqués uniquement comme saturé et se trouvant dans les agrégats. Sur la figure 4.19 on voit effectivement que le nombre de marqueurs uniquement saturés augmente fortement pour une valeur de $\delta t_{\text{Clustering}}$ supérieure à 10 ms.

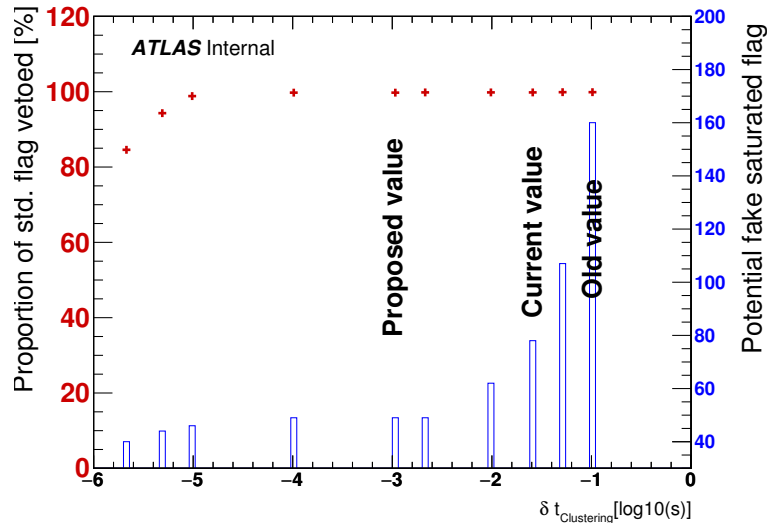


FIGURE 4.19 : Proportion du nombre d'événements marqués comme standard enlevés par la procédure de veto (croix rouges) et nombre d'événements uniquement marqués comme saturés (barres bleues) en fonction $\delta t_{\text{Clustering}}$.

L'efficacité de sélection des bouffées est estimée par la proportion d'événements marqués comme standard et qui se trouvent dans une fenêtre de veto. Pour des valeurs de $\delta t_{\text{Clustering}}$ trop petites, cette efficacité chute, car le système de déclenchement n'est pas capable de définir des événements proches. Au-delà de 10^{-5} s cette proportion est à la fois stable et très proche de 100%.

Sur la figure 4.19, on retrouve la valeur initiale de $\delta t_{\text{Clustering}}$ (*Old value*), puis celle utilisée entre août 2015 et début 2017 (*Current value*). On voit que selon cet estimateur, la réduction de $\delta t_{\text{Clustering}}$ a permis effectivement de limiter l'impact des agrégations fortuites. Au vu de cette mesure la valeur permettant le meilleur compromis entre une bonne efficacité de sélection des événements marqués standard et l'agrégation d'un minimum de "faux" événements marqués, se situe aux alentours de $\delta t_{\text{Clustering}} = 1$ ms. De plus cette valeur à l'avantage de se trouver sur un palier. Utiliser une telle valeur de $\delta t_{\text{Clustering}}$ rendrait la sélection des bouffées résiliente vis-à-vis d'une augmentation de la fréquence du fond, ou d'une perte d'efficacité due au système de déclenchement.

Dans le traitement des données 2016, la valeur de 1 ms pour $\delta t_{\text{Clustering}}$ a ainsi été utilisée, permettant une optimisation des fenêtres de veto. Cette valeur est maintenant utilisée par défaut pour la prise de donnée de 2017.

4.7.2 Redéfinition des marqueurs

Cette étude a permis de mettre en évidence l'impact de l'empilement sur la définition des marqueurs. Cela s'est traduit tout d'abord par une augmentation du taux d'événements marqués comme saturés. Mais avec une luminosité instantanée allant jusqu'à $1.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ les effets d'empilement ont finalement aussi impacté la définition des marqueurs standards.

Afin de réduire cette sensibilité à l'empilement les huit FEB de la roue interne des EMEC ont été exclues de la définition des marqueurs. Depuis, les taux de marqueurs ont été fortement réduits et le retraitement des données a permis de récupérer certains lumi-block auparavant masqués car suspectés de contenir une bouffée incorrectement filtrée par le veto.

Les performances du nouveau marqueur (standard optimisé) ont aussi été évaluées. Bien que ce marqueur soit plus efficace pour sélectionner les événements à haut $Y_{3\sigma}$ peu de changement a été observé dans le nombre d'événements filtrés par le veto.

4.7.3 Fonctionnement des calorimètres

L'arrêt des sondes de pureté a induit une diminution significative du taux de bouffées. Leur amplitude reste cependant importante puisque certains événements ont encore des valeurs d' $Y_{3\sigma}$ dans les EMEC supérieur à 10%. Néanmoins, les prises de données sont maintenant effectuées par défaut avec les sondes de pureté éteintes.

4.7.4 Performances finales et perspectives

La surveillance des bouffées de bruit en 2016 a été guidée par les études précédentes. L'effet semble toujours sous contrôle même pour des luminosités supérieures à $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le tableau 4.2 présente les pertes de luminosité induites par les bouffées de bruit cohérente depuis le début du Run-2.

TABLE 4.2 : Pertes de données induites par les bouffées de bruit cohérent en proportion de la quantité de données analysées chaque année. ϵ_{veto} représente les pertes dues aux périodes de veto et ϵ_{defect} représente les pertes induites par l'apposition de défauts. Le retraitement des données (reproc.) a été effectué en utilisant au maximum les optimisations que cette analyse propose.

	2015	2015 (reproc.)	2016	2016 (reproc.)	2017 (until 18/07)
ϵ_{veto}	0.02%	0.02%	0.01%	0.01%	0.03%
ϵ_{defect}	0.02%	0.01%	0.22%	0.08%	<0.01%

On peut voir que l'optimisation de la procédure de veto et la redéfinition des marqueurs utilisé dans le retraitement des données (reproc) a permis de réduire les pertes de données. Cette optimisation a notamment permis en 2016 de passer de 0.22% à 0.08% de pertes dues au défauts.

La modification de l'acquisition des données des calorimètres à argon liquide prévue pour la phase 2 d'améliorations devra prendre en compte ces phénomènes de bouffées de bruit cohérent. À l'heure actuelle il est envisagé d'inclure une procédure de reconstruction d'amas électromagnétiques au premier niveau de décision (Level-0). Il faut alors s'assurer que les bouffées de bruit cohérent sont compatibles avec les pré-requis de cette méthode.

5.1	Phénoménologie	89
5.1.1	Le quark top, une particule pas comme les autres	89
5.1.2	Production de paires de quarks top $t\bar{t}$ au LHC	90
5.1.3	La production de quarks top célibataires	91
5.1.4	Mesure de la masse du quark top	93
5.2	Implication du quark top dans les recherches au-delà du Modèle Standard	93
5.2.1	Exemples de modèles pouvant mener à la production de particules se désintégrant en paires de quarks top	93
5.2.2	Autres modes de production BSM impliquant le quark top	95
5.3	La recherche de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$	96
5.3.1	État de l'art	96
5.3.2	Résumé de la procédure d'analyse	98
5.3.3	Précisions sur les quarks top boostés	98

Nous nous concentrerons dans ce chapitre sur la phénoménologie du quark top. Ses principales propriétés ainsi que ses modes de production seront abordés. La recherche de physique au-delà du Modèle Standard étant justifiée au chapitre 1, une explication plus spécifique sera donné sur l'intérêt de cette particule pour chercher la nouvelle physique. Quelques exemples de modèles pouvant être sondés en cherchant des résonances $t\bar{t}$ seront rapidement décrits. Enfin nous présenterons un état de l'art de cette recherche ainsi qu'une description dans les grandes lignes de l'analyse.

5.1 Phénoménologie

5.1.1 Le quark top, une particule pas comme les autres

Le quark top a été découvert en 1995 au Tevatron avec les expériences CDF et DØ au Fermilab près de Chicago [79, 80]. C'est la particule la plus massive du Modèle Standard avec une masse de $m_{top} = 173.34 \pm 0.76$ GeV [81]. Cette masse traduit un fort couplage de Yukawa du quark top avec le boson de Higgs, ce qui fait de ce quark une particule intéressante pour sonder l'échelle d'énergie électrofaible.

De plus, le quark top est suffisamment instable pour se désintégrer avant de s'hadroniser. Son canal de désintégration quasi exclusif est celui produisant un quark b et un boson W [19, 82] avec un temps caractéristique de l'ordre de 10^{-25} s créant ainsi une signature caractéristique et bien identifiable dans l'environnement du LHC.

5.1.2 Production de paires de quarks top $t\bar{t}$ au LHC

Au LHC la production majoritaire de quarks top se fait par paire $t\bar{t}$. La production QCD à partir de la fusion de gluons illustrée sur la figure 5.1a est le processus dominant à 90% [19].

Ainsi pour une valeur d'énergie dans le centre de masse égal à 13 TeV de collisions proton-proton, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avoisine 830 pb^{-1} . Pour la luminosité instantanée nominale du LHC égale à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, une paire $t\bar{t}$ est créée chaque seconde. Les mesures des sections efficaces pour différentes énergies dans le centre de masse sont résumées sur la figure 5.1b. Cette dernière montre encore une fois un très bon accord entre la prédiction du Modèle Standard et les mesures.

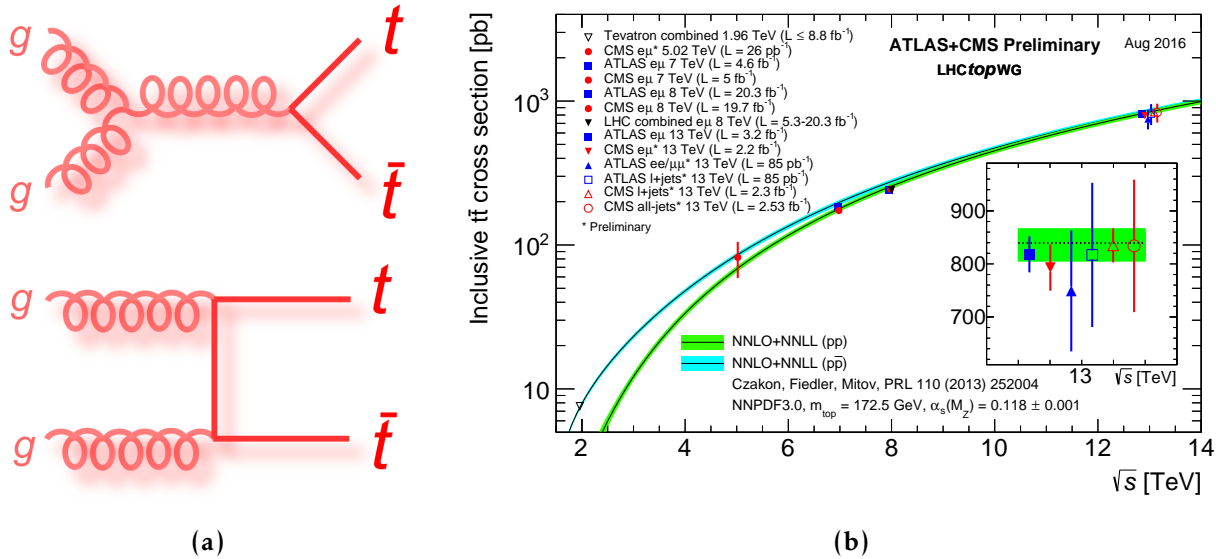


FIGURE 5.1 : (a) Diagrammes de Feynman de production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons [83]. (b) Sections efficaces de production de paires de quarks top pour différentes énergies dans le centre de masse des collisions proton-proton [82].

Chaque quark de la paire $t\bar{t}$ se désintègre en produisant un boson W et un quark b. Le boson W se désintègre à $\approx 67\%$ en produisant deux quarks et se désintègre à $\approx 10\%$ en chacun des leptons plus le neutrino associé. Cela mène aux états finaux définis sur la figure 5.2, où l'on peut distinguer trois principales familles :

- **Tout hadronique** (*alljets*) $t\bar{t} \rightarrow Wb + Wb \rightarrow qqb + qqb$. Ce canal a le plus haut taux de production (46%). Cependant, le fond hadronique présent au LHC rend ce canal

plus difficile à identifier.

- **Dileptonique** (*dileptons*) $t\bar{t} \rightarrow Wb + Wb \rightarrow l\nu b + l\nu b$. Ce canal est celui avec le moins de bruit de fond puisqu'il contient deux leptons. Mais la présence de deux neutrinos dans l'état final rend la reconstruction sous-contrainte et augmente ainsi les incertitudes systématiques.
- **Semileptonique** (*lepton + jets*) $t\bar{t} \rightarrow Wb + Wb \rightarrow qq b + l\nu b$. C'est ce canal qui constitue le meilleur compromis entre une bonne statistique et un faible bruit. Nous avons donc choisi ce canal pour mener la recherche de résonance $t\bar{t}$. Les canaux électron+jets et muon+jets seront utilisés.

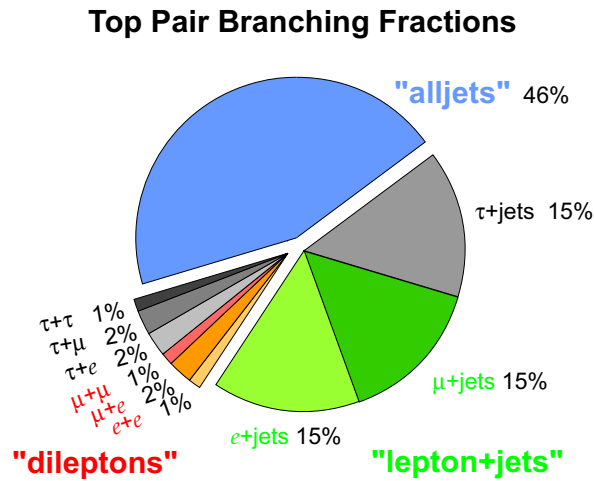


FIGURE 5.2 : Canaux de désintégration des paires de quarks top. Les valeurs des rapports d'embranchement sont aussi affichées sur ce diagramme [83].

5.1.3 La production de quarks top célibataires

Il est aussi possible de produire des quarks top célibataires c'est à dire sans leur anti-particule. Cette production peut s'effectuer selon les trois voies présentées sur les diagrammes 5.3a, 5.3b et 5.3c.

La première dite en voit "s" se caractérise par la production d'un quark b additionnel. La deuxième en voit "t" produit en plus un quark léger et la dernière produit un boson W additionnel. La section efficace de production pour les deux derniers processus a été mesurée pour différentes énergies dans le centre de masse comme montré sur la figure 5.4. Pour la voie "s", le bruit de fond important et la faible section efficace rendent la mesure plus complexe, expliquant l'absence de mesure à 13 TeV. On observe ici aussi un très bon accord entre les valeurs prédites par le Modèle Standard et celles mesurées.

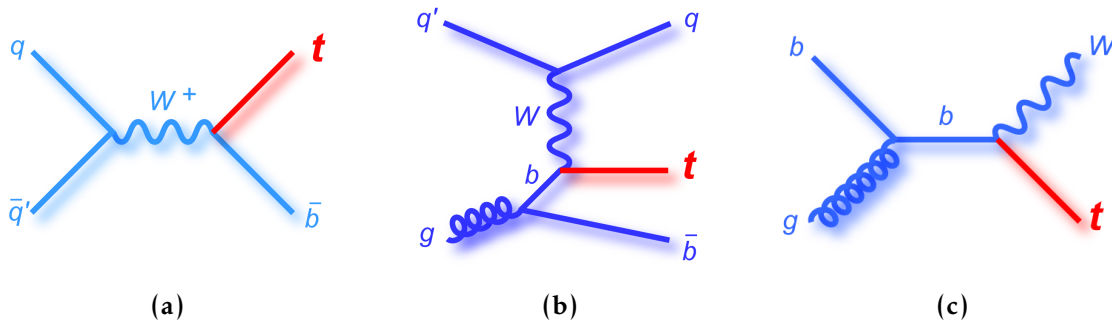


FIGURE 5.3 : Exemples de diagrammes de Feynman de production de quarks top célibataires (a) en voie "s", (b) en voie "t" et (c) en production associée avec un W [83].

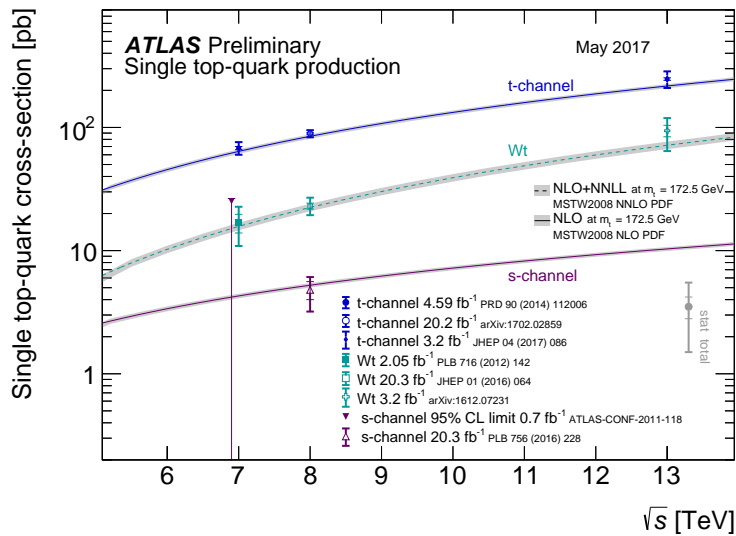


FIGURE 5.4 : Mesures des sections efficaces de production de quarks top célibataires pour différentes énergies dans le centre de masse (références dans la figure) [84].

5.1.4 Mesure de la masse du quark top

Comme nous l'avons déjà vu dans les sections précédentes, la masse du quark top est particulièrement élevée : $m_{top} = 173.34 \pm 0.76$ GeV [81]. Cette masse joue un rôle particulier puisqu'elle influe le couplage du quark top avec les autres particules, mais aussi dans son temps de vie par exemple.

La mesure principale de cette masse au LHC consiste à reconstruire la masse des paires $t\bar{t}$ dans les données. Un gabarit du signal est modélisé pour différents points de masse. Un ajustement entre les données et les différents gabarits est effectué pour trouver la masse la plus en accord avec les données.

La définition théorique de cette masse est cependant non triviale [85]. En effet la masse utilisée dans l'étude décrite ci-avant n'est qu'un paramètre de la simulation Monte-Carlo et n'a pas de définition théorique précise. En effet cette masse dépend du schéma de renormalisation (la façon de calculer les boucles) et n'est donc pas une constante physique mesurable sans ambiguïté.

D'autres analyses cherchent à mesurer la masse physique du quark top en s'affranchissant de la masse Monte-Carlo. Par exemple certaines analyses utilisent la dépendance de la section efficace de production $t\bar{t}$ avec la masse physique [86].

5.2 Implication du quark top dans les recherches au-delà du Modèle Standard

Dans de nombreuses théories au delà du Modèle Standard (*Beyond Standard Model*, BSM), le couplage des nouvelles particules avec les particules de la troisième génération (les plus lourdes) est favorisé. Cela fait du quark top l'une des sondes les plus appropriées pour rechercher la physique au-delà du Modèle Standard.

Le quark top joue plus particulièrement un rôle important dans le problème de la naturalité puisque la correction radiative dominante sur la masse du boson de Higgs vient des boucles de quarks top. Pour résoudre ce problème, il existe trois idées principales que nous allons présenter dans leurs grandes lignes.

5.2.1 Exemples de modèles pouvant mener à la production de particules se désintégrant en paires de quarks top

5.2.1.1 La Technicouleur

Les version récentes de la technicouleur se basent sur le fait que le boson de Higgs n'est pas une particule fondamentale, mais composite (ayant une sous-structure). Il serait un état lié de nouveaux fermions sensibles à une nouvelle interaction de jauge. Son mécanisme

de génération serait comparable à celui du pion. L'échelle d'énergie de cette nouvelle interaction symétrie fournirait une coupure qui permettrait d'éviter les divergences dans la masse du boson de Higgs.

Cependant, la Technicouleur ne peut pas expliquer seule la masse des fermions. Pour ce faire, il faut étendre son groupe de symétrie. On obtient alors un modèle dit *Extended Technicolor* (ETC), cependant ce dernier n'est toujours pas capable d'expliquer la masse du quark top. Il faut encore étendre le groupe de symétrie pour obtenir une nouvelle extension appelée *Technicouleur assisté par TopCouleur* [87] (TC2). Ce modèle produit un nouveau boson Z' se désintégrant préférentiellement en paires $t\bar{t}$. Un exemple de la distribution en masse invariante du système $t\bar{t}$ produit pour différentes masses du Z' est donné sur la figure 5.5a.

Cette théorie est défavorisée depuis la découverte d'un boson scalaire au LHC. Les mesures des propriétés de cette particule tendent à montrer que c'est effectivement le boson de Higgs prédit par le Modèle Standard [88, 89] et qui est donc une particule fondamentale. Elle reste tout de même utilisée comme référence dans l'analyse, car elle permet de produire un boson Z' de faible largeur et qui se désintègre en paires $t\bar{t}$.

Dans ce document seul ce type de signal est utilisé. Pour des raisons historiques et pour faciliter les comparaisons entre expériences, les paramètres du modèle sont ajustés pour que sa largeur relative à sa masse soit $\Gamma/m = 1.2\%$. Pour simplifier les notations, ce signal sera simplement appelé Z' .

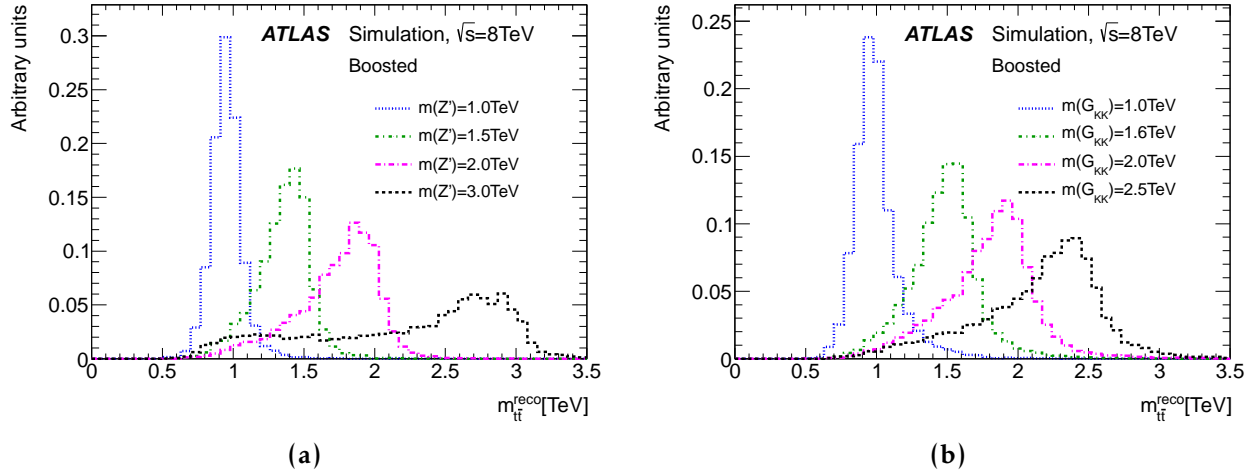


FIGURE 5.5 : Distribution en masse invariante (a) pour des Z' de différentes masses et de largeur $\Gamma/m=1.2\%$, générés à partir d'un modèle de Technicouleur assisté par Topcouleur (TC2) et (b) pour des Gravitons de Kaluza-Klein (G_{kk}) [90].

5.2.1.2 Les dimensions supplémentaires

Certaines théories prévoient l'existence de dimensions supplémentaires dans lesquelles la gravitation se propagerait préférentiellement et nous n'en ressentirions donc qu'un effet

dilué [91, 92]. Dans ce cas, le problème de la hiérarchie (et donc de la naturalité) serait résolu, car l'échelle de Planck pourrait être bien plus proche de l'échelle électrofaible. Si cette échelle se trouve au-dessous de quelques TeV, le problème de la naturalité n'aurait plus lieu d'être.

Les modèles étudiés dans notre analyse ont des dimensions supplémentaires compactifiées ce qui induit la présence de tours de Kaluza-Klein. Ce sont des excitations des champs qui se propagent dans les dimensions supplémentaires et qui peuvent se désintégrer en particules du Modèle Standard. Selon certains modèles, la production dominante au LHC serait celle du gluon de Kaluza-Klein qui se désintègre en paire de quarks top.

Ces modèles prédisent aussi la présence d'un graviton de Kaluza-Klein. Un exemple de résonance $t\bar{t}$ induites par un graviton de Kaluza-Klein est présenté en Figure 5.5b. Ce type de modèle permet donc de tester la sensibilité de l'analyse pour un signal de spin 2.

5.2.1.3 Modèles à deux doublets de Higgs

Une autre extension du Modèle Standard propose la présence d'un deuxième doublet de Higgs (*2 Higgs Doublet Models*, 2HDM). Ces modèles prédisent la présence de 5 nouveaux bosons (h, H, A, H^\pm). Le premier h est le Higgs léger du Modèle Standard actuel déjà observé. Les deux autres bosons (H, A) scalaires et pseudoscalaires sont plus lourds et peuvent se désintégrer en paires de quarks top.

Ce signal induit cependant une difficulté supplémentaire. Contrairement par exemple au Z' qui est principalement produit par annihilation de quark, le boson scalaire est produit par fusion de gluons, ce qui est aussi le cas pour la production majoritaire $t\bar{t}$ du Modèle Standard. Cela engendre une interférence entre ces deux modes de production. La déviation recherchée n'est donc plus nécessairement un excès de données, mais peut aussi être une interférence destructive. Ainsi, pour étudier cette topologie particulière, une analyse spécifique a été mise en place [93].

5.2.2 Autres modes de production BSM impliquant le quark top

De nombreuses autres théories font jouer un rôle important au quark top. On trouve parmi elles celles produisant des *Vector Like Quarks*. Ces particules peuvent se désintégrer en produisant un quark top et un boson de Higgs [94] ou un quark top et un boson Z [95].

De même, la supersymétrie prévoit un partenaire supersymétrique au quark top : le stop. Dans certains cas les stops se désintègrent en un quark top et une autre particule [96, 97, 98]¹.

Des modèles plus effectifs proposent l'existence d'un W' lourd pouvant se désintégrer en un quark top et un quark b [99, 100].

1. Un exemple de production de stop se désintégrant avec un quark top est montré sur la figure 8.3c à la page 155.

Tous ces nouveaux processus mettent en jeu le quark top ce qui montre l'importance de cette particule pour la recherche de nouvelle physique. La bonne reconstruction de ces quarks est donc indispensable pour assurer une bonne sensibilité à ces analyses. C'est dans ce but que la nouvelle méthode de reconstruction présentée au chapitre 8 est proposée.

5.3 La recherche de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$

5.3.1 État de l'art

La recherche de résonances $t\bar{t}$ a commencé au Tevatron dans des collisions $p\bar{p}$ à 1.8 TeV. Les expériences CDF et DØ ont posé les premières limites sur un signal Z' de largeur $\Gamma/m = 1.2\%$. L'analyse de CDF a exclu cette résonance pour une masse inférieure à 480 GeV [101] et celle de DØ pour une masse inférieure à 560 GeV [102].

Depuis le début des prises de données du LHC, les deux principales expériences recherchant de la physique au-delà du Modèle Standard, ATLAS et CMS, ont aussi effectué ces recherches de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. Les premières analyses ont été menées pour des collisions proton-proton à 7 TeV dans le centre de masse puis à 8 TeV. À cette énergie l'expérience ATLAS a enregistré 20.3 fb⁻¹ de données. En analysant le canal lepton + jets, elle a exclu une résonance correspondante à un Z' étroit de largeur $\Gamma/m = 1.2\%$ jusqu'à une masse de 1.8 TeV comme l'illustre la figure 5.6a.

L'expérience CMS a effectué la même analyse sur 19.7 fb⁻¹ de données [103] à 8 TeV. Cette analyse a combiné les canaux hadronique et semileptonique et a exclu un Z' étroit de largeur $\Gamma/m = 1.2\%$ jusqu'à 2.4 TeV comme le montre la figure 5.6b.

D'autres limites pour des Z' plus larges ($\Gamma/m = 10\%$ avec CMS et $\Gamma/m = 2$ et 3% avec ATLAS) ont aussi été dérivées tout comme pour des gluons (CMS + ATLAS) ou des gravitons (ATLAS) de Kaluza-Klein.

Les limites sur la production de boson scalaire ont aussi été dérivées dans un premier temps en négligeant l'interférence. Puis, une analyse dédiée a ensuite été mise en place pour inclure le terme interférent [93]. Cette analyse est plus difficile à mettre en œuvre car pour modéliser l'interférence il faut normalement simuler le bruit de fond et le signal simultanément et ce pour tous les points de l'espace des paramètres à tester. Ce n'est pas acceptable d'un point de vue des ressources informatiques. Le générateur a donc été modifié pour ne produire que le signal et le terme d'interférence dont une illustration est montré sur la figure 5.7. La différence avec la simulation complète a été estimée sur quelques points et utilisée comme incertitude systématique.

Ces analyses ont été mises à jour avec les données de collision du Run-2 du LHC et une énergie de 13 TeV dans le centre de masse. Les analyses préliminaires ont été effectuées dans ATLAS avec une quantité de données égale à 3.2 fb⁻¹ [104], c'est l'analyse présentée

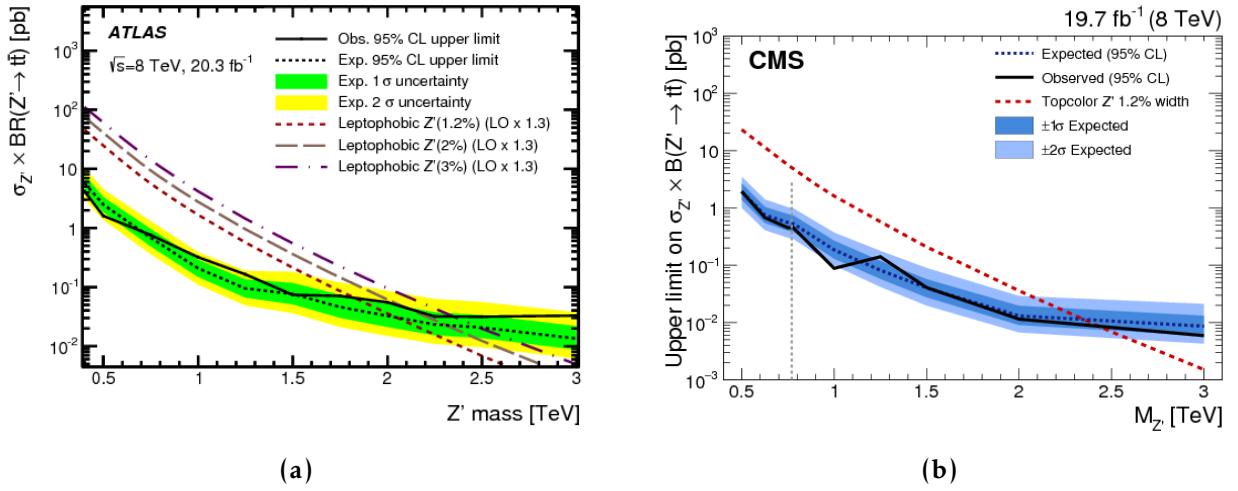


FIGURE 5.6 : Limite sur un Z' étroit mesuré avec les données 8 TeV (a) avec le détecteur ATLAS [90] et (b) avec le détecteur CMS [103].

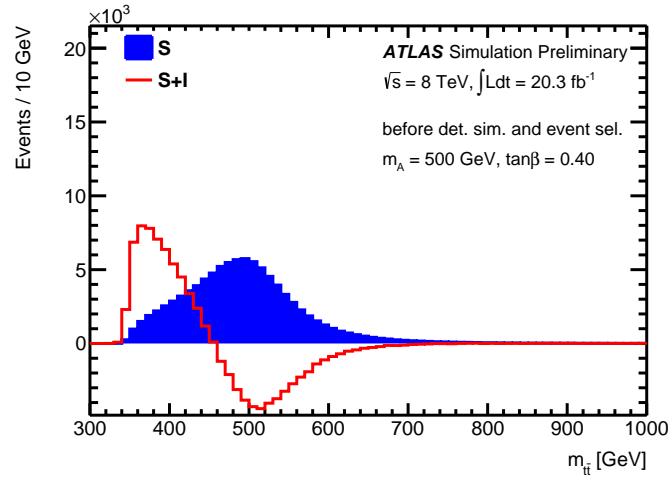


FIGURE 5.7 : Distribution d'un signal issu d'une résonance scalaire (bleu). Lorsque le terme d'interférence est inclus dans la modélisation, la distribution devient celle en ligne rouge.

dans la suite de ce document, et sur CMS avec 2.6 fb^{-1} [105]. Dans les deux expériences, le canal boosté a été privilégié puisqu'il est plus simple en terme de bruit de fond. ATLAS s'est concentré exclusivement sur le canal lepton+jets, alors que CMS a présenté aussi ses résultats dans le canal complètement hadronique.

5.3.2 Résumé de la procédure d'analyse

Par le passé, la recherche de résonances dans un spectre en masse invariante a permis de découvrir toutes les particules ayant une masse supérieure au GeV. Par exemple, la découverte en 2012 du Boson de Higgs, s'est faite par reconstruction de la masse invariante de deux photons ou de quatre leptons et de l'observation d'un pic à la masse de 125 GeV dans ces distributions.

La même stratégie est utilisée dans la recherche de résonance $t\bar{t}$. Une déviation entre données et simulation est recherchée dans le spectre de masse invariante des paires de quarks top. Cette recherche a pour but d'être aussi indépendante des modèles d'essais que possible et un minimum d'hypothèses sur le signal recherché sont faites.

Ainsi les signaux des modèles mentionnés ci-avant ne sont utilisés que comme des tests pour évaluer la sensibilité de l'analyse.

Voici donc les principales étapes de cette analyse :

1. Les objets à utiliser (électrons, muons, jets) sont tout d'abord choisis.
2. À partir de ces objets, les événements correspondants à la désintégration de paires de quarks top sont sélectionnés. Chaque objet est ensuite associé à l'un des deux quarks top de l'événement.
3. La composante longitudinale du neutrino est estimée en utilisant la contrainte de la masse du W, puis la masse invariante correspondant aux deux quarks top sélectionnés est calculée.
4. Les bruits de fond sont estimés par simulations Monte-Carlo ou directement dans les données. Dans cette analyse, la contribution $t\bar{t}$ du Modèle Standard est irréductible puisque ce sont pratiquement les mêmes topologies qui sont recherchées.
5. Les incertitudes systématiques sont propagées dans l'analyse.
6. Une première analyse statistique cherche le ou les intervalles de masse invariante avec des déviations significatives vis-à-vis du bruit de fond du Modèle Standard.
7. En cas d'absence de déviation, des limites sont calculées sur la production de particules des modèles théoriques tests.

5.3.3 Précisions sur les quarks top boostés

En se désintégrant en paires $t\bar{t}$, les particules lourdes donnent aux quarks top une impulsion très grande par rapport à sa masse. On parle alors de quarks top boostés. Cette topologie se caractérise par une collimation des produits de désintégration, comme l'illustre

la figure 5.8. Ces topologies sont plus compliquées à traiter puisque il peut y avoir une superposition des objets reconstruits. C'est ce type de topologie qui sera étudiée en particulier dans la suite de ce document.

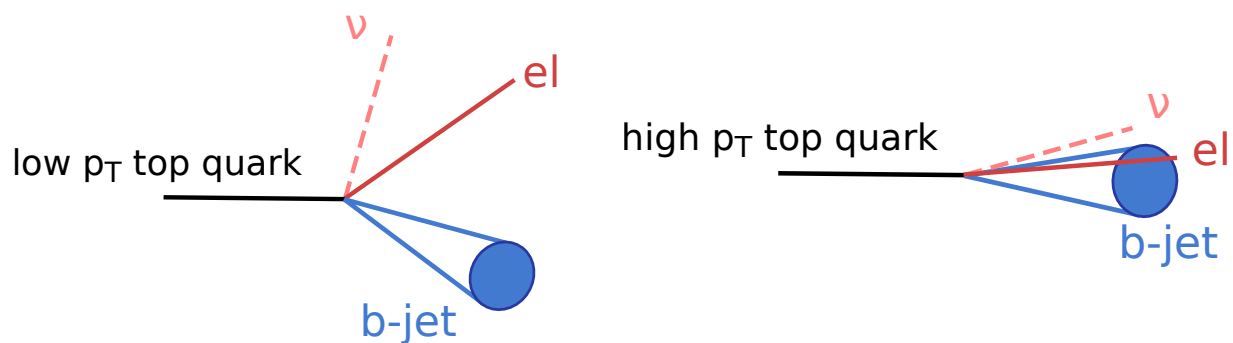


FIGURE 5.8 : Illustration de l'effet de boost sur les particules émises lors de la désintégration d'un quark top produisant un électron.

RECONSTRUCTION DES OBJETS PRODUITS PAR UNE PAIRE $t\bar{t}$

6.1	Organisation de la reconstruction des objets dans ATLAS	102
6.2	Définition et reconstruction des leptons	102
6.2.1	Nomenclature pour les leptons	102
6.2.2	Reconstruction et identification des électrons	103
6.2.3	Reconstruction et identification des muons	104
6.3	L'isolation des leptons	105
6.3.1	Définition des variables d'isolation	106
6.3.2	Définition des points de fonctionnement	106
6.3.3	Analyse et optimisation des points de fonctionnement d'isolation pour la recherche de résonances $t\bar{t}$	107
6.4	La reconstruction des jets dans ATLAS	117
6.4.1	Précisions sur la nature des jets	117
6.4.2	Les objets d'entrée des algorithmes de <i>clustering</i>	118
6.4.3	Les algorithmes de <i>clustering</i> des jets	120
6.4.4	Reconstruction et calibration des jets	122
6.4.5	Les gros jets	123
6.5	Procédure d'<i>overlap removal</i>	127
6.6	Étiquetages des saveurs lourdes	127
6.7	Calcul de l'énergie transverse manquante	128

La phénoménologie de désintégration des paires $t\bar{t}$ décrite dans le chapitre précédent implique presque toutes les particules détectables par ATLAS. Dans ce chapitre nous allons voir comment les objets associés à ces particules sont reconstruits. Dans un premier temps, la reconstruction des leptons (muons et électrons) sera abordée (section 6.2). Une étude plus détaillée de l'optimisation de l'isolation des leptons pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ sera présentée (section 6.3). Une description des algorithmes de reconstruction des jets est ensuite donnée (section 6.4) ainsi qu'une présentation des procédures de suppression du recouvrement des objets (section 6.5). Puis les performances d'étiquetage des jets de b (section 6.6) et de reconstruction de l'énergie transverse manquante (section 6.7) seront présentées succinctement.

6.1 Organisation de la reconstruction des objets dans ATLAS

L'identification des particules n'étant pas absolue, des conventions communes sur la définition des objets mis en jeu dans les analyses ont été mises en place. Ces conventions servent d'une part à optimiser les forces de travail, mais aussi à homogénéiser les analyses ce qui facilite leurs lectures et réinterprétations.

Ainsi au sein de la collaboration ATLAS, des groupes dits de "performance" fournissent la définition des objets. Pour plus de flexibilité, plusieurs définitions pour chaque type d'objet sont fournies. Certaines favorisent l'efficacité de sélection d'autre la pureté (proportion de signal). On parlera alors dans ce qui suit de points de fonctionnement. Les groupes de performances fournissent aussi les corrections à appliquer et les incertitudes associées aux objets. Les quatre principaux groupes de performances d'ATLAS sont définis ci-après :

- **Le groupe Egamma** mesure les performances de reconstruction et d'identification des électrons et des photons. Ce groupe est aussi responsable de la mesure de mauvaises identification de charge des électrons.
- **Le groupe JetEtMiss** mesure les propriétés des jets et de l'énergie transverse manquante. Il est aussi chargé de l'étude de la sous-structure des jets.
- **Le groupe de muons combinés** mesure les performances de reconstruction des muons.
- **Le groupe d'étiquetages des saveurs lourdes** définit les points de fonctionnement et les méthodes d'étiquetages des jets de quark b, mais aussi des jets de quark c.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principes de reconstruction et d'identification des principaux objets présents dans les désintégrations de quark-top à savoir, les leptons, les jets et l'énergie transverse manquante.

6.2 Définition et reconstruction des leptons

La présence de leptons dans l'environnement fortement hadronique du LHC traduit un processus dur. Le système de déclenchement mais aussi les analyses se basent sur leur présence pour réduire le bruit de fond : une identification performante est donc nécessaire. Ces leptons sont d'abord reconstruits avec un minimum de conditions imposées, puis à l'aide d'un ensemble de coupures, une identification plus fine est effectuée.

6.2.1 Nomenclature pour les leptons

Il existe de nombreuses raisons pour lesquelles un lepton peut être reconstruit. Nous définissons ici une nomenclature spécifique pour désigner les différents types d'électrons

dans la suite de ce document.

Un électron peut être reconstruit parce qu'un processus dur le produit, tel que par exemple la désintégration d'un boson W qui lui même vient de la désintégration d'un quark top. Ces électrons sont ceux recherchés par les analyses présentées dans la suite de ce document et seront donc appelés *électrons de signal*.

Des électrons peuvent aussi être reconstruits à partir de la mauvaise identification de hadrons. On les nomme dans ce cas : *électrons fake*. L'hadronisation des jets et en particulier les jets de b, peut aussi engendrer de véritables électrons qui seront nommés : *électron non-prompt*. Enfin des électrons peuvent venir de l'empilement ou de la conversion d'un photon.

Ces derniers types d'électrons ne sont pas ceux recherchés par les analyses qui suivent. Ainsi tous les électrons qui ne viennent pas du signal dur recherché seront regroupés dans la suite de ce document sous l'appellation : *électrons NS* (Non Signal).

6.2.2 Reconstruction et identification des électrons

La reconstruction des électrons se base sur les dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques qui sont ensuite regroupés en amas calorimétriques (*EMClusters*) [106].

Tout d'abord on cherche les graines des *clusters* où un dépôt d'énergie significatif est mesuré. Pour cela on définit alors des fenêtres dans le plan $\eta \times \phi$ de taille 3×5 cellules. Ces fenêtres vont se déplacer sur une grille correspondant à celles des cellules de la seconde couche du calorimètre électromagnétique.

L'algorithme fait glisser ces fenêtres [107] pour chercher un maximum local d'énergie supérieur à 2.5 GeV qui constitue alors un pré-cluster.

Ces pré-clusters sont ensuite appariés à une trace. L'angle $\Delta\phi$ entre la trace et l'amas doit être inférieur à 0.2 du côté concave de la trace et inférieur à 0.05 du côté convexe et la distance $\Delta\eta$ doit être inférieure à 0.05. La trace doit avoir dans le trajectographe à pixels et dans le SCT un minimum de 4 coups.

La trace associée au pré-cluster forme alors un candidat électron. Pour chaque candidat, les pré-clusters sont alors reconstruits dans chaque couche du calorimètre avec des fenêtres de taille 3×7 dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons et sont aussi ajustés en position pour former des *EMCluster*.

Pour améliorer le rejet des électrons ne venant pas du processus dur (*électrons NS*), un ensemble de coupures d'identification est ensuite appliqué sur des variables de forme de gerbe, de qualité des traces et de position du vertex. Depuis le Run-2, les trois principaux niveaux d'identification : *Loose*, *Medium* et *Tight* sont définis à l'aide d'une technique multivariée. La combinaison des variables (détaillées en référence [108]) à l'aide d'une fonction de vraisemblance permet de calculer la probabilité globale d'avoir un électron de signal ou non. Un niveau d'identification est donc défini par une coupure sur cette unique

probabilité. La sélection *Tight* est définie telle qu'elle soit incluse dans la sélection *Medium*, elle-même incluse dans la sélection *Loose*.

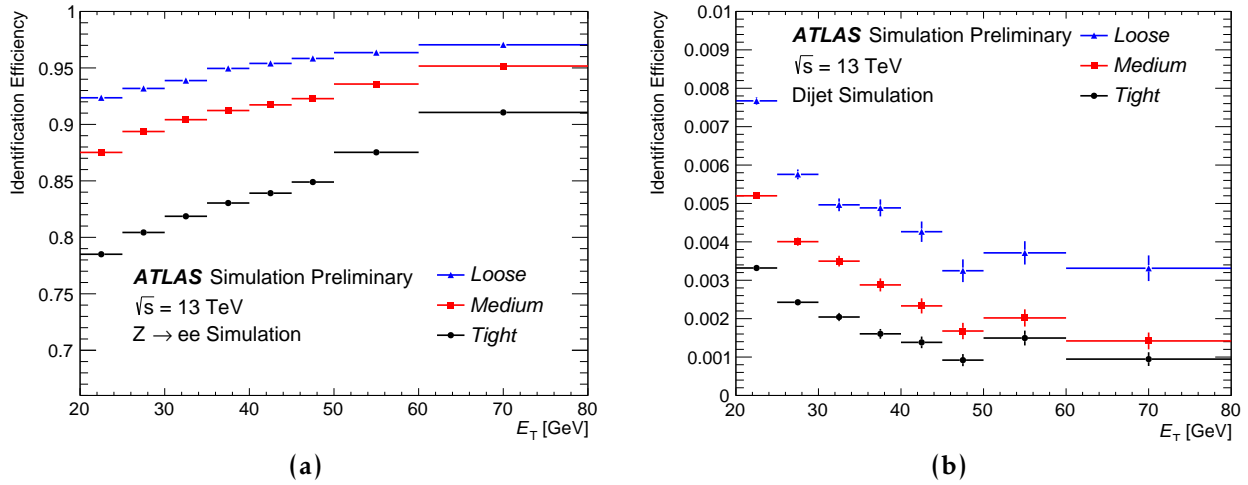


FIGURE 6.1 : Efficacité d'identification en fonction de l'énergie transverse des électrons. Ces efficacités sont mesurées (a) à partir d'électrons de simulation issus d'une désintégration $Z \rightarrow ee$ et (b) d'événements de simulation di-jets. Les trois courbes correspondent aux trois principaux niveaux d'identification définis dans ATLAS [108].

L'évolution de l'efficacité d'identification des électrons en fonction de l'énergie transverse est donnée sur la figure 6.1a pour des électrons venant de la désintégration $Z \rightarrow ee$ et sur la figure 6.1b pour des électrons reconstruits à partir d'événements di-jets. On voit que l'efficacité de sélection des électrons de signal augmente avec l'énergie et inversement l'efficacité à sélectionner un *électron NS* diminue. Sur l'intervalle de 20 à 80 GeV, le niveau *Tight*, qui favorise un échantillon pur, ne sélectionne au maximum que 0.4% d'*électrons NS*, mais au prix d'une efficacité sur les électrons de signal n'excédant pas 91% entre 60 et 80 GeV. Ces efficacités ont été calculées selon une méthode dite *Tag & Probe* qui sera détaillée au chapitre 9.

6.2.3 Reconstruction et identification des muons

Les muons sont reconstruits indépendamment dans le spectromètre à muons (MS) et dans le trajectographe interne (ID). À partir de ces deux informations, quatre types de muons sont définis. Seule la reconstruction des muons *combined* et *extrapolated* est expliquée puisque ce sont eux qui sont utilisés dans la recherche $t\bar{t}$, mais plus de détails pour les autres types se trouvent dans la référence [109].

Pour les muons *combined*, les deux traces candidates reconstruites à partir du spectromètre à muon et du trajectographe interne sont ajustées. On extrapole d'abord, la trace reconstruite par le système à muons, puis on cherche les traces correspondantes dans l'ID.

La reconstruction *extrapolated* a pour but de reconstruire des muons dans les régions non couvertes par l’ID, ce qui nécessite une reconstruction spécifique. Dans ce cas, seules les traces dans le MS sont utilisées. Elles sont corrigées pour prendre en compte la perte d’énergie dans le calorimètre. Dans la région en avant où l’ID n’est pas présent, trois coups dans le MS sont nécessaires pour définir une trace.

Le tableau 6.1 résume les efficacités de reconstruction et d’identification pour les différents niveaux de sélection existant dans ATLAS.

TABLE 6.1 : Efficacité de reconstruction pour différents niveaux de sélection. Ces efficacités sont calculées à partir d’un échantillon de simulation $t\bar{t}$ [109].

Selection	$4 < p_T < 20$ GeV		$20 < p_T < 100$ GeV	
	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}}$ [%]
Loose	96.7	0.53	98.1	0.76
Medium	95.5	0.38	96.1	0.17
Tight	89.9	0.19	91.8	0.11
High- p_T	78.1	0.26	80.4	0.13

Ici aussi, l’efficacité augmente avec l’impulsion des muons. Le niveau *Medium* qui est celui utilisé par défaut dans ATLAS, a une efficacité sur le signal (96.1%) similaire au niveau *loose* (98.1%), mais il rejette mieux le bruit de fond : 0.17% d’efficacité contre 0.11% pour le niveau *Loose*.

Le niveau *Tight* est construit pour maximiser la pureté quitte à réduire légèrement l’efficacité ce qui est le cas, puisque l’efficacité associée n’est plus que de 91.8%. Le niveau *High- p_T* est optimisé pour reconstruire avec une meilleur résolution possible l’impulsion de muons de haute énergie.

6.3 L’isolation des leptons

Comme nous l’avons vu jusqu’à présent, les méthodes d’identification ont pour but d’améliorer le rejet des *leptons NS*. Elles se basent sur des variables intrinsèques aux objets reconstruits. Une méthode complémentaire consiste à estimer l’activité dans un cône autour du lepton. En effet, la fragmentation d’un quark entraîne la production de plusieurs hadrons proches. Ce n’est pas le cas pour les électrons de signal qui sont en général produits de manière isolée. Cette propriété permet ainsi d’améliorer la distinction entre hadrons et leptons. Des coupures sur des variables d’isolation peuvent donc être appliquées à la suite des procédures d’identification.

6.3.1 Définition des variables d'isolation

Plusieurs variables sont utilisées pour estimer l'isolation des leptons. Les variables suivantes sont ainsi définies pour des valeurs d'un paramètre X égales à 20, 30 ou 40 :

- $ptconeX$ est la somme du p_T des traces se trouvant dans un cône de taille $\Delta R = X \times 0.01$ centré sur la position du lepton.
- $topoetconeX$ est la somme des énergies transverses E_T des amas calorimétriques à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R = X \times 0.01$
- $ptvarconeX$ est la somme du p_T des traces dans un cône de taille variable. La taille de ce cône dépend du p_T du lepton suivant la formule $\Delta R = \min(X \times 0.01; 10/p_T)$. Ce cône tend vers 0 pour de très hautes impulsions, mais ne pourra être plus large que $X \times 0.01$ à basse impulsion. Ce cône variable permet de mieux traiter les cas où un lepton est émis par une particule boostée, car comme on le verra plus en détails à la section 6.4.5, le boost induit un rapprochement des particules émises.

Dans chacun des cas, la contribution du lepton est soustraite à la somme. La contribution de l'empilement est soustraite pour l'isolation calorimétrique et seuls les traces du vertex primaire sont sélectionnés pour l'isolation des traces. Ainsi plus une variable d'isolation a une valeur importante, moins le lepton est isolé.

6.3.2 Définition des points de fonctionnement

À partir de ces variables, des points de fonctionnement ont été définis [110]. Ils utilisent la variable $topetcone20$ pour l'isolation calorimétrique. Les variables $ptvarcone20$ et $ptvarcone30$ sont utilisées pour l'isolation des traces respectivement des électrons et des muons.

Les différents points de fonctionnement sont regroupés dans le tableau 6.2. Ils sont définis soit par une coupure unique à appliquer sur la variable d'isolation considérée, soit par une efficacité. Cette efficacité est définie à l'aide d'un échantillon d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Elle est paramétrée en fonction de E_T et η . Ainsi pour une efficacité, une impulsion et une pseudorapidité données, une coupure sur la variable d'isolation divisée par l'impulsion transverse du lepton est fournie.

TABLE 6.2 : Définition des différents points de fonctionnement pour l'isolation des leptons.

Nom	lepton	iso. calo.	iso. traces	iso. combinée
LooseTrackOnly (LTO)	les 2	-	99%	99%
Loose	les 2	99%	99%	99%
Gradient	les 2	$e=(0.1143 \cdot p_T + 92.14) \%$	$e=(0.1143 \cdot p_T + 92.14) \%$	$e(25 \text{ GeV}) = 90\%, e(60 \text{ GeV}) = 99\%$
GradientLoose	les 2	$e=(0.057 \cdot p_T + 95.57) \%$	$e=(0.057 \cdot p_T + 95.57) \%$	$e(25 \text{ GeV}) = 95\%, e(60 \text{ GeV}) = 99\%$
FixedCutTight	électrons	$topoetcone20/p_T < 0.06$	$ptvarcone20/p_T < 0.06$	-
FixedCutTightTrackOnly (FCTTO)	muons	-	$ptvarcone30/p_T < 0.06$	-
FixedCutTightTrackOnly (FCTTO)	électrons	-	$ptvarcone20/p_T < 0.06$	-
FixedCutLoose	muons	$topoetcone20/p_T < 0.3$	$ptvarcone30/p_T < 0.15$	-
FixedCutLoose	électrons	$topoetcone20/p_T < 0.2$	$ptvarcone20/p_T < 0.15$	-

6.3.3 Analyse et optimisation des points de fonctionnement d'isolation pour la recherche de résonances $t\bar{t}$

6.3.3.1 Les points de fonctionnement candidats

Les points de fonctionnement considérés pour la recherche de résonance $t\bar{t}$ sont ceux qui utilisent uniquement l'isolation des traces. L'information en position des traces est en effet plus précise ce qui est particulièrement intéressant lorsque les particules sont proches les unes des autres comme dans le cas des désintégration de quark top boostés.

Le point de fonctionnement utilisé par la recherche de résonances $t\bar{t}$ au début du Run-2 est celui appelé *LooseTrackOnly* (LTO). Il est construit de telle sorte que la coupure sur $pt_{varcone20}$ ($pt_{varcone30}$) ai une efficacité de 99% sur la sélection des électrons (muons) d'un boson Z se désintégrant en deux leptons. Un deuxième point de travail *FixedCut-TightTrackOnly* (FCTTO) utilise aussi uniquement les traces et a été considéré dans ce qui suit comme candidat pour pour l'analyse $t\bar{t}$. Pour ce point, une coupure de 0.06 est appliquée sur le ratio $pt_{varcone20}/p_T$ ($pt_{varcone30}/p_T$) pour les électrons (muons).

Une comparaison entre ces deux points de travail pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ a donc été entreprise dans l'étude qui suit.

Les cartes des coupures ($\times 1000$) utilisées par le point LTO sont présentées en figure 6.2a pour les électrons et figure 6.2b pour les muons. Sur ces figures, la ligne bleue représente l'isovaleur à 0.06 qui correspond à la coupure appliquée dans le cas du point FCTTO. Ainsi, pour des électrons (muons) avec un impulsions supérieures à 60 GeV (50 GeV) la coupure appliquée par LTO est plus serrée que celle appliquée par FCTTO. Par exemple, pour les électrons avec une impulsion entre 80 et 100 GeV, les coupures de LTO valent entre 0.016 et 0.024, alors que la coupure de FCTTO est partout constante à 0.06. Dans cette région, FCTTO peut donc accepter des électrons qui seraient rejetés selon le critère LTO¹.

La recherche de résonances lourdes se désintégrant en paires $t\bar{t}$ peut mener à des configurations où les leptons sont produits près du jet de b . Dans ce cas, l'isolation ne doit pas supprimer ces électrons et donc être la plus lâche possible à haut p_T . Ainsi, il semblerait que le point FCTTO soit le plus adapté. Cependant, il est nécessaire de vérifier que cette isolation est compatible avec celle utilisée par le système de déclenchement.

6.3.3.2 Comparaisons avec l'isolation du système de déclenchement

Les chaînes de déclenchement pour les muons utilisés en 2015 pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ sont *HLT_mu20_iloose_L1MU15* et *HLT_mu50*. La première demande des muons d'au moins 20 GeV au niveau HLT et une isolation "iloose". La seconde demande juste un muon d'au moins 50 GeV.

1. Le nom de ces deux points d'isolation peut prêter à confusion, car leur signification (*loose* ou *tight*) ne s'applique qu'à basse impulsion.

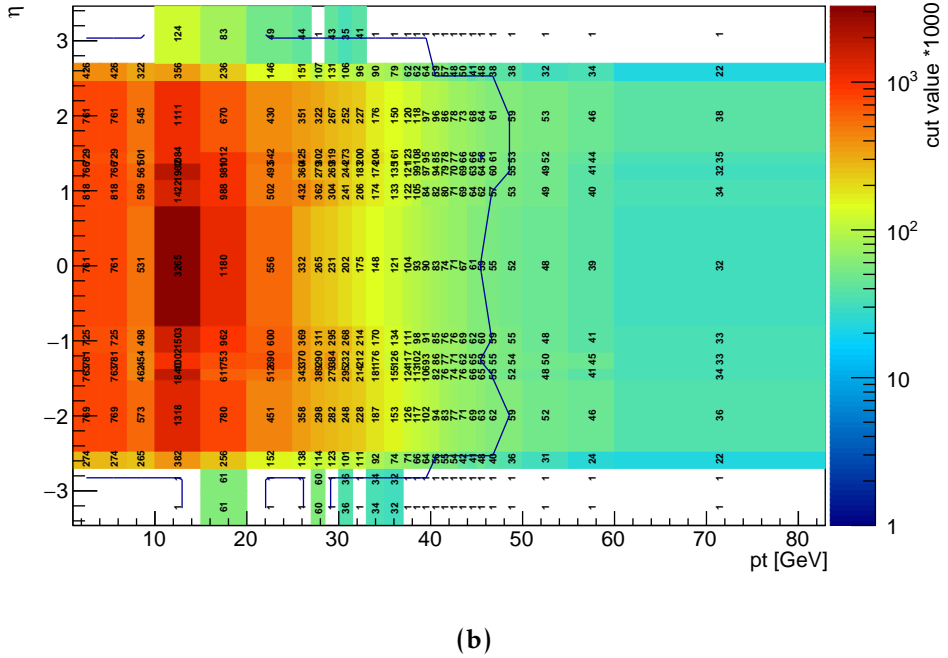
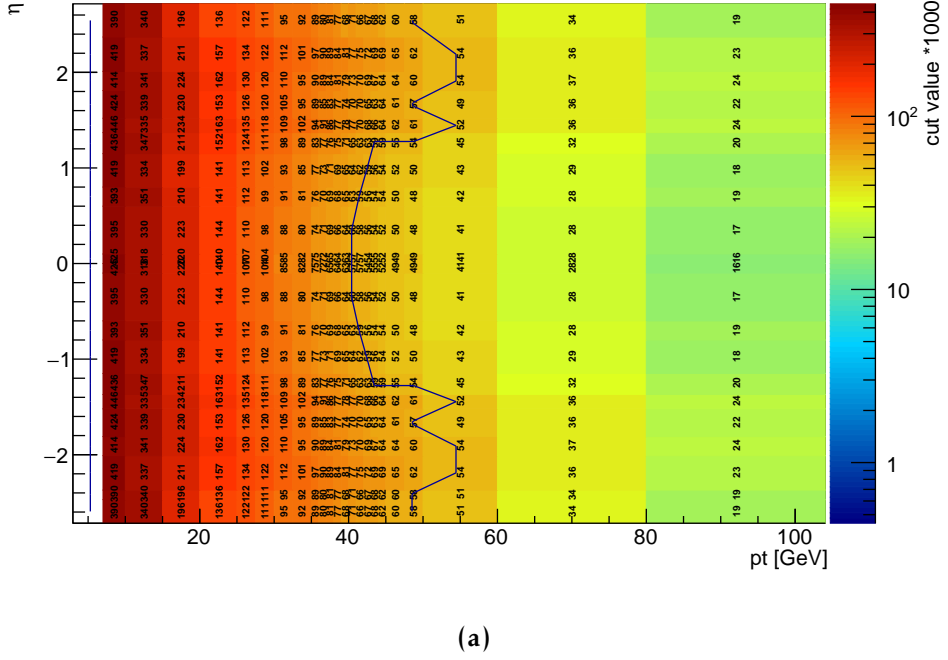


FIGURE 6.2 : Carte des coupures d'isolation paramétrées en fonction de l'impulsion transverse p_T et de la pseudorapidité η , pour obtenir une efficacité de sélection de 99% correspondant au point LooseTrackOnly (LTO) (a) pour les électrons et (b) les muons. La courbe bleue représente l'isovaleur 0.06 qui correspond à la coupure du point FixedCutTightTrackOnly (FCTTO).

On voit donc qu'au-dessous de 50 GeV, le système de déclenchement n'acceptera que les muons isolés selon le critère "iloose" qui correspond à la coupure $ptcone20 < 0.12$.

Afin de ne pas être affectée par les inefficacités induites par le système de déclenchement, la coupure d'isolation appliquée au niveau de l'analyse doit alors être plus stricte que celle correspondant à "iloose"².

L'étude suivante consiste donc à comparer, pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV, l'efficacité de la coupure d'isolation du système de déclenchement (iloose) avec celle de trois points de fonctionnement : *LooseTrackOnly* (LTO), *FixedCutTightTrackOnly* (FCTTO) et *Loose*.

On utilise les matrices sur les figures 6.3a et 6.3b. La valeur dans chaque case est le pourcentage d'événements qui passent la coupure en ordonnée sachant qu'ils ont passé la coupure en abscisse.

La matrice sur la figure 6.3a a été réalisée sur un échantillon $t\bar{t}$ du Modèle Standard, alors que celle sur la figure 6.3b a été réalisée sur un échantillon de signal (Z' avec une masse de 2500 GeV). Ces deux échantillons permettent de tester des topologies différentes : l'échantillon Z' contient plutôt des topologies boostées où les muons sont moins isolés alors que l'échantillon $t\bar{t}$ produit des topologies plus résolues et donc où les leptons sont mieux isolés.

Une valeur inférieure à 100% sur ces matrices, signifie donc que la coupure en ordonné a supprimé des événements qui ont été par ailleurs acceptés par la coupure en abscisse.

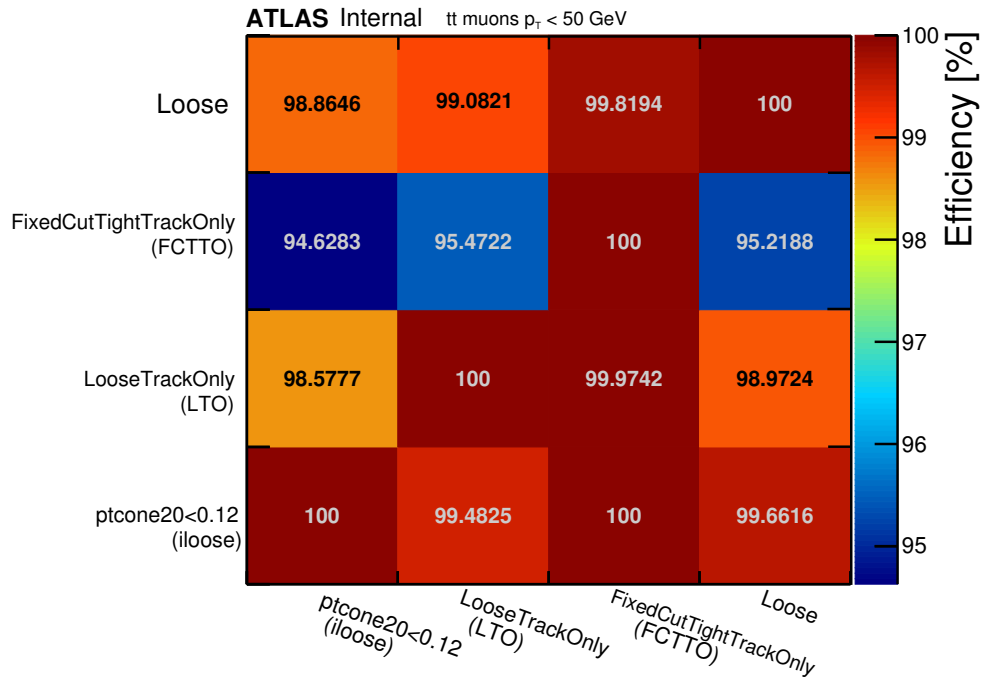
On voit qu'une notion d'ordre entre les coupures n'est pas toujours possible. Ainsi pour l'échantillon $t\bar{t}$, LTO accepte 96.57% des événements sélectionnés par le système de déclenchement, mais la coupure d'"iloose" n'accepte que 99.48% des événements sélectionnés par LTO (et non 100%). Il est donc difficile de dire que LTO est plus serré que la coupure du système de déclenchement, car leurs sélections ne sont pas incluses l'une dans l'autre.

On voit en revanche, que pour la coupure FCTTO, seuls 94.62% des événements sélectionnés par "iloose" sont acceptés et 100% dans le cas où la sélection s'effectue d'abord sur FCTTO.

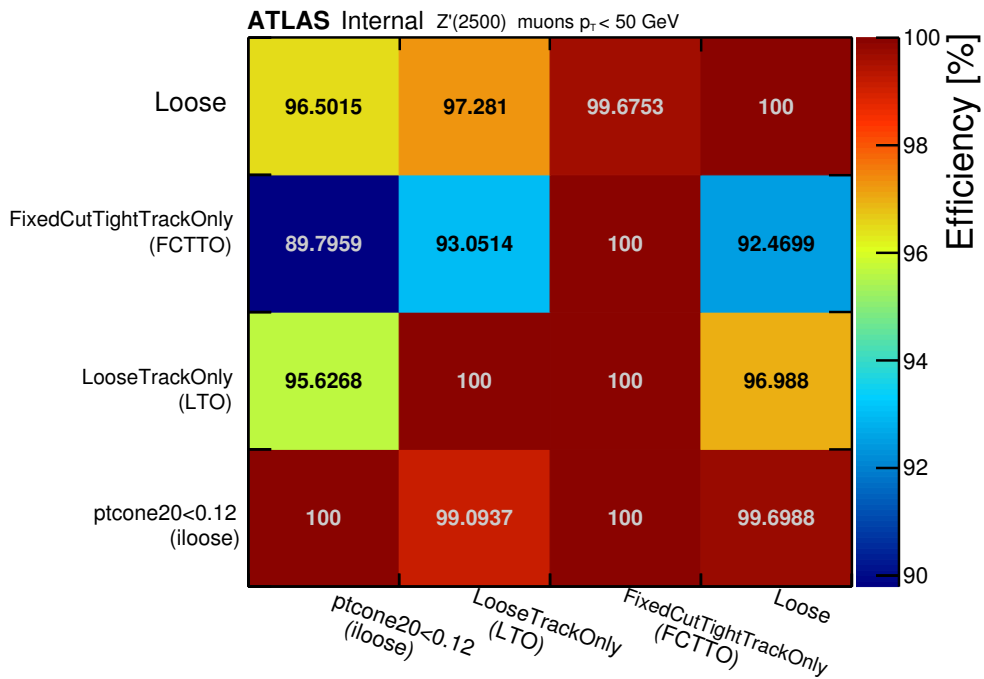
Cela se comprend aussi en analysant directement la taille des cônes d'isolation. Entre 0 et 50 GeV, la taille du cône d'isolation de $ptvarcone30$ varie entre 0.3 et 0.2, il est donc au moins aussi grand que celui de $ptcone20$. Or FCTTO applique une coupure à 0.06 alors que "iloose" n'en applique une qu'à 0.12. La coupure FCTTO est donc bien un sous ensemble de "iloose", mais plus stricte.

Cette étude ne se base que sur de petits échantillons et a principalement un rôle de vérification. On remarquera qu'aucune incertitude n'est associée. De plus, la coupure d'isolation "iloose" utilisée dans cette analyse est basée sur des variables reconstruites *offline* et

2. Les chaînes de déclenchement des électrons célibataire en 2015 n'utilisaient pas de coupure d'isolation. Ce n'est plus le cas en 2016, mais l'étude n'a pas été refaite pour cette période.



(a)



(b)

FIGURE 6.3 : Efficacité de la coupure en ordonnée, sachant que les événements ont passé la coupure en abscisse pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV simulés à partir (a) d'un échantillon $t\bar{t}$ et (b) d'un échantillon Z' avec une masse de 2500 GeV.

correctement calibrées, alors que ce n'est pas le cas des variables utilisées par le système de déclenchement.

Au vu de cette étude, il semble cependant plus prudent d'utiliser le point *FixedCutTightTrackOnly* (FCTTO) afin de limiter au maximum les effets du système de déclenchement tout en gardant une efficacité de sélection du signal maximale à haute impulsion.

6.3.3.3 Optimisation du point de fonctionnement de l'isolation

Les points d'isolation sont définis de manière centralisée par le groupe de performance dédié et sont soumis à la critique des groupes analyses. Les analyses ayant chacune des besoins et des efficacités spécifiques, il est nécessaire de tester la pertinence de ces points pour chaque cas et éventuellement proposer une version optimisée si cela se justifie. Cette étude propose donc de tester les points pour la recherche de résonances $t\bar{t}$.

Les variables $ptvarcone20/p_T$ et $ptvarcone30/p_T$ ont été calculées respectivement pour les électrons et les muons produits par un échantillon Z' avec une masse de 2500 GeV. Cet échantillon permet d'étudier les topologies où les quarks top sont très énergétiques (boostés) et leurs produits de désintégration très collimatés ce qui est une des spécificités de l'analyse.

L'ensemble des leptons reconstruits et identifiés correspond aux distributions bleues des figures 6.4a et 6.4b.

La plupart des électrons reconstruits et identifiés sont appariés avec le lepton du W générée (*truth*). Pour les muons en revanche on observe une grande queue de distribution et une différence significative entre la distribution des muons reconstruits et celle des muons appariés³.

Les muons reconstruits non appariés ont été étudiés. Ils viennent principalement de désintégration leptonique d'un quark b.

Dans le cas des électrons on observe que l'isolation réduit légèrement l'efficacité de sélection des électrons appariés de telle sorte qu'aucun électron n'a une isolation supérieure à 10% de son impulsion transverse. Très peu d'électrons reconstruits sont issus d'un jet ou de la mauvaise reconstruction d'un hadron, l'isolation n'a donc pratiquement pas d'effet sur leur sélection. Cela peut s'expliquer notamment par une coupure de suppression du recouvrement (*overlap removal*, OR) qui supprime l'électron quand il se trouve trop proche d'un jet⁴. Cela peut aussi s'expliquer par mais aussi par une efficacité d'identification probable coupure d'identification suffisamment serrée sur les formes de gerbes des électrons de signal.

En revanche, pour les muons, La coupure d'*overlap removal* est beaucoup plus lâche ($\Delta R = 10/p_T + 0.04$) en particulier à haute impulsion. Dans ce cas la coupure d'isolation à

3. On ne peut pas directement comparer les distributions des muons et des électrons car la taille de ces est différente, mais le constat précédent se fait sur la différence entre les distributions rouges et bleues dans un cas et nul et pas dans l'autre.

4. Plus de détails sur la coupure d'*overlap removal* sont donnés à la section 6.5 de ce chapitre.

une rôle plus prononcé et supprime une proportion importante des muons appariés avec un vrai (*truth*) muon.

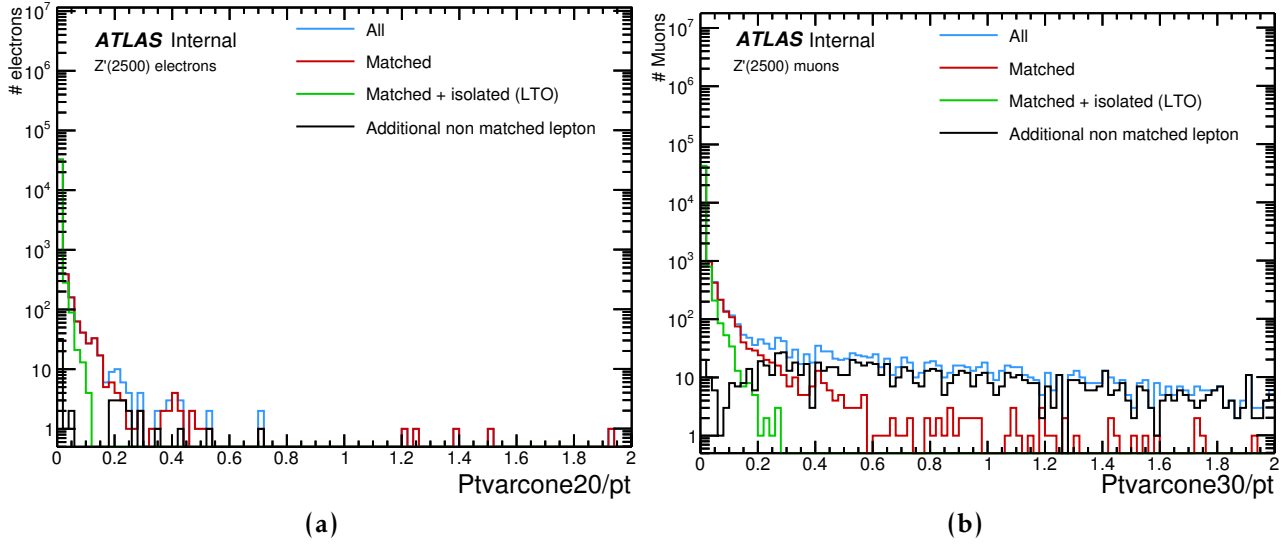


FIGURE 6.4 : Distributions du rapport entre les variables d'isolation et l'impulsion transverse des leptons (a) $ptvarcone20/pt$ pour les électrons (b) $ptvarcone30/pt$ pour les muons. Ces distributions sont issues d'événements de simulation de signal Z' ayant une masse de 2500 GeV ($Z' 2500$). Les distributions bleues correspondent à tous les leptons reconstruits et identifiés. La distribution rouge correspond aux leptons reconstruits appariés en position au lepton généré issu du W du quark top. Parmi ces leptons appariés, la distribution de ceux considérés comme isolés par le point de fonctionnement LooseTrackOnly (LTO) est représentée en vert. La courbe noire correspond aux leptons additionnels non appariés pour les événements qui ont déjà un lepton apparié.

Au vu de la perte d'efficacité de sélection induite par la coupure d'isolation sur les muons, une optimisation a été recherchée. Un estimateur de la quantité de signal perdu (E1) est le rapport du nombre de leptons appariés à la particule générée et non isolés sur le nombre de leptons appariés :

$$E1 = \frac{N_{match}^{Non-iso}}{N_{matched}}. \quad (6.1)$$

Un deuxième estimateur quantifie le nombre de leptons NS sélectionnés. C'est le nombre de leptons non appariés et isolés sur le nombre de leptons isolés :

$$E2 = \frac{N_{non-matched}^{iso}}{N_{iso}}. \quad (6.2)$$

Pour optimiser un point de fonctionnement, il faut donc minimiser ces deux estimateurs simultanément. Cela permet de minimiser les pertes de signal tout en minimisant les leptons NS acceptés par l'isolation. Pour différentes coupures sur les variables d'isolation ($ptvarcone20/p_T$ pour les électrons et $ptvarcone30/p_T$ pour les muons), la position dans le plan $E1 \times E2$ est représentée sur les figures 6.5.

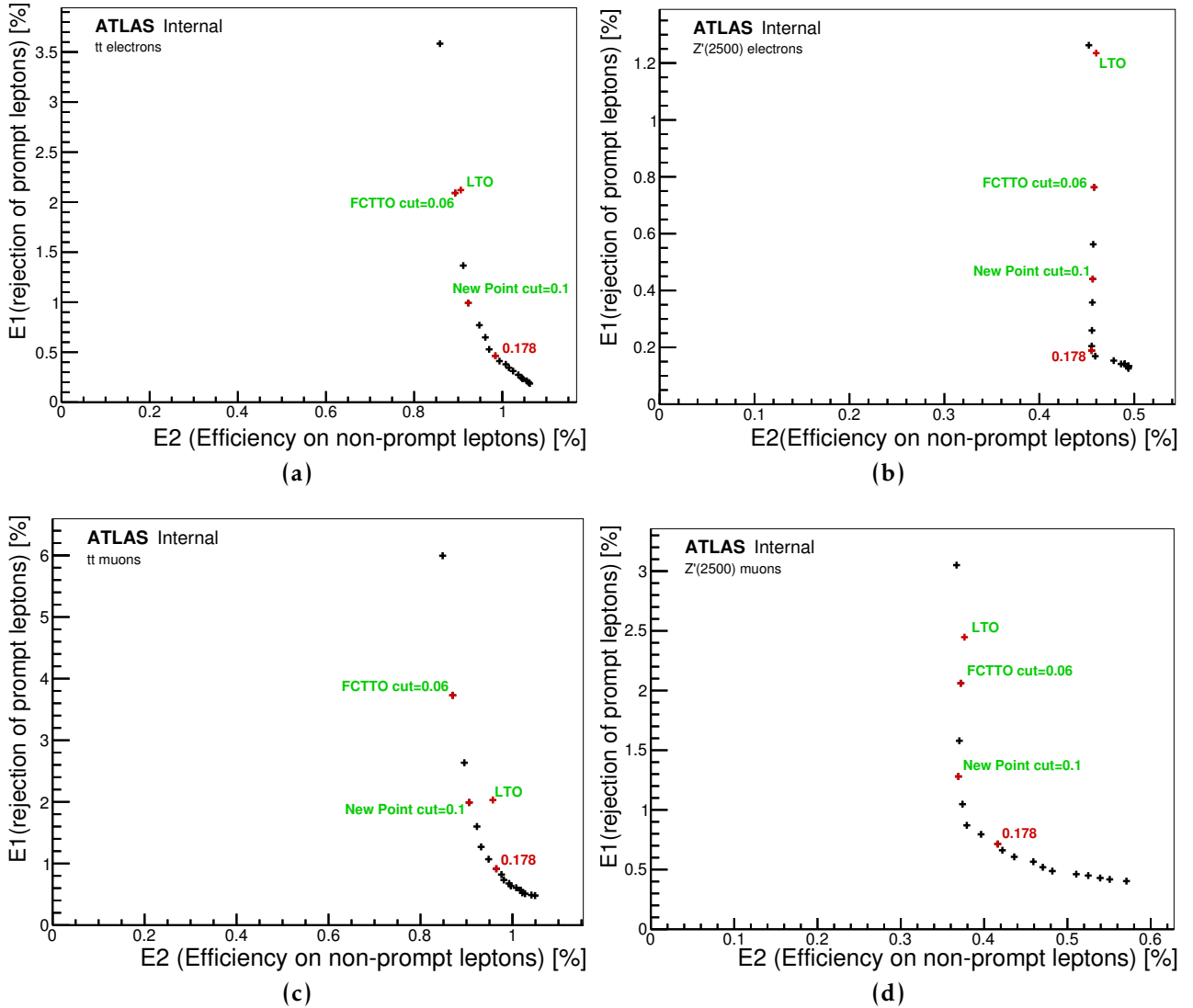


FIGURE 6.5 : Proportion de leptons de signal non isolés (E1) en fonction de la proportion de leptons NS, mais isolés (E2) pour un échantillon de $t\bar{t}$ du Modèle Standard (à gauche) et pour un échantillon de signal $Z'(2500)$ (à droite). Les deux sélections électrons (en haut) et muons (en bas) ont été testés. La position des points de fonctionnement (LTO et FCTTO) dans le plan $E1 \times E2$ est aussi représentée. L'évolution entre les points se fait pas un changement de coupure sur les variables d'isolation $ptvarcone20$ et $ptvarcone30$ pour respectivement les électrons et les muons.

Sur ces figures, on voit effectivement qu’il faut trouver un compromis. Si la coupure en isolation est trop serrée la valeur de $E1$ grandit rapidement et beaucoup d’électrons de signal sont perdus. Inversement si la coupure d’isolation est trop lâche, $E2$ devient important.

Par définition, LTO devrait toujours se trouver à une valeur de $E1$ égale à 1%, ce qui n’est pas toujours le cas. Cela montre que l’efficacité de LTO, n’est pas véritablement égale à 99% pour notre topologie de signal ce qui est attendu vu que l’efficacité de la coupure a été mesuré pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$

Le point de fonctionnement avec une coupure d’isolation égale à 10% de l’impulsion du lepton est aussi illustré sur les figures 6.5 (*New Point cut=0.1*). Les trois points de fonctionnement étudiés varient selon $E2$, de moins de 0.1%. L’impact de l’isolation sur le bruit de fond peu donc être estimé comme faible entre ces trois points de fonctionnement. En revanche, le *New point* et FCTTO présentent presque toujours de meilleures performances que LTO, en particulier pour les échantillons de signal. Pour la sélection des électrons, la coupure à 0.1, permet de diminuer les pertes de signal puisqu’on passe de $E1=1.2\%$ dans le cas de LTO à $E1=0.4\%$ avec le *New point*. Dans le cas de la sélection des muons, la coupure à 0.1 permet de passer de $E1=2.5\%$ dans le cas de LTO à $E1=1.2\%$ avec le *New point*.

On voit que dans tous les cas, une coupure sur la variable d’isolation à 10% de l’impulsion transverse du lepton donne de meilleurs résultats que les points discutés précédemment. Ce point sera donc utilisé comme point de test additionnel. Cependant de la même manière que pour les points officiels, il a fallu s’assurer que ce point était toujours compatible avec les exigences du système de déclenchement.

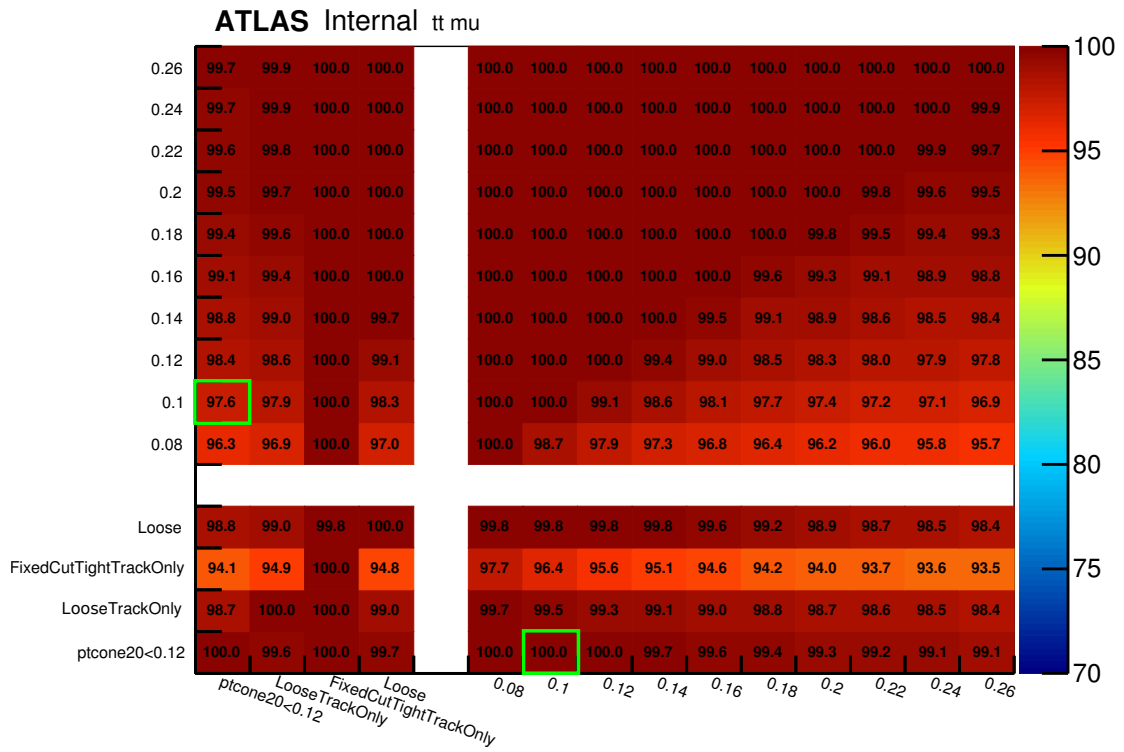
C’est effectivement le cas comme montre les figures 6.6. Tant que la coupure est inférieure à 0.12, elle reste plus serrée que celle du système de déclenchement. Le point de coupure à 0.1 est donc acceptable en terme de compatibilité avec l’isolation du système de déclenchement.

6.3.3.4 Test des points d’isolation sur l’analyse $t\bar{t}$

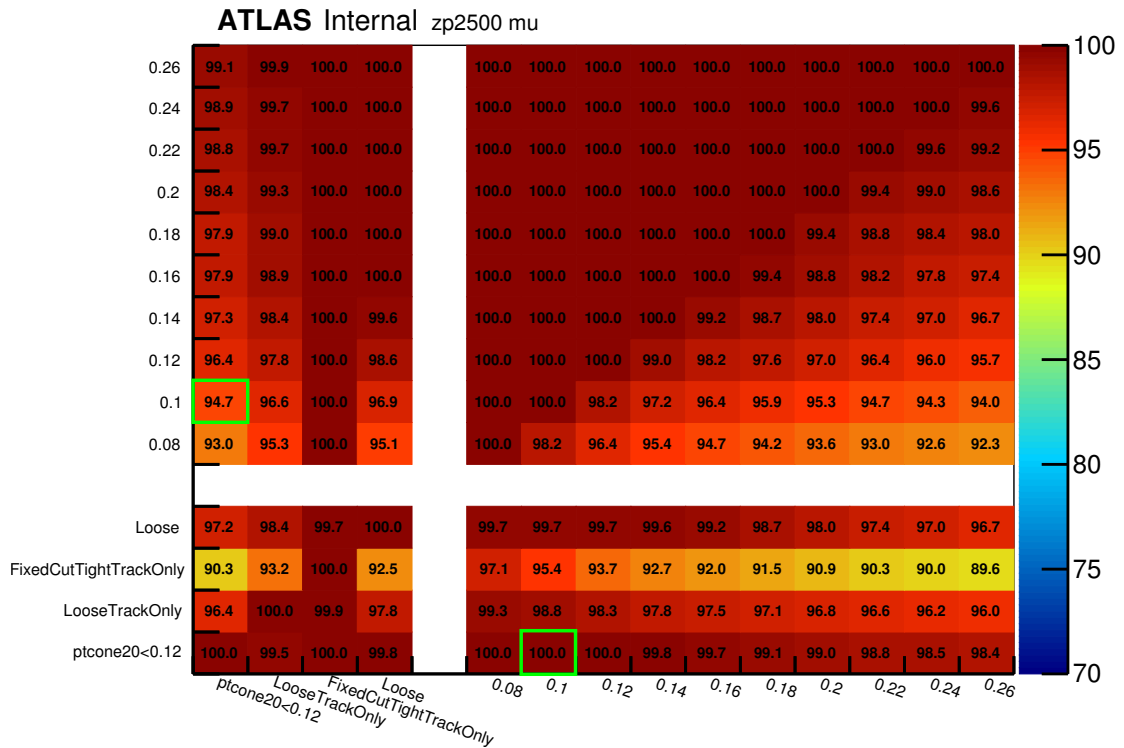
Pour véritablement valider l’intérêt de ce nouveau point, il faut vérifier son impact sur la sensibilité de l’analyse globale de recherche de résonances $t\bar{t}$. Cette analyse est décrite en détail au chapitre 7. La limite de sensibilité sur les sections efficaces de production d’un Z' de largeur $\Gamma/m = 1.2\%$ a été étudiée.

Une analyse simplifiée a permis d’effectuer ce calcul en utilisant les différents points d’isolation mentionnés ci-avant. Les résultats montrant la sensibilité de l’analyse pour une luminosité équivalente de 20 fb^{-1} sont présentés sur la figure 6.7.

Les trois courbes de limites se superposent quasi parfaitement traduisant un faible impact de l’isolation sur le résultat. Pour la masse de 4 TeV, une légère différence est visible, mais l’analyse n’est pas encore sensible à cette masse. Au vu de ces résultats, il n’est donc pas indispensable de modifier le point d’isolation.



(a)



(b)

FIGURE 6.6 : Efficacité de la coupure en ordonnée, sachant que les événements ont passé la coupure en abscisse pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV. simulés à partir (a) d'un échantillon $t\bar{t}$ et (b) d'un échantillon de signal Z' de masse égal à 2500 GeV. Les valeurs numériques sur les axes correspondent aux coupures sur la variable $ptvarcone30/pt$.

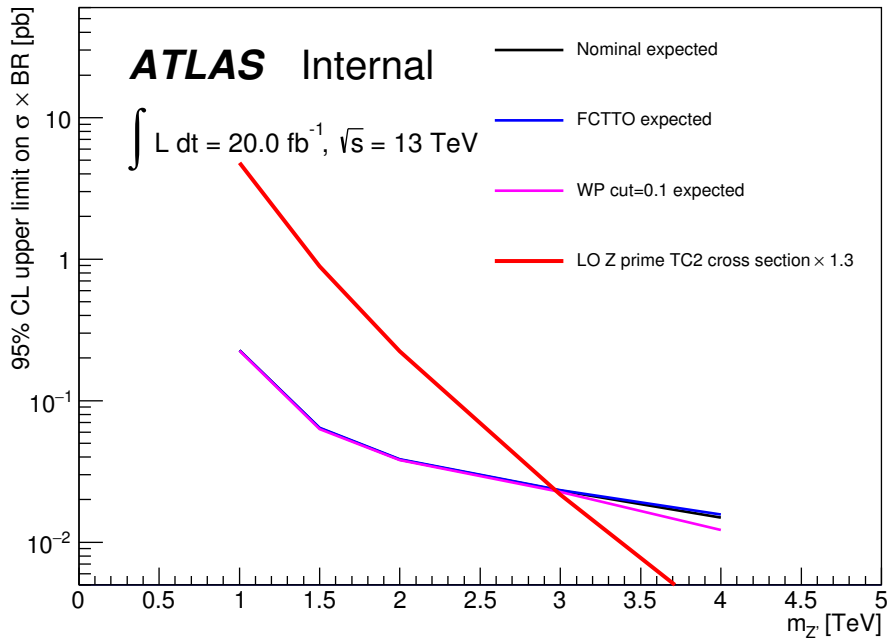


FIGURE 6.7 : Sensibilité de l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$ sur un Z' de largeur $\Gamma/m = 1.2\%$. L'exclusion attendue est calculée pour une quantité des données équivalente à 20 fb^{-1} de luminosité. Les trois courbes correspondent à trois coupures d'isolation sur les leptons. La courbe noire utilise le point LooseTrackOnly (LTO), la courbe bleue le point FixedCutTightTrackOnly (FCTTO) et la courbe rose, le nouveau point où une coupure de 10% est appliquée sur le rapport de la variable $ptvarcone20/pt$ pour les électrons et $ptvarcone30/pt$ pour les muons.

L'étude précédente a montré que le point de fonctionnement pour l'isolation FCTTO était prometteur, tout comme un nouveau point de coupure à 0.1. Ces points se sont avérés peu impactant sur la sensibilité finale de l'analyse. Il faut garder en tête que l'impact de l'isolation est particulièrement limitée dans le canal électronique. En effet la coupure en *overlap removal*, isole de fait les leptons. Il faudrait donc appliquer une coupure en *overlap removal*, elle aussi dépendante du p_T de l'électron. Les limites et solutions à ce problème seront détaillées au chapitre 8.

6.4 La reconstruction des jets dans ATLAS

6.4.1 Précisions sur la nature des jets

Dans les collisions à haute énergie, les jets sont des objets issus de la fragmentation et de l'hadronisation des quarks et des gluons. Les propriétés de confinement de la QCD empêchent la propagation des particules colorées libres que sont les quarks. Cette propriété est illustrée par la figure 6.8 [19] qui représente la constante de couplage α_s de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie Q .

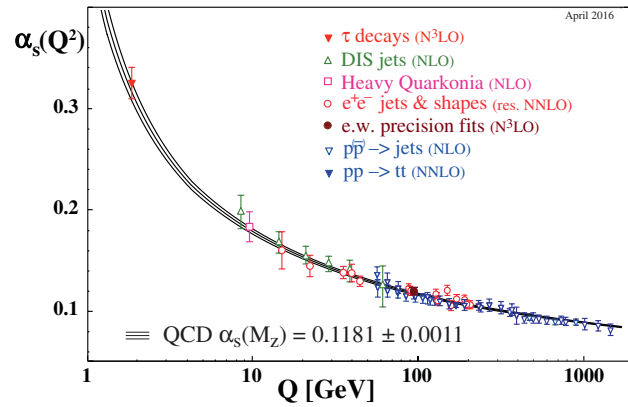


FIGURE 6.8 : Évolution de la constante de couplage α_s de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie d'interaction Q . Les points colorés correspondent à des mesures et les lignes noires à un ajustement sur les données [19].

On observe que la valeur de α_s diverge à basse énergie et devient faible à haute énergie. Plus l'énergie est faible plus les quarks vont avoir tendance à se lier. Ainsi, les quarks énergétiques produits dans un processus dur vont tout d'abord irradier des gluons, ce qui répartit peu à peu l'énergie entre ces différentes particules, c'est le processus de fragmentation. Lorsque l'échelle d'énergie devient suffisamment faible, les quarks et les gluons fusionnent pour former des hadrons, c'est l'hadronisation.

Ainsi un quark émis lors d'un processus dur crée dans le détecteur une gerbe de particules principalement composée de hadrons et appelée un jet.

Le but de la reconstruction des jets est de retrouver la quadri-impulsion initiale du parton. Il faut alors agglomérer les différentes particules présentes, c'est ce qu'on appelle le processus de *clustering* des jets.

Avant de détailler les algorithmes de *clustering*, la reconstruction des objets qu'ils utilisent est décrite dans la partie suivante.

6.4.2 Les objets d'entrée des algorithmes de *clustering*

Les algorithmes de *clustering* utilisent une liste de quadrivecteurs qui peut être construite à partir de différents types d'objets. Les principaux objets utilisés par la collaboration ATLAS sont détaillés dans cette section.

6.4.2.1 Les *topoclusters*

La position et l'énergie des particules sont d'une part reconstruites par amas calorimétriques topologiques [111] (*topoclusters*). La figure 6.9 illustre la construction de ces *topoclusters*. D'abord un algorithme recherche les cellules calorimétriques avec une énergie supérieure à 4 fois la valeur du bruit σ (électronique + empilement) attendu. Pour chaque cellule trouvée, les cellules adjacentes (en 3D) ayant une énergie supérieure à 2σ sont agglomérées de proche en proche. Enfin, une enveloppe de cellule est agrégée au *cluster*, quelle que soit leur énergie.

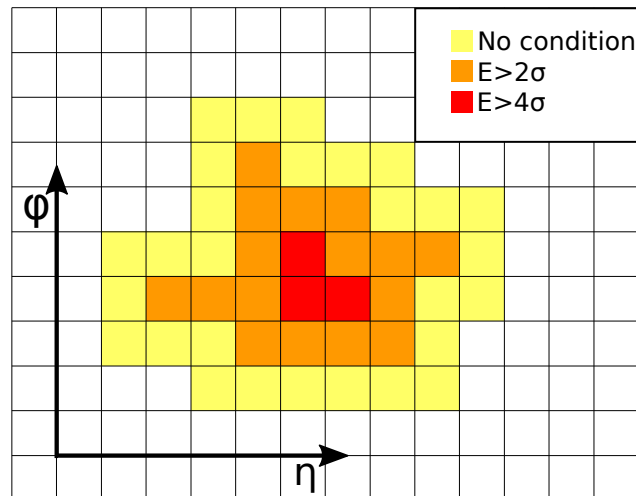


FIGURE 6.9 : Illustration de la formation d'un topocluster.

Ces *topoclusters* utilisent l'énergie mesurée par le calorimètre. Celle-ci est calibrée à

l'échelle électromagnétique⁵ c'est à dire optimisée pour reconstruire l'énergie des électrons ou des photons.

De manière simplifiée⁶, l'énergie d'un *topocluster* est la somme des énergies de chacune des cellules qui le compose. Les positions en η_{cl} et ϕ_{cl} du *topocluster* sont calculés en faisant la moyenne, pondérée par l'énergie, des valeurs des η_{cell} et ϕ_{cell} sur toutes les cellules.

$$\eta_{cl} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{cells}} |E_{cell,i}^{EM}| \eta_{cell,i}}{\sum_{i=0}^{N_{cells}} |E_{cell,i}^{EM}|}, \quad (6.3)$$

$$\phi_{cl} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{cells}} |E_{cell,i}^{EM}| \phi_{cell,i}}{\sum_{i=0}^{N_{cells}} |E_{cell,i}^{EM}|}. \quad (6.4)$$

Ces amas ne sont pas formellement identifiés comme des hadrons et leur masse est laissée à 0. Les quadrivecteurs des *topoclusters* sont les constituants principaux des jets "standard" d'ATLAS.

6.4.2.2 Les traces

Les particules chargées provenant de l'hadronisation de jets peuvent aussi être identifiées par la reconstruction de leur trajectoire (trace) dans le trajectographe interne. Ces traces ont une résolution en énergie qui se dégrade avec l'impulsion de la particule, mais leur position est bien mieux définie que celle des *topoclusters*.

Dans les topologies boostées, lorsque les particules sont proches, l'utilisation de traces permet ainsi de mieux résoudre les différentes particules présentes dans le jet ce qui a un intérêt particulier pour la reconstruction de la masse des jets (définition en section 6.4.5.3). Cependant, la contribution des particules neutres doit aussi être estimée et seuls les calorimètres peuvent fournir cette information. La masse des jets de traces est donc corrigée par celle mesurée dans le calorimètre, on parle alors de masse assistée par les traces (*track assisted mass*) [112].

Les jets de traces sont aussi utilisés dans les topologies boostées pour améliorer l'efficacité d'étiquetage des saveurs lourdes.

6.4.2.3 Les *truth* particules

Pour les événements de simulation les particules *truth*, c'est-à-dire avant le transport dans le détecteur, peuvent aussi être agrégées pour former des jets. Ce sont des particules de si-

5. Il existe des configurations où ces *clusters* sont calibrés indépendamment selon le type de particules, mais nous ne traiterons pas ce cas dans ce document.

6. Des poids sont assignés à chaque cellule pour affiner la répartition de l'énergie entre *clusters* dans le cas où plusieurs maxima locaux d'énergie existent.

mulation et leur nature est donc connue. Il est alors aisé de sélectionner celles qui entrent dans l'algorithme de *clustering*.

Construire des jets à partir des particules *truth* permet d'avoir une référence parfaitement calibrée et pour laquelle les effets d'hadronisation sont déjà pris en compte. La comparaison entre jets *truth* et jets reconstruits permet ainsi d'estimer les effets purement liés au détecteur.

En pratique, les particules utilisées sont celles provenant de l'interaction principale (sans l'empilement) et qui sont stables, à l'exception des neutrinos et des muons.

6.4.3 Les algorithmes de *clustering* des jets

6.4.3.1 Prérequis

Dans cette section, les quadrivecteurs utilisés pour reconstruire les jets seront nommés "constituants".

Le but de la procédure de *clustering* est de reconstruire l'impulsion initiale du parton en regroupant et sommant différents constituants pour former un jet. Il existe cependant plusieurs façons de reconstruire un jet à partir d'un ensemble de constituants.

Ces algorithmes doivent de plus satisfaire des conditions de sureté infrarouges et colinéaires. La sureté colinéaire signifie que deux partons émis colinéairement doivent être équivalents pour l'algorithme de *clustering*, à un unique parton émis dans cette même direction et d'énergie égale à la somme des deux partons initiaux. La sureté infrarouge signifie qu'un parton de faible énergie émis avec un grand angle ne doit pas affecter de manière significative la reconstruction finale du jet.

Enfin, les algorithmes de *clustering* doivent être les plus économes possible en ressources informatiques ce qui signifie qu'un minimum d'opérations doit être nécessaire pour les construire.

6.4.3.2 Algorithmes séquentiels

Dans la plupart des expériences de haute énergie et notamment dans ATLAS, on utilise des algorithmes de *clustering* séquentiels pour construire des jets. Les algorithmes principalement utilisés sont ceux du package FastJet [113]. En voici une description rapide.

Les algorithmes séquentiels de FastJet calculent d'abord la distance $d_{i,j}$ entre toutes les paires de constituants (i,j) , puis pour chacun des constituants, la distance au faisceau $d_{i,B}$. Ces distances sont pondérées par l'impulsion transverse des constituants.

$$d_{i,j} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{i,j}}{D}, \quad (6.5)$$

$$d_{i,B} = k_{Ti}^{2p}, \quad (6.6)$$

avec :

- $\Delta R_{i,j} = \sqrt{\Delta\phi_{i,j}^2 + \Delta\eta_{i,j}^2}$,
- D est un paramètre qui caractérise la taille des jets,
- p caractérise l'importance relative entre l'impulsion et la distance. Cette valeur définit aussi le type d'algorithme séquentiel utilisé,
- k_{Ti} est l'impulsion transverse du constituant i .

Chaque étape de cet algorithme se passe de la manière suivante : parmi toutes les distances $d_{i,j}$ et $d_{i,B}$, l'algorithme trouve la plus petite. Si cette distance correspond à une distance au faisceau $d_{i,B}$, alors le constituant associé est enlevé de la liste et l'on considère alors cet objet comme étant un jet. En revanche, si la plus petite valeur correspond à une distance entre une paire de constituants $d_{i,j}$ alors leurs quadrivecteurs sont sommés. Le nouveau quadrivecteur qui en résulte devient alors un nouveau constituant et remplace la paire utilisée pour le former. Toutes les distances $d_{i,j}$ et $d_{i,B}$ sont ensuite mises à jour. L'algorithme s'arrête lorsqu'il n'y a plus que des jets.

6.4.3.3 Antikt

L'algorithme antikt [114] est celui que la plupart des expériences de physique des particules modernes utilisent pour définir les jets. Il est sûr d'un point de vue des contraintes colinéaires et infrarouges.

Pour ce type d'algorithme, $p = -1$. Cela signifie que les particules les plus énergétiques vont être agglomérées en premier. En effet plus le quadrivecteur a une impulsion importante plus petit sera k_T^{-2} . On remarque aussi que pour deux particules distantes de plus de D , alors $d_{i,B}$ sera toujours plus petit que $d_{i,j}$. Cela implique que l'algorithme antikt génère des jets circulaires de rayon maximal égal à D . Une illustration des jets formés par l'algorithme anti-kt est montré sur la figure 6.10a. Sur cette figure, on remarque que dans le cas où deux jets sont plus proches que $\Delta R = 0.4$, le plus énergétique aura effectivement une forme circulaire. Le second sera en forme de croissant (circulaire moins le recouvrement de l'autre jet).

6.4.3.4 kt

L'algorithme kt agglomère en premier les particules les moins énergétiques ($p = 1$). Les jets générés ne sont pas circulaires comme illustré sur la figure 6.10b. Cette propriété est beaucoup utilisée dans les études de sous-structure des jets et pour estimer la contribution de l'empilement. En effet, les derniers jets agglomérés donnent des indications sur la nature des sous-jets ayant formé ce jet. Des détails à ce sujet seront donnés à la section 6.4.5.

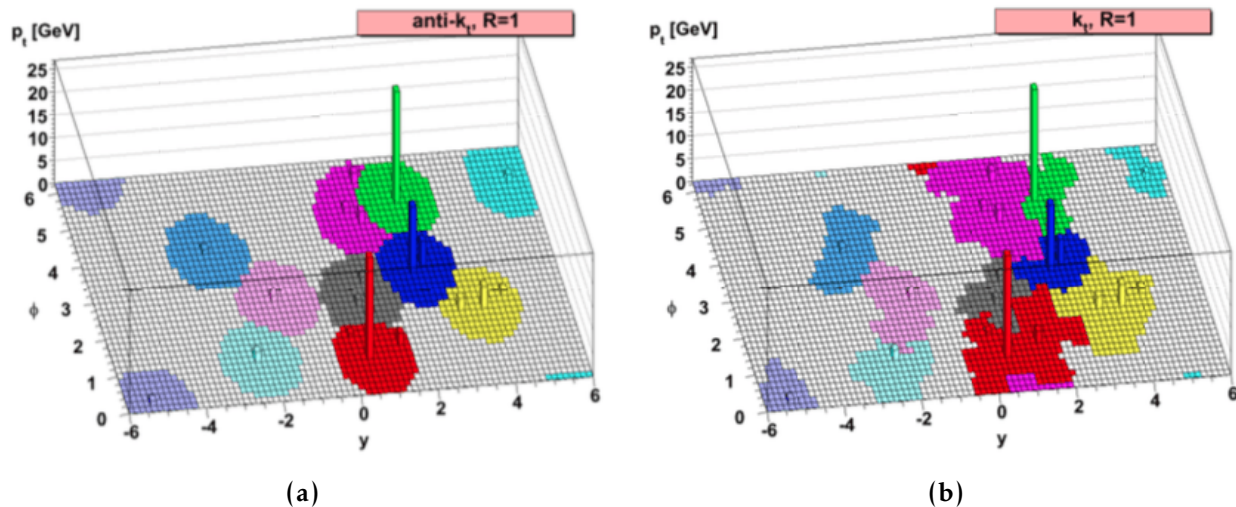


FIGURE 6.10 : Illustration de la construction de jets formés par (a) l'algorithme anti-kt et (b) par l'algorithme kt [115].

6.4.4 Reconstruction et calibration des jets

Les jets standard d'ATLAS sont reconstruits avec l'algorithme anti-kt à partir des amas calorimétriques topologiques (*topoclusters*). Leur rayon caractéristique D est égal à 0.4.

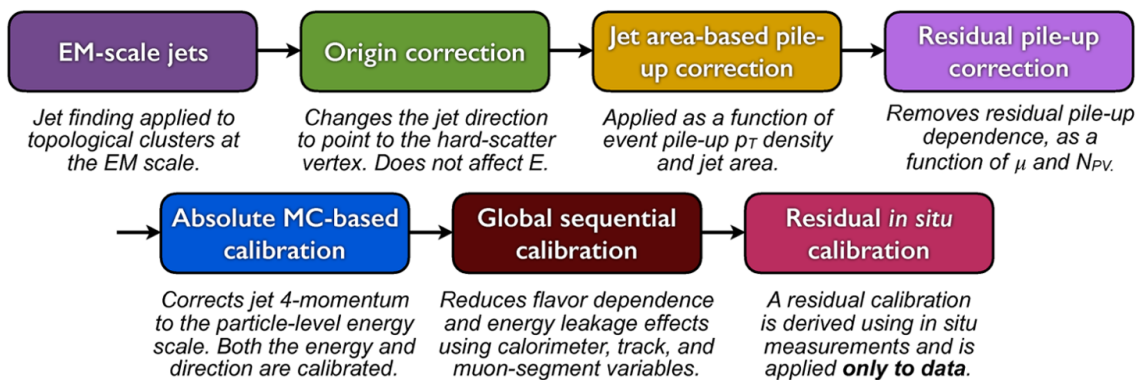


FIGURE 6.11 : Séquences de calibration de jets standards dans ATLAS [116].

Ces jets sont calibrés selon une méthode séquentielle illustrée sur la figure 6.11 [116]. Ces étapes de calibration ont pour but de corriger les jets reconstruits pour prendre en compte les effets de détecteur et d'empilement. Elles permettent également de prendre en compte le fait que les réponses des calorimètres hadroniques et électromagnétiques sont différentes.

Dans un premier temps, la position du jet est recalculée afin que ce dernier pointe vers le vertex d'interaction et non pas vers le centre du détecteur. Puis une correction basée sur la densité d'énergie induite par l'empilement et la surface du jet constitue une première suppression de l'empilement. Cependant à haute rapidité cette correction n'est pas

suffisante et une calibration supplémentaire permet à partir de simulation MC de corriger les différences résiduelles. Puis une calibration de l'énergie par comparaison avec de vrais jets reconstruits à partir de simulation MC permet de corriger des effets d'échantillonnage et de changement de calorimètres. Ensuite une calibration globale séquentielle permet des corrections plus fines, prenant en compte la saveur des jets et certains détails du détecteur. Enfin, une calibration *in situ* est appliqué aux jets dans les événements réels. Ces calibrations sont basés sur des événements $\gamma + jets$ et $Z + jets$. Elles permettent une calibration absolue des jets, car elles prennent comme référence une particule (Z, γ) dont l'énergie est mesurée indépendamment et précisément.

6.4.5 Les gros jets

6.4.5.1 Effet de boost sur les jets

L'émission d'une particule lourde ayant une grande impulsion entraine un effet de collimation de ses produits de désintégration. On parlera dans ce document d'effet de *boost*. Les figures 6.12a et 6.12b [117] montrent effectivement cet effet pour la désintégration d'un top et d'un W. L'angle entre les produits de désintégration suit approximativement une loi en :

$$\Delta R \approx \frac{2m}{p_T}, \quad (6.7)$$

où ΔR constitue l'angle entre les produits de désintégration et où m et p_T correspondent à la masse et à l'impulsion transverse de la particule initiale.

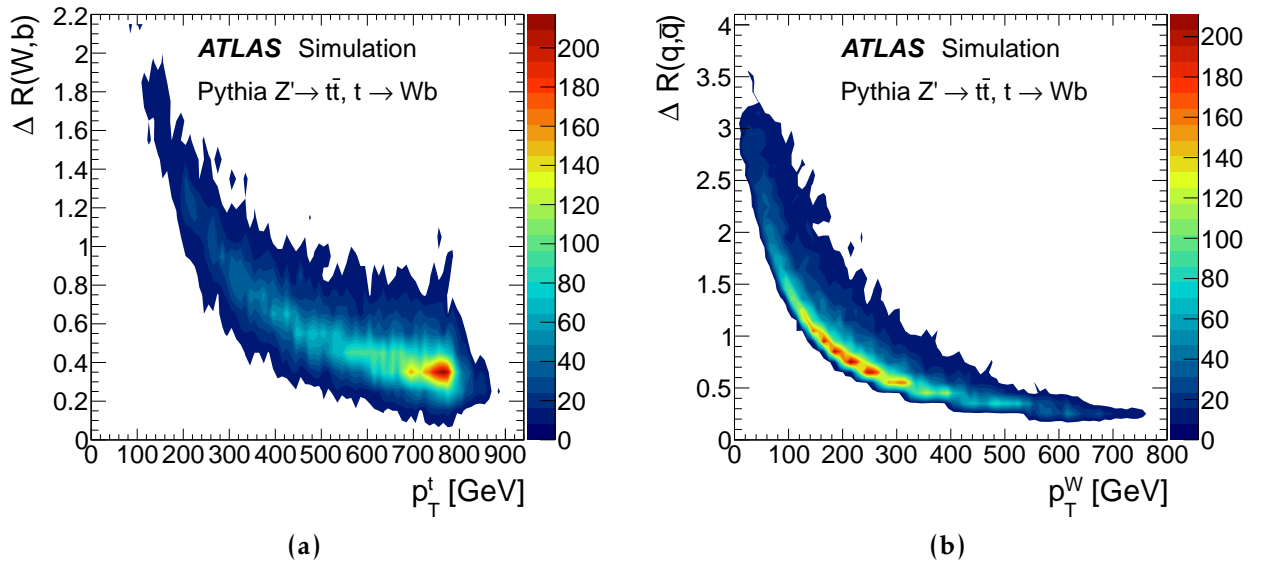


FIGURE 6.12 : Distribution de la distance ΔR séparant les produits de désintégration en fonction de l'impulsion transverse de la particule initiale dans le cas (a) d'un top et (b) d'un W [116].

Ainsi lorsque le boost est important il devient difficile de reconstruire indépendamment les différents jets issus de la désintégration d'une particule, avec les jets "standard" d'ATLAS.

Des "gros" jets sont alors utilisés. Ils sont construits avec l'algorithme anti-kt, mais avec le rayon caractéristique D égal à 1.0. Dans le cas où deux jets sont superposés, le gros jet contiendra alors la totalité des contributions [117].

Une calibration spécifique est appliquée sur ces gros jets. Aucune différence significative n'a été observée justifiant une calibration particulière pour les gros jets issu des quarks top comparativement à ceux issu de la QCD.

6.4.5.2 Nettoyage des amas

Vu la taille des gros jets ($R=1.0$) et l'environnement fortement hadronique du LHC, des particules venant d'effets d'empilement (*pile-up*), d'interactions molles ou de l'événement sous-jacent peuvent venir polluer les "gros" jets. Ces effets dégradent les performances de la reconstruction, il faut donc en premier lieu nettoyer les gros jets.

Il existe plusieurs méthodes possibles (dites de *grooming*), mais nous décrivons ici celle recommandée par le groupe de performance d'ATLAS appelée *trimming*. Une illustration de cette procédure est donnée sur la figure 6.13

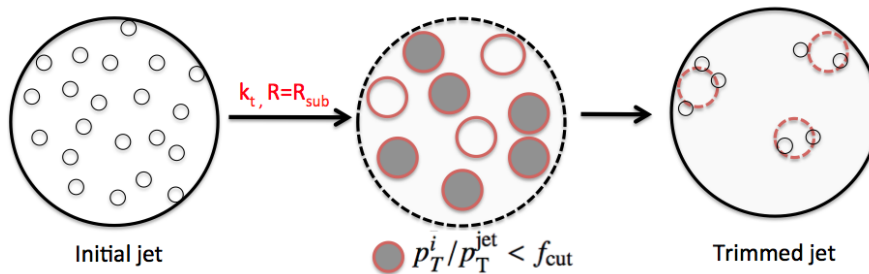


FIGURE 6.13 : Illustration de la procédure de suppression des amas (*trimming*) utilisée dans ATLAS [116].

Les constituants des gros jets sont réutilisés dans un algorithme de jet kt. Un rayon caractéristique R_{sub} valant typiquement 0.2 est utilisé. Pour chacun des sous-jets i reconstitués de cette manière on calcule p_T^i / p_{T}^{jet} . Si cette valeur est inférieure à une coupure f_{cut} qui est de l'ordre de 5%, le sous-jet est supprimé et ses constituants sont ignorés dans le jet final.

6.4.5.3 Variables de sous-structure des jets

Pour identifier les jets provenant de la décroissance d'une particule massive (boson W, quark top, boson de Higgs) des méthodes d'analyse de la sous-structure des jets [117] sont utilisées. Elles consistent à réutiliser l'information des amas dans le gros jet pour en

déduire des variables discriminantes entre les jets de désintégration de quark top et les jets de QCD. En voici quelques-unes [118].

- **La masse du jet** est calculée à partir des constituants selon l'équation :

$$(m^{jet})^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i p_i\right)^2. \quad (6.8)$$

Dans le cas d'un jet issu d'un quark top, cette masse est centrée autour de la masse du quark top alors qu'elle forme un pic à basse masse pour les jets de QCD (voir figure 6.14a).

- **Échelle de séparation** (*Splitting scale*) : Pour calculer cette variable, l'algorithme de *clustering* kt est appliqué sur les amas du gros jet. Cet algorithme va d'abord agglomérer les constituants avec de faibles contributions en impulsion transverse. Lors de l'avant-dernière étape de l'agglomération, il reste deux sous-jets. En analysant la distance pondérée entre ces deux derniers jets, on définit la variable d'échelle de séparation (*Splitting scale*) selon l'équation 6.9 :

$$\sqrt{d_{12}} = \min(p_{Ti}, p_{Tj}) \times \Delta R_{ij}, \quad (6.9)$$

où i et j représentent les indices des deux derniers jets. Dans le cas d'une désintégration de particule massive, les deux jets ont des impulsions transverses relativement symétriques comparées à celles des jets de QCD. La distribution de cette variable est donnée figure 6.14b.

- **Probabilité de N-sous jets** (*N-subjetiness*) : Comme décrit précédemment, on utilise l'algorithme kt pour reconstruire des sous-jets. Le *clustering* s'arrête lorsqu'il ne reste que N jets. Ces jets ont chacun un axe donné. Pour chaque amas, on définit la distance minimale avec les différents sous-jets R_k^{min} . La variable *N-subjetiness* est définie comme :

$$\tau_N = \frac{1}{d_0} \sum_k p_{Tk} \times R_k^{min}, \text{ avec } d_0 = \sum_k p_{Tk} \times R, \quad (6.10)$$

où la somme court sur tous les amas et R est le rayon caractéristique d'agglomérations de l'algorithme kt. Ainsi τ_N quantifie à quel point un gros jet est constitué de N sous-jets. De manière générale, on utilise préférentiellement le rapport $\tau_{(n+1)n} = \tau_{n+1}/\tau_n$. Si ce rapport tend vers 1, cela signifie que la sous-structure du gros jet est mieux décrite avec n constituants. Des valeurs plus faibles indiquent que ce jet est mieux décrit par $n + 1$ sous-jets. Dans le cas de la décroissance d'un boson W on utilise la variable τ_{21} et pour un quark top la variable τ_{32} dont un exemple est donné sur la figure 6.14c.

Sur les figures 6.14a, 6.14b et 6.14c on observe bien une différence de distributions entre le signal et le bruit de fond, une différentiation est donc possible à partir de ces variables. De plus, on observe que la procédure de nettoyage (*grooming*) permet aussi d'améliorer la séparation entre le signal et le bruit de fond.

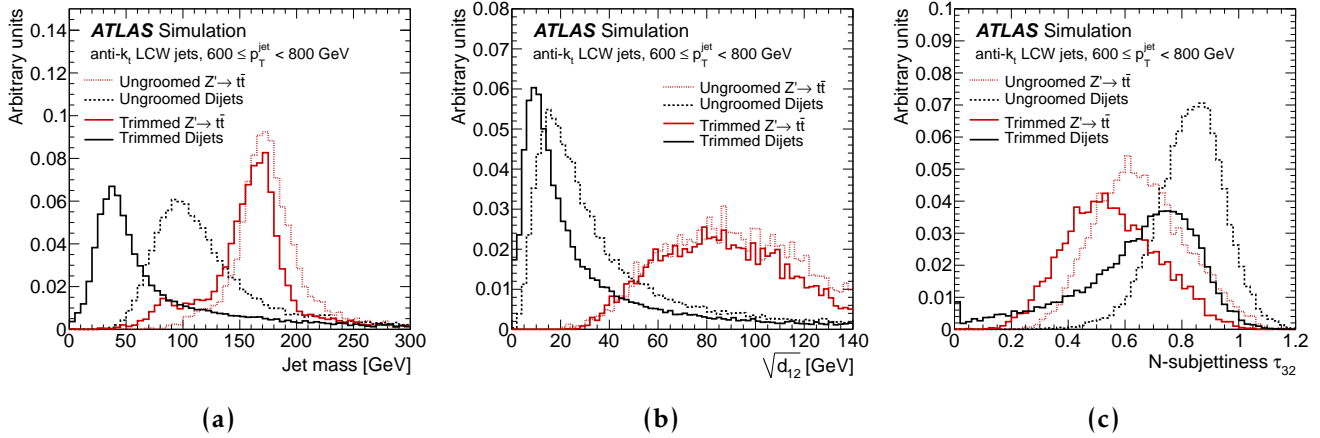


FIGURE 6.14 : Distribution des variables de sous structure de jet (a) m^{jet} , (b) $\sqrt{d_{12}}$ et (c) τ_{32} pour un échantillon de signal (rouge) Z' de masse égal à 1.6 TeV, se désintégrant en paires de quarks top et un échantillon de bruit de fond dijets (noir). Dans les cas où un nettoyage des amas a été effectué, la distribution est en ligne pleine, sinon en lignes pointillées.

Les procédures d'étiquetage des gros jets venant des quarks top (*top-tagging*) utilisées depuis le début du Run-2 utilisent des coupures sur m^{jet} et τ_{32} de manière à avoir une efficacité plate de 80% sur le signal pour des jets avec un p_T supérieur à 300 GeV. Le taux de rejet des jets de QCD est cependant limité puisqu'il n'excède pas 5 au delà de 300 GeV comme l'illustre la figure 6.15 ce qui correspond à une efficacité d'au moins 20% sur ces jets.

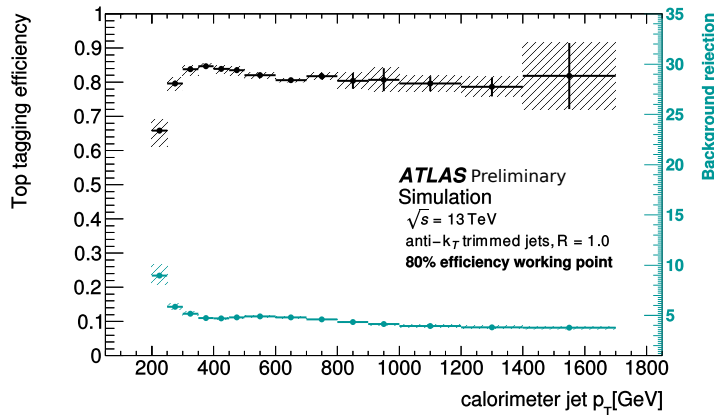


FIGURE 6.15 : Efficacité de sélection d'événements (courbe noire) provenant de la désintégration d'un Z' massif se désintégrant en paire de quarks top en utilisant la méthode d'étiquetage des gros jets issu d'un top (*top-tagging*) au point de fonctionnement de 80%. Le facteur de rejet du bruit de fond est aussi représentée (courbe turquoise) [118].

6.5 Procédure d'overlap removal

On a vu que les électrons et les jets sont reconstruits par des informations provenant des mêmes calorimètres. Deux algorithmes indépendants reconstruisent donc des objets différents pour un même dépôt d'énergie. Un électron sera ainsi toujours reconstruit comme un jet et comme un électron. Ce jet sera appelé le "jet-électron". Afin de pallier cette ambiguïté, la procédure de suppression du recouvrement suivante a été adoptée dans ATLAS :

1. Si $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.2$ alors le jet est supprimé, car on considère que c'est un jet-électron.
2. Si $0.2 < \Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.4$ on supprime l'électron, car on considère qu'il provient du jet

On voit que cette méthode supprime l'ambiguïté présente, mais qu'il n'est plus possible d'avoir un électron et un jet plus proche que $\Delta R = 0.4$.

Pour les muons, une procédure similaire est aussi appliquée. Mais dans ce cas, la contribution des muons dans les jet est très faible (les muons ne déposent que peu d'énergie dans les calorimètres). Ainsi seuls les muons plus proches que $\min(0.4, 10/p_{\text{Tel}} + 0.04)$ d'un jet sont supprimés.

D'autres options existent pour des cas plus particuliers. Par exemple pour les cas des quarks top boostés, une procédure entre électron et jet dépendant du p_T de l'électron peut être utilisée. Tout comme pour les muons, on rejette l'un des deux objet si leurs distance est inférieure $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < \min(0.4, 10/p_{\text{Tel}} + 0.04)$. Des électrons ayant une impulsion supérieure à 30 GeV peuvent alors se retrouver plus proche que $\Delta R=0.4$ d'un jet, mais dans ce cas, le jet est nécessairement contaminé par la présence de l'électron. Soit cette contamination n'a pas d'importance sur l'analyse, soit un traitement additionnel doit être mis en place.

6.6 Étiquetages des saveurs lourdes

Lors de l'hadronisation d'un quark b, un hadron B est formé. Son temps de vie est significativement plus élevé ($\approx 1.5ps$) que celui des autres hadrons. À l'endroit de sa désintégration, il forme alors un vertex déplacé. En se basant sur ce principe, il est possible d'*étiqueter* les jets de saveurs lourdes.

Tout d'abord dans ATLAS, trois algorithmes (IP3D,SV1 et JetFitter) calculent des variables discriminantes [119] basées sur les traces associés au jet. Les variables ainsi produites sont combinées dans une analyse multivariée utilisant les arbres de descision boostés (BDT). La figure 6.16a montre la distribution de la variable de sortie du BDT appelée MV2c10. Une coupure sur cette variable permet ainsi d'étiqueter les jets de b. L'efficacité de cette coupure en fonction du rejet des jets légers est donnée sur la figure 6.16b [120]. Les différentes lignes représentent les valeurs de sortie des BDT entraînés avec différentes fractions

de jets de quark c. Lorsque cette fraction est nulle, pour une efficacité sur les jets de b de 70% l'inverse de l'efficacité sur les jets de saveurs légères vaut 1000 (l'efficacité vaut donc 0.1%). Ce taux de rejet diminue à 400 (efficacité de 0.25%) dès que 10% des jets du lot de données d'entraînement sont des jets de c. Ainsi plus la fraction de jet de c est haute, plus l'algorithme sera bon pour séparer les b des c, mais cela se fera au détriment des saveurs légères.

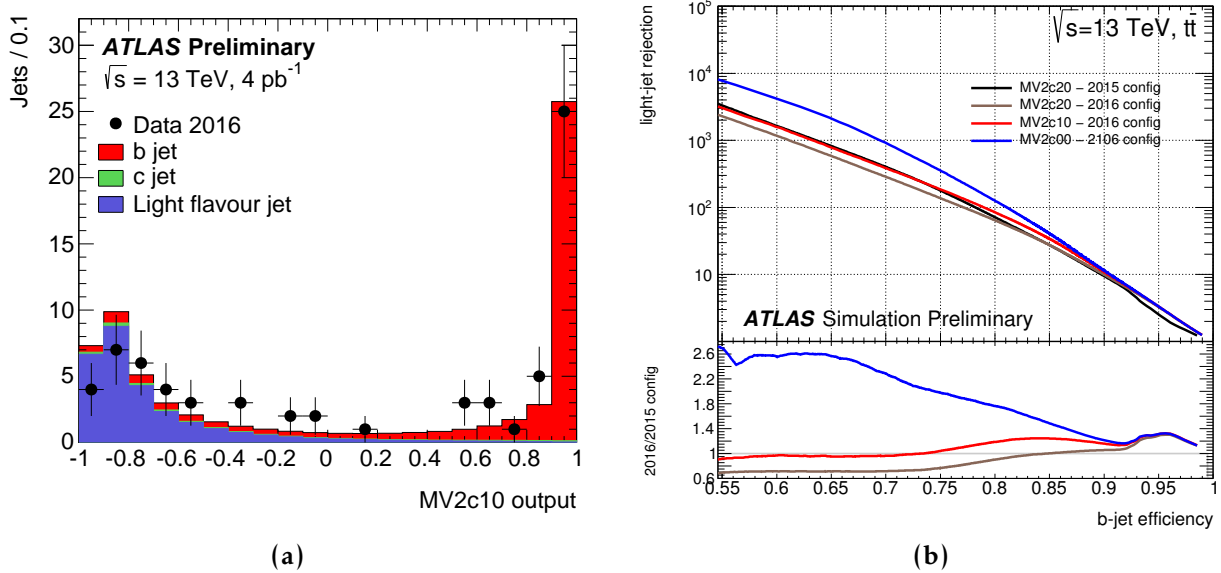


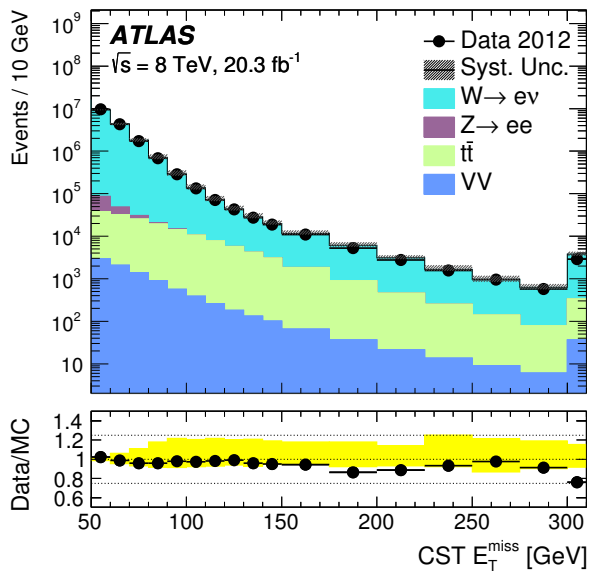
FIGURE 6.16 : (a) Variable de sortie de l'algorithme d'étiquetage des b pour un échantillon de données enrichies en paires de quarks top [120]. (b) Efficacité de rejet des jets de saveur légère en fonction de l'efficacité sur les jets de b [119].

6.7 Calcul de l'énergie transverse manquante

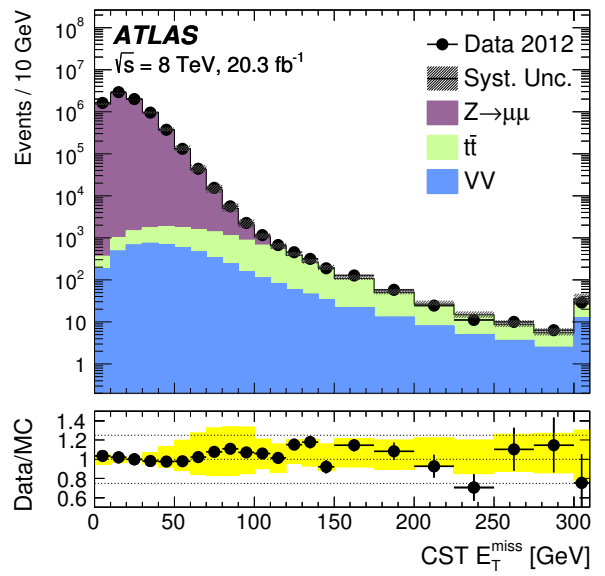
L'énergie transverse manquante est calculée à partir de la somme vectorielle de l'impulsion transverse des particules et jets reconstruits [121, 122]. Toutes les contributions des électrons, photons, taus et muons sont ainsi prises en compte tel que le montre l'équation 6.11.

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,e} + E_{x(y)}^{miss,\gamma} + E_{x(y)}^{miss,\tau} + E_{x(y)}^{miss,jets} + E_{x(y)}^{miss,\mu} + E_{x(y)}^{miss,soft}. \quad (6.11)$$

Le dernier terme de cette équation prend en compte les composantes moins énergétiques (*soft terms*). Ce terme peut être estimé à partir des amas calorimétriques, mais ces derniers sont plus sensibles à l'empilement. Il est aussi possible de le reconstruire à partir des traces. Les figures 6.17a et 6.17b montrent la distribution en E_T^{miss} pour respectivement une sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$ et d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Le désaccord entre données et simulation se situe aux alentours de 20%.



(a)



(b)

FIGURE 6.17 : Énergie transverse manquante calculée avec les soft terms calorimétriques pour (a) une sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$ et (b) pour une sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ [123].

7.1	Sélection des objets utilisés pour la recherche de résonances $t\bar{t}$	132
7.1.1	Les électrons	132
7.1.2	Les muons	132
7.1.3	Les jets	133
7.1.4	Les gros jets	133
7.1.5	Les jets de traces	133
7.1.6	L'énergie transverse manquante	133
7.2	Sélection des événements	133
7.2.1	Sélection commune	134
7.2.2	La sélection boostée	135
7.2.3	La sélection résolue	136
7.3	Évaluation des bruits de fond et incertitudes systématiques	138
7.3.1	Bruit de fond estimé par Monte-Carlo	138
7.3.2	Bruit de fond W+jets	138
7.3.3	Bruit de fond multijet évalué dans les données	139
7.3.4	Estimation des incertitudes systématiques	141
7.3.5	Validation de l'analyse	142
7.4	Résultats et analyse statistique	144
7.4.1	Ajustements	144
7.4.2	Recherche de déviations	146
7.4.3	Limites et interprétation	148

Nous avons jusqu'à présent montré l'intérêt qu'avait le quark top pour la recherche de nouvelle physique ainsi que les principes généraux de reconstruction des particules dans ATLAS. Nous allons dans cette section détailler l'analyse de recherche de résonance dans le spectre en masse invariante des paires de quarks top.

Tout d'abord la sélection des objets et des événements sera présentée. Puis les estimations des principaux bruits de fond et des incertitudes systématiques seront expliquées. Pour finir le chapitre, l'analyse statistique puis l'interprétation des résultats seront présentées.

Ce chapitre se base essentiellement sur la recherche de résonance $t\bar{t}$ à 13 TeV d'ATLAS [104]. Cette analyse ne traite que 3.2 fb^{-1} de données et uniquement les topologies où les quarks top sont boostés. Une description succincte de la sélection résolue est donnée, mais seuls les résultats de l'analyse des cas boostés seront présentés.

7.1 Sélection des objets utilisés pour la recherche de résonances $t\bar{t}$

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, il n'y a pas d'identification unique des particules. Plusieurs points de fonctionnement sont proposés par les groupes de performances.

La première étape d'une analyse de recherche de nouvelle physique est donc de définir les objets sur lesquels elle va s'appuyer.

L'état final recherché doit être compatible avec la désintégration d'une paire de quarks top semi-leptonique. Le quark top leptonique se caractérise par un lepton, de l'énergie transverse manquante et un jet. Le quark top hadronique, se caractérise par plusieurs jets ou un seul gros jet dans les cas boostés.

7.1.1 Les électrons

Les électrons sélectionnés doivent être identifiés avec le critère *LHTight* (voir section 6.2.2) qui est celui avec la plus grande pureté en électrons de signal.

Les électrons doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV ce qui permet d'être bien au-dessus des coupures imposées par le système de déclenchement (voir section 7.2.1). Les électrons doivent se trouver hors de la région $\eta > 2.47$ et en dehors du crack : $1.37 < |\eta| < 1.52$. Dans ces régions, les performances sont dégradées en raison d'une part de l'augmentation significative du matériel devant le calorimètre et d'autre part, de l'interface entre les deux parties du calorimètre (tonneau et bouchons).

Les coupures d'*overlap removal* sont appliquées aux électrons ainsi que celle correspondant à l'isolation *LooseTrackOnly* qui est optimisée pour avoir une efficacité sur les électrons de 99% (voir définition à la section 6.3.1).

7.1.2 Les muons

Les muons doivent satisfaire les critères de qualité *Medium* (voir section 6.2.3) et la coupure en impulsion transverse $P_T > 25$ GeV pour les mêmes raisons que les électrons.

Une procédure d'*overlap removal* dépendante de l'impulsion transverse du muon est appliquée. Les muons sont rejetés dans le cas où leur distance à un jet respecte l'inégalité : $\Delta R(\mu; \text{jet}) < 0.04 + 10/p_{T,\mu}$.

Les muons doivent aussi passer les coupures d'isolation *LooseTrackOnly* qui sont optimisées pour avoir une efficacité sur les muons de 99% (définition à la section 6.3.1).

7.1.3 Les jets

Les jets sélectionnés pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ sont construits à partir des paramètres par défaut des algorithmes utilisés dans ATLAS : anti-kt avec le rayon caractéristique $D=0.4$. Les *topoclusters* de ces jets sont calibrés à l'échelle électromagnétique¹. Seuls les jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV et se trouvant dans la région $|\eta| < 2.5$ sont considérés.

7.1.4 Les gros jets

Les "gros jets" (*large jets*) sont des jets anti-kt de rayon caractéristique égal à $D = 1.0$. Ces jets sont nettoyés à l'aide de la méthode de *trimming* détaillée en section 6.4.5. Ces jets nettoyés doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 300 GeV. De plus, ils doivent être étiquetés comme étant issus d'un quark top (*top tagging*). L'étiquetage utilise des coupures sur la masse du jet et sur le ratio de *N-subjetiness* $\tau_{3/2}$ dont les performances sont aussi détaillées en section 6.4.5. Ces coupures sont optimisées pour avoir une efficacité de sélection d'environ 80% pour un jet de p_T au moins égale à 300 GeV [118].

7.1.5 Les jets de traces

Dans cette analyse, les jets de traces sont utilisés pour identifier les jets issus du quark b. Ils doivent être reconstruits avec au moins deux traces agglomérées avec l'algorithme anti-kt et le paramètre $R=0.2$. Les traces doivent chacune avoir une impulsion au moins égale à 0.4 GeV et se trouver dans $|\eta| < 2.5$.

Les jets ainsi formés doivent avoir un p_T supérieur à 10 GeV et aussi se trouver dans une région $|\eta| < 2.5$.

7.1.6 L'énergie transverse manquante

Les neutrinos émis par la désintégration leptonique ne sont pas reconstruits par le détecteur. Seule l'énergie transverse manquante permet de signaler leur présence en sommant l'impulsion transverse des particules visibles. Le *soft term* (voir section 6.7) est calculé à partir des traces et des dépôts calorimétriques.

7.2 Sélection des événements

Les objets sur lesquels notre sélection se base étant maintenant définis, il est possible de détailler les coupures permettant de sélectionner les événements correspondant à la désintégration d'une paire de quarks top dans les canaux électron+jets ou muon+jets. Un

1. Leur nom complet est donc AntiKt4EMTopo.

ensemble de coupures simples permet de faire un premier tri. Puis pour chaque type de lepton (électron ou muon), une sélection affinée permet de différencier les topologies boostées et résolues. En fin de compte, ce sont 4 canaux qui sont définis.

7.2.1 Sélection commune

Dans un premier temps, les événements doivent être acceptés par le système de déclenchement. Les conditions de déclenchement demandent la présence d'au moins un lepton (*Single lepton*) et sont détaillées dans la référence [56] pour les données de 2015 et [58] pour les données de 2016. Un équilibre entre la qualité et l'énergie du lepton est appliquée. Par exemple, un électron *loose* sera accepté en 2015 si son impulsion transverse est supérieure à 120 GeV. Mais si, on demande que cet électron soit défini comme *medium*, alors la coupure sur le p_T peut descendre jusqu'à 24 GeV.

Les conditions de déclenchement de l'analyse boostée sont plus précisément regroupées dans le tableau 7.1.

TABLE 7.1 : Conditions de déclenchement *single lepton* utilisées en 2015. Un événement est accepté s'il passe au moins une de ces conditions.

p_T [GeV]	qualité
electrons	
>24	medium
>120	loose
muons	
>20	isolated
>50	-

De manière générale, plus un objet est énergétique, plus il est rare et moins ses conditions de qualité doivent être strictes.

Les effets de déclenchement sont pris en compte dans les événements de simulation via un poids qui simule les inefficacités induites et qui est appliqué individuellement à chaque événement.

Tous les événements dans l'analyse doivent être enregistrés dans des conditions de prise de données optimales pour tous les sous détecteurs d'ATLAS. Cela revient à être accepté par la *Good Run List* (voir section 2.4), la plus générale d'ATLAS appelée *AllGood*.

Un seul et unique lepton (électron ou muon) est requis par événement. Dans le cas où plusieurs leptons sont définis, l'événement est rejeté.

Voulant sélectionner les paires de quarks top se désintégrant de manière semi-leptoniques, un neutrino est nécessairement produit. Il est donc demandé que dans chaque événement une énergie transverse manquante au moins égale à 20 GeV soit mesurée. De plus, la somme entre la masse transverse du W (m_T^W) et la E_T^{miss} doit être supérieure

à 60 GeV. La masse transverse du W est calculée à partir de l'équation 7.1 et a pour caractéristique d'être bornée par la masse du W si le lepton et l' E_T^{miss} proviennent effectivement de la désintégration d'un boson W.

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^{lepton} E_T^{miss} \times \cos(\Delta\phi(lepton, E_T^{miss}))}. \quad (7.1)$$

Cette coupure permet aussi de réduire le bruit de fond multijet.

Deux sélections sont ensuite utilisées pour optimiser la sensibilité de l'analyse à deux régimes d'impulsion des quarks top :

- La sélection résolue a pour but de sélectionner les paires de quarks top avec une impulsion faible. Dans ce cas, les objets issus de la désintégration des quarks top sont identifiables indépendamment.
- La sélection boostée quant à elle est optimisée pour sélectionner les événements où les quarks top ont une haute impulsion (un grand boost). Dans ce cas, leurs produits de désintégration fusionnent et cela nécessite alors une sélection particulière.

Pour garantir l'orthogonalité des sélections, seuls les événements n'ayant pas passé la sélection boostée sont analysés pour la sélection résolue.

7.2.2 La sélection boostée

Dans la sélection boostées, les produits de désintégration du quark top hadronique sont proches les uns des autres et sont donc reconstruits comme un seul gros jet. Ainsi les événements doivent contenir au moins un gros jet étiqueté comme venant du top.

Une autre particularité de la sélection boostée pour le quark top leptonique provient de la sélection du jet venant du quark b. Le jet de plus haute impulsion dans un cône de rayon égal à 1.5 autour du lepton est choisi comme candidat. On notera que ce jet ne doit pas nécessairement être étiqueté comme jet de b. En effet au vu des performances de reconstruction de la masse invariante, il est préférable de récupérer une forte radiation du quark top, plutôt que le véritable jet de b, qui serait plus mou.

Dans les topologies boostés, les quarks top sont émis en opposition. Pour sélectionner cette topologie les conditions suivantes sont demandées : $\Delta\phi(gros\ jet; lepton) > 2.3$ et $\Delta R(gros\ jet; lepton) > 1.5$.

Il est aussi demandé qu'au moins un jet reconstruit à partir de traces soit étiqueté comme provenant d'un quark b en utilisant un point de fonctionnement d'une efficacité de 70%. Ce jet peut correspondre au quark b de n'importe quel quark top.

Les efficacités de sélection du signal Z' sont présentées sur la figure 7.1 pour les deux types de canaux leptoniques boostés. On observe que l'efficacité pour le canal électronique est particulièrement faible comparées à celui avec des muons. Cela s'explique en particulier par la coupure d'*overlap removal* qui est bien plus stricte pour les électrons, notamment pour les topologies à haut boost. Ce constat constitue le point de départ de

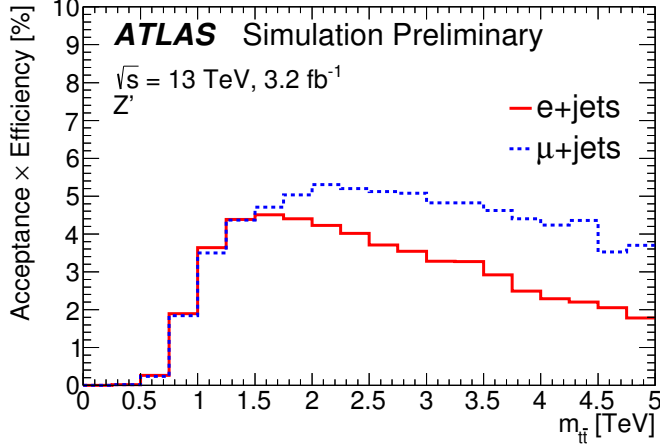


FIGURE 7.1 : Efficacités de sélections pour les événements issus de la désintégration d'un Z' Technicouleur assisté TopCouleur TC2 (voire section 5.2.1.1). Cette efficacité est multipliée par l'acceptance pour les sélections électron+jets et muon+jets en fonction de la masse invariante avant désintégration des quarks top. L'efficacité de sélection inclue les rapports d'embranchement.

l'analyse présentée au chapitre 8, où nous allons détailler pourquoi une telle coupure est utilisée et comment s'en affranchir.

7.2.3 La sélection résolue

Pour les événements n'ayant pas été acceptés par la sélection boostée, on applique la sélection résolue. Dans ce cas, on demande à ce que les trois jets issus de la désintégration du quark top hadronique soient identifiés séparément. Dans cette sélection, on demandera alors :

- Au minimum 4 jets standard
- 0, 1 ou 2 jets étiquetés comme venant d'un quark b.
- $\chi_{min}^2 < 0.9$

Le χ_{min}^2 est construit à partir de la formule 7.2. Toutes les combinaisons de jets sont testées et la combinaison donnant une valeur de χ^2 minimale est choisie comme valeur de χ_{min}^2 .

$$\chi^2 = \left[\frac{m_{jj} - m_W}{\sigma_W} \right]^2 + \left[\frac{m_{jbb} - m_{jj} - m_{top_had-W}}{\sigma_{top_had-W}} \right]^2 + \left[\frac{m_{j\ell\nu} - m_{t\ell}}{\sigma_{t\ell}} \right]^2 + \left[\frac{(p_{T,jbb} - p_{T,j\ell\nu}) - (p_{T,th} - p_{T,t\ell})}{\sigma_{diff-p_T}} \right]^2. \quad (7.2)$$

Les quatre termes du χ^2 viennent de quatre contraintes imposées par la topologie $t\bar{t}$:

- Le premier terme vient de la contrainte de la masse du W. Puisque deux des jets doivent être issus d'un boson W, leur masse invariante doit être proche de la masse du boson W.
- Le deuxième terme est une contrainte sur la masse du quark top hadronique. Cette dernière dépend de la masse du W qui est déjà contrainte par le terme précédent. On préfère alors contraindre la différence de masse entre le quark top et le boson W. La différence de masse entre le système à trois jets et celui à deux jets précédent doit donc être compatible avec la différence de masse entre le quark top et le boson W.
- Les troisième terme est une contrainte sur la masse du quark top leptonique. Le système lepton, jet et neutrino doit avoir une masse invariante compatible avec la masse du quark top.
- Le quatrième terme est une contrainte sur la cinématique des quarks top. En effet, leurs impulsions transverses doivent être les mêmes. La différence d'impulsion transverse entre le systèmes à trois jets et celui avec le lepton, le neutrino et le dernier jet est utilisée comme contrainte. Cette différence devant être nulle.

Les paramètres de ces contraintes sont estimés par ajustement sur les événements de signal. Ils sont détaillés à la référence [124] et sont donnés dans la table 7.2 :

TABLE 7.2 : Valeur des paramètres utilisés dans le calcul du χ^2 , ajustés sur un échantillon Z' TC2.

Paramètres	Valeur ajustée
m_W	80.51 GeV
σ_W	12.07 GeV
m_{th-W}	85.17 GeV
σ_{th-W}	16.05 GeV
$m_{t\ell}$	167.36 GeV
$\sigma_{t\ell}$	25.41 GeV
$(p_{T,th} - p_{T,t\ell})$	-0.23 GeV
σ_{diffp_T}	18.85 GeV

Les valeurs des masses sont bien compatibles avec les mesures répertoriées à la référence [19]. La différence d'impulsion est bien compatible avec la valeur zéro.

Cette sélection permet de sonder les régions en basse masse invariante et a aussi l'avantage d'avoir une statistique beaucoup plus grande que la sélection boostée. Mais cela implique aussi un bruit de fond multijet plus important qu'il est difficile de modéliser. De plus cette grande statistique impose des contraintes importantes sur la simulation par Monte-Carlo de la contribution $t\bar{t}$. Le travail sur ce canal avec les données à 13 TeV est toujours en cours et ne sera donc pas détaillé ici.

7.3 Évaluation des bruits de fond et incertitudes systématiques

7.3.1 Bruit de fond estimé par Monte-Carlo

Le bruit de fond largement majoritaire est la production standard de paires de quarks top. Cette dernière est modélisée par simulation Monte-Carlo. Le générateur POWHEG [60] produit les événements au niveau des éléments de matrice, puis PYTHIA [62] est utilisé pour simuler l'hadronisation des quarks.

La production de quarks top célibataires (Single-top), les production Z+jets et dibosons sont elles aussi évaluées par simulation Monte-Carlo.

7.3.2 Bruit de fond W+jets

Le bruit de fond majoritaire à haute énergie (autre que le fond irréductible $t\bar{t}$) est la production de boson W associé à des jets (W+jets). La cinématique de ce bruit de fond (et donc la forme des différentes distributions correspondantes) est bien reproduite par les simulations. En revanche, sa normalisation doit être corrigée à partir de mesures dans les données. Pour ce faire, on utilise l'asymétrie de charge du bruit de fond W+jets.

On peut écrire en toute généralité :

$$N_{Data,W} = N_{Data,W^+} + N_{Data,W^-}. \quad (7.3)$$

On cherche maintenant à évaluer la valeur du nombre d'événements W+jets total $N_{Data,W}$ à partir des simulations. La valeur brute issue des simulation doit être corrigée par un facteur constant \mathcal{C} . On cherche donc \mathcal{C} tel que :

$$N_{Data,W} = (N_{MC,W^+} + N_{MC,W^-}) \times \mathcal{C}. \quad (7.4)$$

On utilise alors le fait qu'il existe une asymétrie de charge bien modélisé par les simulations Monte-Carlo. On peut donc détailler \mathcal{C} de la manière suivante :

$$N_{Data,W} = (N_{MC,W^+} + N_{MC,W^-}) \times \frac{(N_{Data,W^+} - N_{Data,W^-})}{N_{MC,W^+} - N_{MC,W^-}}. \quad (7.5)$$

En notant $r_{MC} = \frac{N_{MC,W^+}}{N_{MC,W^-}}$ on peut réécrire l'équation 7.5 sous la forme suivante :

$$N_{Data,W} = \left(\frac{r_{MC} + 1}{r_{MC} - 1} \right) (N_{Data,W^+} - N_{Data,W^-}). \quad (7.6)$$

La mesure du facteur correctif \mathcal{C} est effectuée dans une région enrichie en événements W+jets, pour laquelle aucune condition sur l'étiquetage d'un jet de b n'est demandé et où

au moins un gros jet sélectionné ne doit pas passer les conditions d'étiquetage du quark top. L'impact du changement de région d'estimation vis-à-vis de la région de mesure est considéré comme négligeable.

La contribution des événements ayant une symétrie de charge similaires à $t\bar{t}$ doivent disparaître dans la différence ($N_{Data,W^+} - N_{Data,W^-}$). Outre la contribution W +jets, les événements produisant les quarks top célibataires, ZW et $t\bar{t}+W$ ont une asymétrie de charge. Ces trois dernières contributions sont estimées par simulation puis soustraite aux données avant d'extraire la valeur de \mathcal{C} . En 2015 les valeurs obtenues pour \mathcal{C} sont $0.73 \pm 0.12(\text{stat})$ pour le canal électron+jets et $0.82 \pm 0.18(\text{stat})$ pour le canal muon+jets.

7.3.3 Bruit de fond multijet évalué dans les données

Le bruit de fond multijet est particulièrement présent dans les régions de basses masses. Il est issu d'interactions purement QCD qui ont une très grande section efficace au LHC.

Les critères de déclenchement, les procédures de reconstruction et d'identification des leptons ainsi que les coupures cinématiques ont pour but principal de réduire l'impact de ce bruit de fond. Au final, une très petite fraction de ces événements sont sélectionnés.

Pour modéliser le bruit multijet, il faudrait générer un très grand nombre d'événements de simulation où finalement peu d'entre eux seraient sélectionnés. Ceci utiliserait trop de ressources informatiques. De plus, les effets conduisant à la mauvaise identification des hadrons sont difficiles à modéliser avec précision. Pour pallier ces contraintes, le bruit de fond multijet est estimé directement dans les données. Dans l'analyse $t\bar{t}$, la méthode "de la matrice" est utilisée. Nous en donnons ici le principe.

La définition des leptons est basée sur deux points de fonctionnement. Le premier est nommé *Tight* et correspond à la sélection du lepton de l'analyse. Le deuxième point d'identification nommé *Loose* utilise des critères relâchés par rapport à la sélection de l'analyse : l'identification des leptons ne doit plus qu'être *loose* et aucune coupure d'isolation n'est appliquée. Dans ce cas, l'efficacité de sélection des leptons est plus grande tout comme celle du bruit multijet.

On définit alors l'efficacité ϵ qui correspond à la proportion de leptons de signal *Loose* qui passent aussi la sélection *Tight* :

$$\epsilon = N_{real}^{Tight} / N_{real}^{Loose} . \quad (7.7)$$

De manière similaire, on définit l'efficacité pour sélectionner un hadron reconstruit comme un lepton (*fake*) selon l'équation :

$$f = N_{fake}^{Tight} / N_{fake}^{Loose} . \quad (7.8)$$

À partir des efficacités précédentes, on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} N^{Tight} \\ N^{Loose} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon & f \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} N_{real}^{Loose} \\ N_{fake}^{Loose} \end{pmatrix}. \quad (7.9)$$

où N_{tight} et N_{loose} sont la quantité totale de leptons mesurée dans les données lorsque les critères *Tight* et *Loose* sont respectivement appliqués.

Si on inverse le système, on obtient alors :

$$\begin{pmatrix} N_{real}^{Loose} \\ N_{fake}^{Loose} \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon - f} \begin{pmatrix} 1 & -f \\ -1 & \epsilon \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} N^{Tight} \\ N^{Loose} \end{pmatrix}. \quad (7.10)$$

La valeur qui nous intéresse ici est le nombre de leptons (*fake*) qui se retrouvent dans la sélection *Tight*.

$$N_{fake}^{Tight} = f N_{fake}^{Loose} = \frac{f}{f - \epsilon} \times (N^{Tight} - \epsilon N^{Loose}). \quad (7.11)$$

La quantité de bruit de fond est donc estimée à partir de ϵ , f et des données. Toute la complexité de cette méthode repose dans l'estimation des efficacités.

L'efficacité réelle ϵ est directement estimée dans la région de signal alors que l'efficacité f est estimée dans une région particulière (CR), enrichie en événements multijets et orthogonale à la sélection de l'analyse. Pour cela les coupures sur la $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$ et sur la somme $E_T^{\text{miss}} + m_T^W > 60 \text{ GeV}$ sont inversées.

Les mesures des efficacités ϵ et f ont été paramétrées en fonction de l'impulsion transverse du lepton (p_T), de son isolation (topoetcone20), de la distance minimale avec un jet (DR^{min}) et du nombre de jets étiquetés comme b. Cette paramétrisation est optimisée pour prendre en compte au mieux les différences de topologie entre la région de contrôle et la région de signal.

Les valeurs de ϵ et f mesurées pour les électrons sont montrées sur les figures 7.2a et 7.2b en fonction du p_T et de la variable d'isolation.

Le découpage de l'espace des phases en fonction des différentes variables a pour conséquence des zones avec une faible statistique pour lesquelles ϵ et f peuvent prendre des valeurs non physiques. Dans ce cas, la valeur d'efficacité utilisée correspond à la moyenne des efficacités des intervalles adjacents.

L'efficacité f est ainsi estimée dans une région de l'espace des paramètres différente de celle utilisée pour la mesure. Il faut donc vérifier si les valeurs d'efficacité mesurées permettent d'avoir un bon accord données-simulation.

Ce test ne peut pas s'effectuer dans la région de signal (un désaccord pourrait venir du signal et non d'une mauvaise modélisation), des régions de validations sont alors utilisées. Elles sont aussi orthogonales à la région d'estimation de f et à la région de signal. On définit deux régions de validation telles que : ($E_T^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} + m_T^W > 60 \text{ GeV}$)

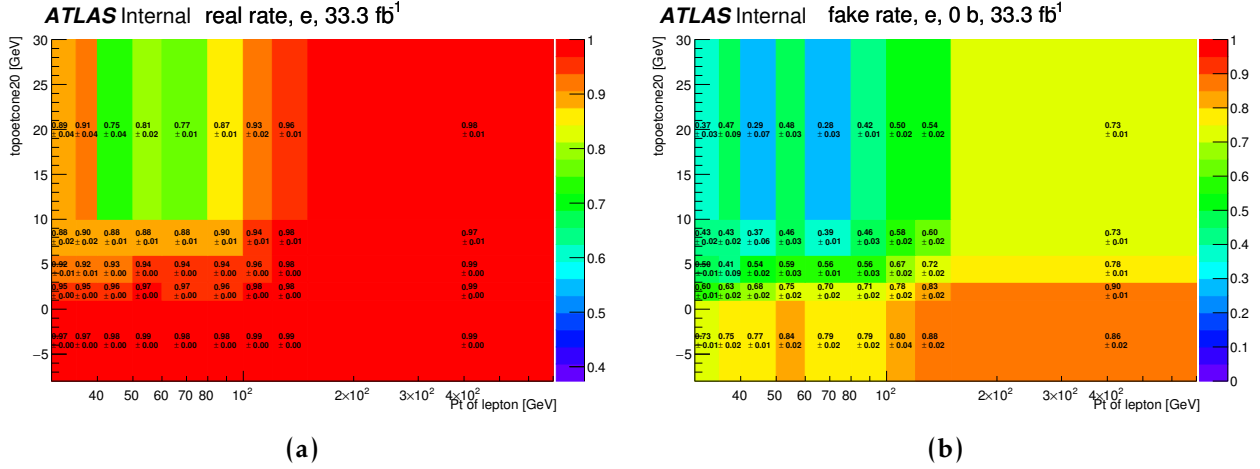


FIGURE 7.2 : (a) Efficacité ϵ et f pour la sélection électronique [125] en fonction de l'impulsion de l'électron et de la variable d'isolation $topoetcone20$.

et ($E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV, $E_T^{\text{miss}} + m_T^W < 60$ GeV). Une illustration de la position des différentes régions de validation (VR) de contrôle (CR) et de mesure (SR) est donnée sur la figure 7.3a.

Sur la figure 7.3b on observe la distribution en masse invariante pour les événements se trouvant dans une des régions de validation. L'accord données-simulation est correct à 20% près et les données sont compatibles avec la simulation.

7.3.4 Estimation des incertitudes systématiques

Il existe de nombreuses sources d'incertitudes dont les principales catégories sont présentées ci-après.

Les incertitudes instrumentales viennent principalement des imperfections du détecteur notamment pour mesurer l'énergie des particules. Les incertitudes expérimentales associées à la reconstruction et l'identification des objets sont mesurées par les groupes de performances dédiées de la collaboration. Ils mesurent des facteurs de correction (*Scale factors*) à appliquer sur la simulation (une description plus précise de la méthode utilisée pour les électrons est donnée au chapitre 9). Des incertitudes sont dérivées à partir de la mesure de ces facteurs et sont ensuite propagées événement par événement dans les analyses.

Il existe de plus des incertitudes liées uniquement à la production de certains échantillons de simulation. Par exemple les incertitudes liées au calcul de la section efficace $t\bar{t}$, à l'estimation de la densité de parton dans le proton, aux différentes estimations des générateurs ou induites par les algorithmes de création de gerbes (*parton showering*). Lors de l'estimation de bruits de fond dans les données (le fond multijet, par exemple), la propagation des efficacités dans la région de signal engendre aussi des incertitudes spécifiques.

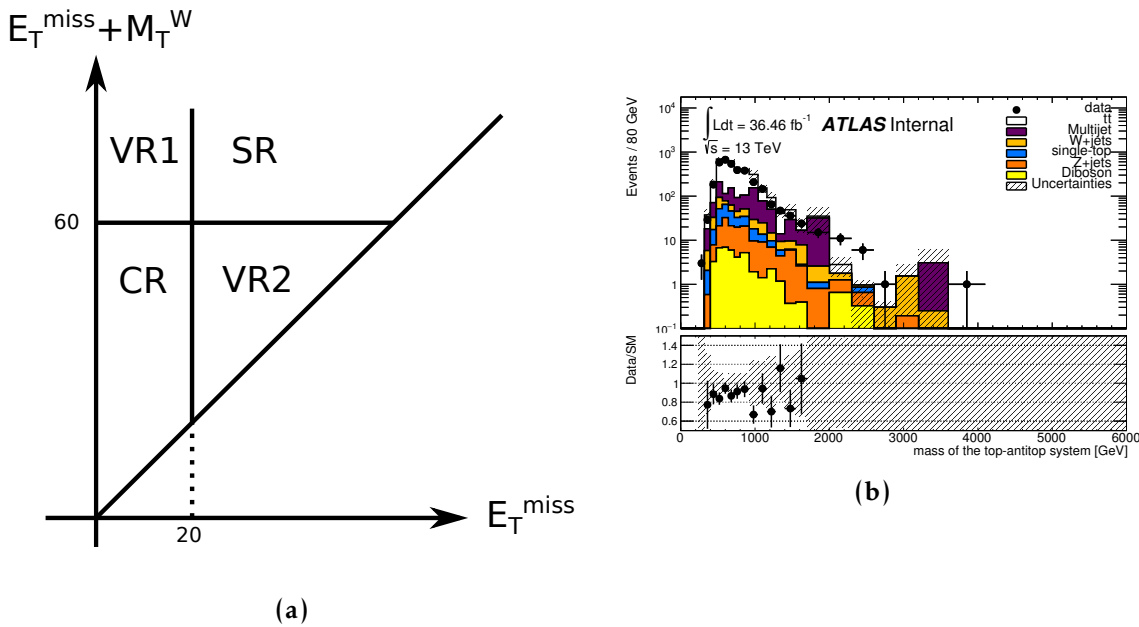


FIGURE 7.3 : (a) Illustration des différentes régions utilisées dans la méthode de la matrice. L'efficacité sur le signal ϵ est mesurée dans la région de signal (SR) et l'efficacité sur les lepton fake f dans la région de contrôle (CR). Pour valider la méthode, les régions (VR1 et VR2) sont utilisées. (b) Distribution en masse invariante dans la régions de validation VR1 incluant l'estimation du bruit de fond multijet [125].

Le tableau 7.3 montre l'impact des principales incertitudes systématiques (supérieures à 2%) sur l'estimation du bruit de fond [124]. La contribution systématique la plus importante vient de l'extrapolation au Run-2 des incertitudes sur l'échelle d'énergie et l'échelle de masse et de la variable $\tau_{3/2}$, calculée au Run-1. La deuxième contribution vient des incertitudes d'inter-calibration des gros jets. Les incertitudes sur les générateurs de gerbes et sur la production Monte-Carlo sont estimées en comparant différents outils. On observe que la section efficace $t\bar{t}$ contribue à hauteur de 5% et la luminosité à hauteur de 4%. L'incertitude de modélisation des radiations présentes dans les événements $t\bar{t}$ est de l'ordre de 3%. Enfin l'étiquetage des b induit une incertitude comprise entre 2 et 4% selon le canal étudié.

Chaque contribution des incertitudes est traitée indépendamment et est utilisée comme paramètre de nuisance dans l'ajustement final. L'impact des systématiques sur les échantillons de signal sont évaluées de la même manière.

7.3.5 Validation de l'analyse

Les analyses de recherche de nouvelle physique dans ATLAS se font en aveugle. Cela signifie que les coupures définissant les régions de signal ainsi que toute la procédure d'analyse ne sont construites qu'à partir de simulation et d'un petit échantillon de données. De même, la validation du bruit de fond se fait dans des régions orthogonales à celle de la mesure.

TABLE 7.3 : Incertitudes impactant de plus de 2% l'estimation du bruit de fond, pour les sélection boostés électron+jets et muon+jets [124]. Les valeurs données représentent les variations en pourcentage sur le bruit de fond. Les 23 contributions de l'étiquetage des jets de quark b sont sommés en quadrature.

Systématique	electron+jets	muon+jets
anti-k t R=1.0 JES, JMS, $\tau_{3/2}$ Run-1 extrapolation	11.6	12.0
anti-k t R=1.0 JES, JMS, $\tau_{3/2}$ cross calibration	9.8	10.3
$t\bar{t}$ parton shower modeling	8.5	9.1
$t\bar{t}$ generation modeling	7.9	9.8
$t\bar{t}$ cross section	5.1	5.3
luminosity	4.5	4.7
$t\bar{t}$ ISR/FSR modeling	3.4	3.4
b-tagging efficiency	4.4	2.0

Le but est de minimiser les biais cognitifs, qui auraient tendance à faire dire aux données ce que les personnes qui font l'analyse veulent montrer. Une autre manière de valider notre analyse est d'étudier les distributions autres que la masse invariante reconstruite. La contribution de la nouvelle physique, si elle existe ne devrait pas être significative dans ces distributions.

On observe sur la figure 7.4a la distribution de la masse du top leptonique reconstruite qui correspond bien à la masse du quark top (≈ 175 GeV). Sur la figure 7.4b la distribution en p_T des électrons montre aussi un très bon accord, ce qui permet de valider les estimations du bruit de fond.

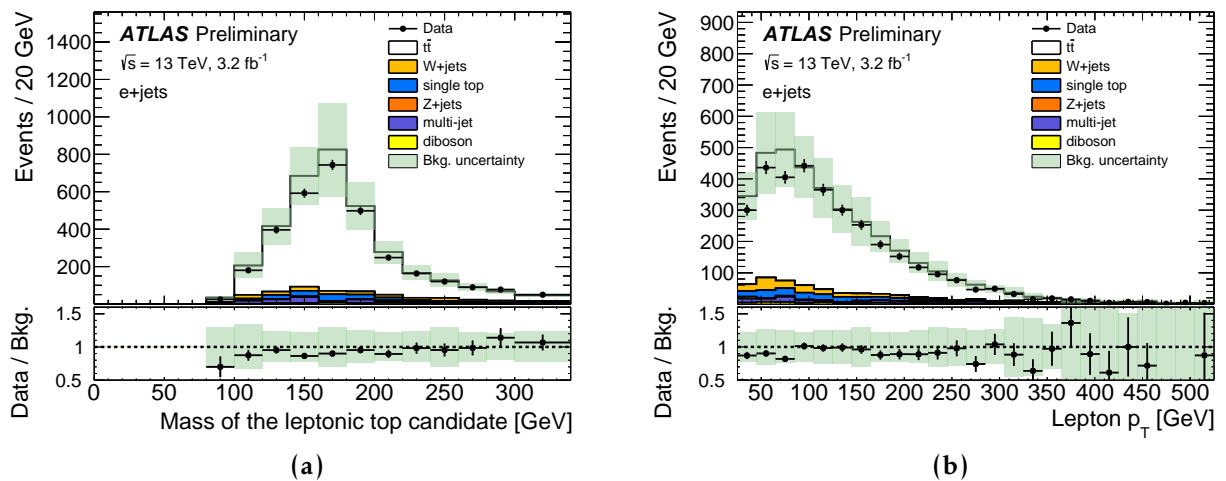


FIGURE 7.4 : Distribution pour la sélection électron+jets (a) de la masse reconstruite du quark top leptonique et (b) du p_T des électrons [104] dans la région de signal.

7.4 Résultats et analyse statistique

Maintenant que l'analyse est validée, il est possible d'analyser la région de signal.

Les distributions des deux sélections boostées (électron+jets et muon+jets) sont présentées respectivement sur les figures 7.5a et 7.5b (On rappelle que les résultats de l'analyse résolue ne sont pas présentés dans ce document). L'ensemble des bruits de fond et des incertitudes systématiques sont inclus dans ces figures ainsi que la contribution d'un hypothétique Z' ayant une masse de 2 TeV. Cela illustre la petitesse de la déviation attendue vis-à-vis des incertitudes présentes et donc la nécessité de mieux contraindre ces dernières.

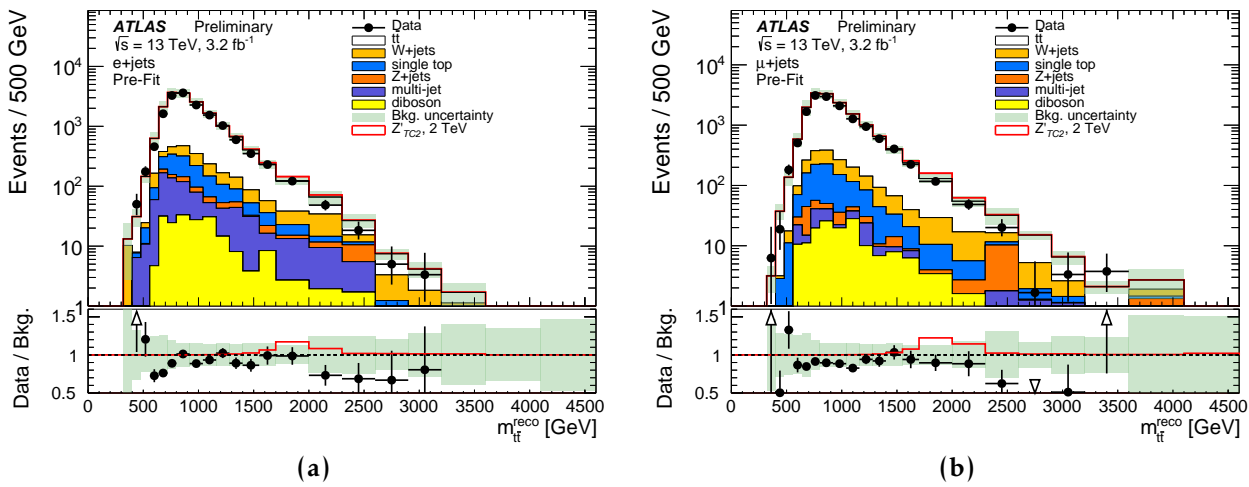


FIGURE 7.5 : Distribution de la masse invariante $t\bar{t}$ reconstruite pour (a) la sélection électronique boostée et (b) la sélection muonique boostée [104].

7.4.1 Ajustements

La taille des incertitudes systématiques étant bien plus importante que celle des incertitudes statistiques dans les données, il est possible d'ajuster le bruit de fond aux données. Cela permet d'une part de corriger les désaccords entre données et simulations, mais aussi de diminuer la taille des incertitudes.

Pour chaque paramètre de nuisance, l'évolution de la distribution en masse invariante pour un décalage de $\pm 1\sigma$ est défini. Un exemple de telles distributions pour une contribution systématique induite par l'étiquetage des jet de b est présenté en figure 7.6 où l'on voit une variation d'environ 0.5% du nombre d'événements au-delà de 800 GeV (un lissage des distributions est effectué pour limiter l'impact du manque de statistique de simulation dans les queues de distribution).

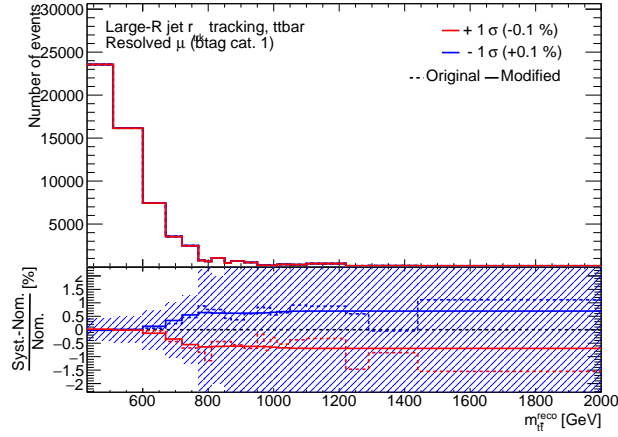


FIGURE 7.6 : Exemple de distributions d'incertitudes sur l'échantillon $t\bar{t}$. Les distributions avant lissages sont en pointillés et celle après lissage en ligne pleine [124].

À partir de ces distributions décalées de $\pm 1\sigma$, on déduit une composante d'échelle ΔN qui modifie le nombre total d'événements et une composante ΔU qui caractérise l'évolution de la forme de la distribution avec l'incertitude comme expliqué ci après.

Dans chaque intervalle i de masse invariante, la simulation donne une quantité de bruit B_i . Cette valeur doit être ajustée sur les données et de ce fait doit dépendre de paramètres ajustables. Ce sont les paramètres de nuisance (*Nuisance parameters*, NP) qui représentent l'impact des incertitudes systématiques sur la mesure. Dans le cadre de cette description, nous utiliserons qu'un seul paramètre de nuisance θ et un seul bruit de fond B pour plus de clarté, mais dans l'analyse tous les paramètres de nuisance et les différents bruits de fond sont inclus.

La quantité de bruit ajustable dans un intervalle b_i s'exprime donc de la manière suivante :

$$b_i(\theta) = B_i \times (1 + \theta \Delta N)(1 + \theta \Delta U(i)). \quad (7.12)$$

On construit alors la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}(\theta) = \prod_{i=0}^{N_{channels}, N_{bins}} \underbrace{\frac{e^{b_i(\theta)} (b_i(\theta))^{D_i}}{\Gamma(D_i + 1)}}_{\mathcal{A}} \times \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta^2}{2}}}_{\mathcal{B}}. \quad (7.13)$$

Le premier terme (\mathcal{A}) est la probabilité d'avoir D_i événements mesurés dans les données sachant qu'on estime la distribution de cette variable aléatoire comme étant poissonnienne de paramètre $b_i(\theta)$.

Le deuxième terme (\mathcal{B}) est une fonction gaussienne, centrée en $m = 0$ et avec un écart type $\sigma = 1$, ainsi plus θ est éloigné de 0, plus ce terme va être petit. Il agit donc comme une

contrainte sur la valeur du paramètre de nuisance.

La valeur de θ qui maximise la fonction de vraisemblance est donc un compromis entre un bon ajustement de la simulation vis-à-vis des données et une valeur trop élevée du paramètre de nuisance.

Dans l'analyse, on utilise plusieurs paramètres de nuisance qui sont ajustés simultanément. Les distributions après ajustement sont montrées sur les figures 7.7a et 7.7b. Cette procédure permet effectivement de contraindre les incertitudes systématiques et d'améliorer l'accord données simulation (la figure en annexe C montre plus précisément les contraintes sur les principales incertitudes).

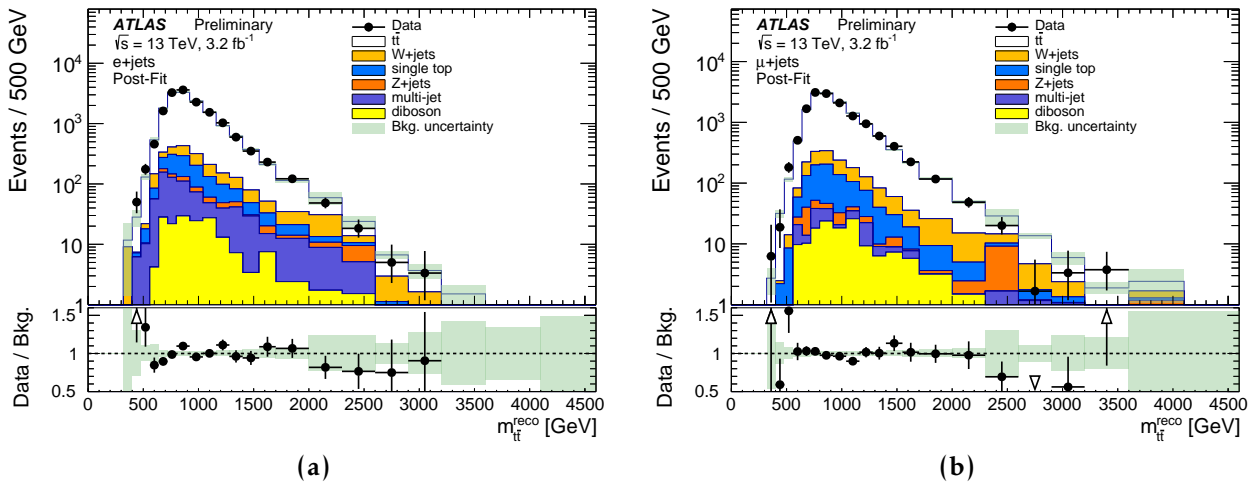


FIGURE 7.7 : Distribution en masse invariante après l'ajustement dans les données pour (a) la sélection électronique et (b) la sélection muonique [104].

7.4.2 Recherche de déviations

À partir des distributions en masse invariante on cherche donc une déviation des données par rapport au bruit de fond du Modèle Standard. Cette déviation est recherchée par un logiciel appelé *BumpHunter* [126, 127]. On teste l'hypothèse de la présence du bruit de fond (\mathcal{H}_0) seulement contre l'hypothèse de la présence d'un signal (\mathcal{H}_1) en plus de ce bruit.

Plusieurs fenêtres glissantes et de taille variable sont testées sur chacune des quatre distributions (muons, électrons) \times (ajusté², non ajusté). Lorsqu'un excès est recherché, pour chaque fenêtre i , on calcule la somme des probabilités d'avoir une mesure plus extrême que la valeur effectivement mesurée. Cette somme est donnée par l'équation 7.14 et est illustrée sur la figure 7.8. Ainsi plus cette somme est petite, plus la différence entre la

2. Selon la méthode d'ajustement par vraisemblance détaillé dans la section précédente.

valeur attendue et celle mesurée est grande.

$$P_1(d_i, b_i) = \sum_{n=d_i}^{\infty} \frac{b_i^n}{n!} e^{-b_i}. \quad (7.14)$$

Lorsque qu'un déficit est recherché la valeur de $P(d_i, b_i)$ est calculé comme étant $1 - \sum_{n=d_i}^{\infty} \frac{b_i^n}{n!} e^{-b_i}$.

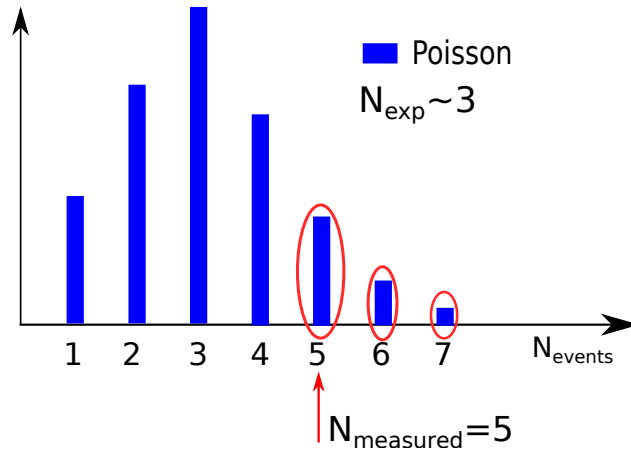


FIGURE 7.8 : Illustration des termes poissonniens sommés dans la recherche d'un excès (cercles rouges), pour 5 événements mesurés alors que la valeur attendue est 3 événements.

L'inclusion des incertitudes systématiques dans ce calcul revient à redéfinir la variable $P_1(d_i, b_i)$ comme :

$$P_2(d_i, b_i) = P_1(d_i, b_i + \lambda_i \mathcal{U}_i) e^{-\frac{\lambda^2}{2}}, \quad (7.15)$$

où \mathcal{U} représente l'incertitude totale sur l'intervalle considéré. λ est un paramètre ajustable compris entre 8 et -8 et qui maximise $P_1(d_i, b_i + \lambda_i \mathcal{U}_i)$.

On garde alors la fenêtre où la valeur de P_2 est minimale et on la note P_i^{min} . C'est dans cette fenêtre que se trouve la déviation la plus significative.

Il faut maintenant s'assurer que cette fluctuation ne provient pas d'une fluctuation statistique. On calcule alors $-\log(P_i^{min})$ qui constitue notre variable de test statistique. On génère alors 10 000 pseudo expériences où les variations sont contraintes par les fonctions de poissons des données simulées. Il en résulte la distribution f de $-\log(P_i^{min})$ à partir de laquelle on déduit une p -value selon la formule 7.16 qui détermine le niveau de signifiante de la déviation sur l'intervalle de P_i^{min} .

$$pvalue = \frac{\int_{t_{obs}}^{\infty} f(t)}{\int_0^{\infty} f(t)}. \quad (7.16)$$

Pour l'analyse des canaux boostés à 13 TeV utilisant 3.2 fb⁻¹ de données, l'intervalle donnant la plus grande signifiante se trouve entre 2600 et 3200 GeV dans la sélection muon+jets. La valeur de p_{value} est égale à 0.020 ± 0.001 ce qui correspond à une déviation de 2.04σ [128]. Il n'y a cependant pas de déviation dans la sélection électron+jets ce qui laisse donc penser à une fluctuation statistique. En effet, dans le cas d'une résonance $t\bar{t}$, un pic est attendu dans les deux distributions et au même endroit.

7.4.3 Limites et interprétation

Aucune déviation significative n'ayant été observée, on calcule alors les limites sur les paramètres des modèles d'essai de l'analyse [129]. Une variable μ (*signal strength*) constitue un facteur multiplicatif sur la normalisation des échantillons de signal. Dérivée une limite signifie dans cette étude : rechercher la valeur de μ telle qu'au-delà de cette valeur, la contribution d'un processus autre que le bruit aurait été observé avec une confiance à 95%.

Pour cela un ajustement par vraisemblance est effectué en utilisant la méthode CLs [130].

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \prod_{i=0}^{N_{channels}, N_{bins}} \frac{e^{\mu A_i \sigma + b_i(\theta)} (\mu A_i \sigma + b_i(\theta))^{D_i}}{\Gamma(D_i + 1)} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta^2}{2}}, \quad (7.17)$$

b_i est le nombre d'événement de bruit attendu et D_i le nombre d'événement mesuré dans les données. σ est la section efficace de production du Z' et A_i l'acceptance de ce signal dans l'intervalle i . Enfin μ est la force du signal (*signal strength*), qui constitue le paramètre ajustable d'intérêt.

À partir de cette fonction de vraisemblance, on cherche à construire un test d'hypothèse statistique $\Lambda(\mu)$. En se basant sur le Lemme de Pearson Neyman [131, 132], on construit le ratio suivant qui constitue une approximation du test d'hypothèse le plus puissant et qui permet de dériver facilement les incertitudes à 1 et 2 σ de la limite donnée :

$$\Lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (7.18)$$

$\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))$ représente le maximum de vraisemblance conditionné à une valeur donnée de μ et $\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})$ représente le maximum de vraisemblance inconditionnel. Une illustration de la dépendance de Λ en fonction du *signal strength* (μ) est donné sur la figure 7.9a. La valeur maximale correspond à l'hypothèse où seul du bruit de fond est présent.

On considère que $-2\ln(\Lambda(\mu))$ est distribué selon une loi du χ^2 à un degré de liberté. Il est donc possible d'en déduire un intervalle de confiance unilatéral à 95% comme illustré sur la figure 7.9b.

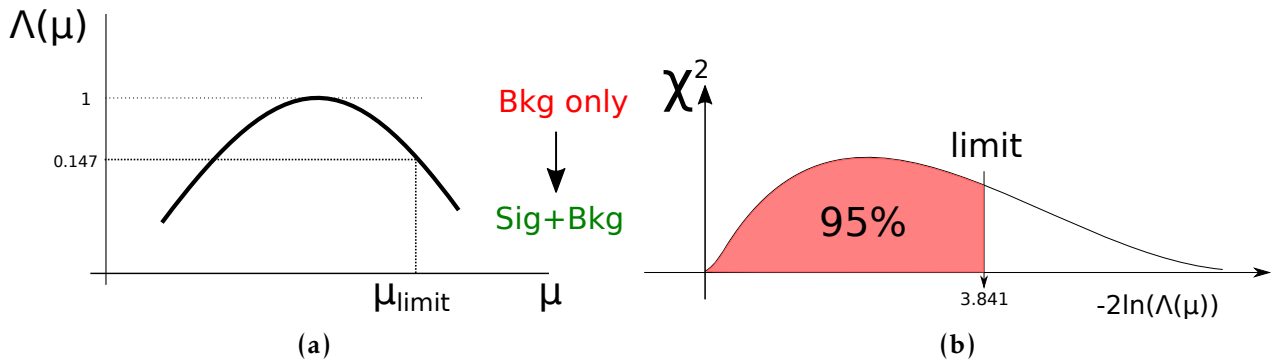


FIGURE 7.9 : Illustration (a) de l'allure du rapport $\Lambda(\mu)$ et de la détermination du μ limite à 95%.

On peut donc en déduire une valeur de μ_{limit} tel qu' au-delà de cette valeur le signal aurait été observé avec un niveau de confiance de 95%. Elle est ce qu'on appelle la limite à 95% du *signal strength*.

Cette valeur multipliée par la section efficace du processus testé nous donne une limite sur la section efficace de production de la particule cherchée.

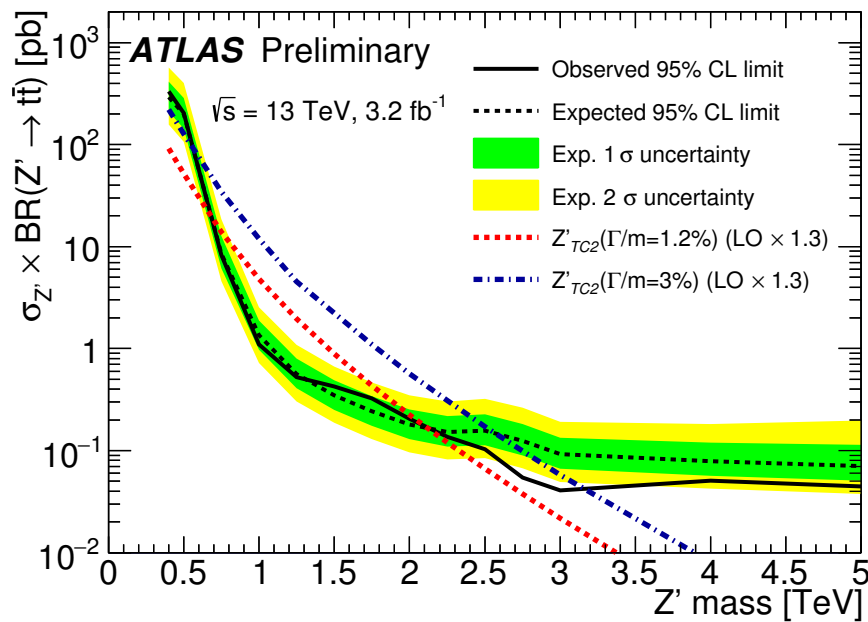


FIGURE 7.10 : Limite sur la section efficace de production d'un Z' de largeur ($\Gamma/m = 1.2\%$). La section efficace de ce processus est décrite par la ligne pointillée rouge. Pour illustration, la section efficace d'un Z' de largeur ($\Gamma/m = 3\%$) est aussi superposée en pointillés bleus [104].

Ainsi, sur la figure 7.10 on observe la limite imposée sur la section efficace de production d'un Z' étroit en fonction de sa masse. Pour un Z' avec une masse de 1 TeV, la section efficace maximale serait donc de 1 pb, car si elle était plus grande le signal aurait été

observé. La limite de sensibilité pour le signal Z' de largeur ($\Gamma/m = 1.2\%$) se trouve à 2 TeV. Au-delà, la section efficace du signal est de toute façon trop petite et n'aurait pas pu être observée dans les données. La recherche de résonance dans le spectre en masse invariante $t\bar{t}$ a donc permis d'exclure avec un niveau de confiance à 95% un signal Z' étroit entre 700 GeV et 2 TeV.

Cet intervalle d'exclusion est légèrement inférieur à celui présenté par CMS est qui compris entre 600 et 2500 GeV [105].



RECONSTRUCTION DES QUARKS TOP BOOSTÉS

8.1	La problématique des quarks top boostés	152
8.1.1	Un cas original non traité par les analyses actuelles	152
8.1.2	Impact sur les résonances $t\bar{t}$	152
8.1.3	Autres analyses dans ATLAS pouvant présenter un recouvrement électron-jet	154
8.2	Traitement des topologies où un électron se trouve dans un jet	155
8.2.1	État de l'art : La soustraction des électrons dans les jets	155
8.2.2	Traitement des quarks top boostés se désintégrant avec un électron sur CMS	157
8.2.3	Suppression des <i>clusters</i> d'électrons dans les jets avec la méthode <i>electron-in-jet removal</i>	158
8.3	Analyse des performances de la méthode <i>electron-in-jet removal</i>	161
8.3.1	Reconstruction en position	161
8.3.2	Choix du <i>truth jet</i> de référence	163
8.3.3	Qualité de la sélection des jets reconstruits	165
8.4	Performances de la reconstruction des objets mis en jeu	166
8.4.1	Reconstruction des jets	166
8.4.2	Reconstruction des électrons	169
8.4.3	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	171
8.4.4	Reconstruction de la masse invariante des paires $t\bar{t}$	171
8.5	Impact sur l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$	174
8.5.1	Évolution du nombre d'événements et du spectre en masse invariante	174
8.5.2	Comparaison d'efficacités dans les données et dans la simulation	174
8.5.3	Évolution de la limite	177
8.6	Pour aller plus loin	178

La recherche de résonances $t\bar{t}$ peut amener à sonder des régions où les quarks top sont particulièrement boostés. Dans ce cas, les produits de désintégration sont collimatés ce qui peut engendrer une topologie où l'électron du W se retrouve à une distance du jet issu du quark b, inférieure à la taille du jet. Or les procédures de suppression de recouvrement (*overlap removal*), qui servent généralement à éviter le double comptage notamment entre électrons et jets, réduisent ici fortement l'efficacité de sélection du signal.

Le chapitre qui suit propose donc une méthode originale appelée *electron-in-jet removal*, qui permet de reconstruire correctement l'électron et le jet issus d'un quark top, même si les deux objets se superposent.

8.1 La problématique des quarks top boostés

8.1.1 Un cas original non traité par les analyses actuelles

Comme nous l'avons vu au chapitre 6.5, une procédure d'*overlap removal* est appliquée sur les objets reconstruits pour éviter le double comptage des dépôts d'énergie électromagnétiques.

Cette méthode ne prend pas en compte les cas où un électron issu du W (provenant d'un quark top par exemple) et le jet du b sont émis à une distance inférieure à la taille du jet¹. En effet, l'*overlap removal* standard supprime un des deux objets lorsque leur distance est inférieure à $\Delta R=0.4$.

Cette coupure ne peut pas non plus être simplement relâchée car, dans ce cas, les objets utilisés pourraient être mal reconstruits. Dans la recherche de résonances $t\bar{t}$ la masse invariante du système doit être reconstruite. Une reconstruction et une sélection les plus précises possible des objets mis en jeu sont indispensables. Sans cela la résolution du signal serait dégradée ce qui diminuerait la sensibilité de l'analyse.

8.1.2 Impact sur les résonances $t\bar{t}$

Les résonances lourdes qui se désintègrent en une paire de quarks top créent principalement des quarks top boostés. Une part significative des événements se retrouve avec un électron et un jet à une distance $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.4$.

La figure 8.1 est obtenue au niveau du générateur (*truth*). Elle montre la distance angulaire $\Delta R(\text{el};\text{b-quark})$ en fonction de l'impulsion transverse de l'électron. Cette figure a été réalisée avec un échantillon de simulation d'événements de signal correspondant à une résonance lourde Z' ayant une masse de 2 500 GeV.

On observe bien l'effet d'un boost à travers la corrélation entre l'impulsion de l'électron, et la distance entre les objets de désintégrations. Dans notre cas, les distributions sont plus étalées que pour les figures 6.12a qui représente l'angle entre le boson W et le quark b. Ici, le neutrino, émis lui aussi dans la désintégration leptonique du boson W, emporte une partie de l'impulsion.

La ligne rouge symbolise la coupure effectuée lors de la procédure de suppression du recouvrement. Ainsi en admettant une sélection et une reconstruction parfaite tous les événements se trouvant au-dessous de cette ligne sont supprimés par cette procédure.

La proportion d'événements qui survivent à la coupure d'*overlap removal* en fonction de la masse invariante générée est montrée sur la figure 8.2a. L'efficacité décroît régulièrement avec la masse et seuls 60% des événements avec une masse de 2.5 TeV passent cette coupure et 50% pour une masse de 4 TeV.

1. Par souci d'allègement, dans la suite du document, on parlera de topologie où l'électron se trouve "dans" le jet.

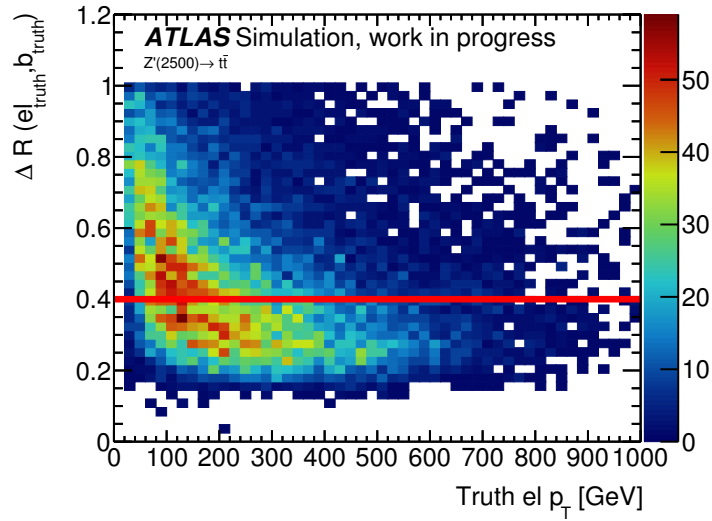


FIGURE 8.1 : Distance entre l'électron et le quark b en fonction de l'impulsion transverse de l'électron au niveau généré, pour des événements de simulation $Z'(2500)$. La ligne rouge correspond à la coupure d'overlap removal.

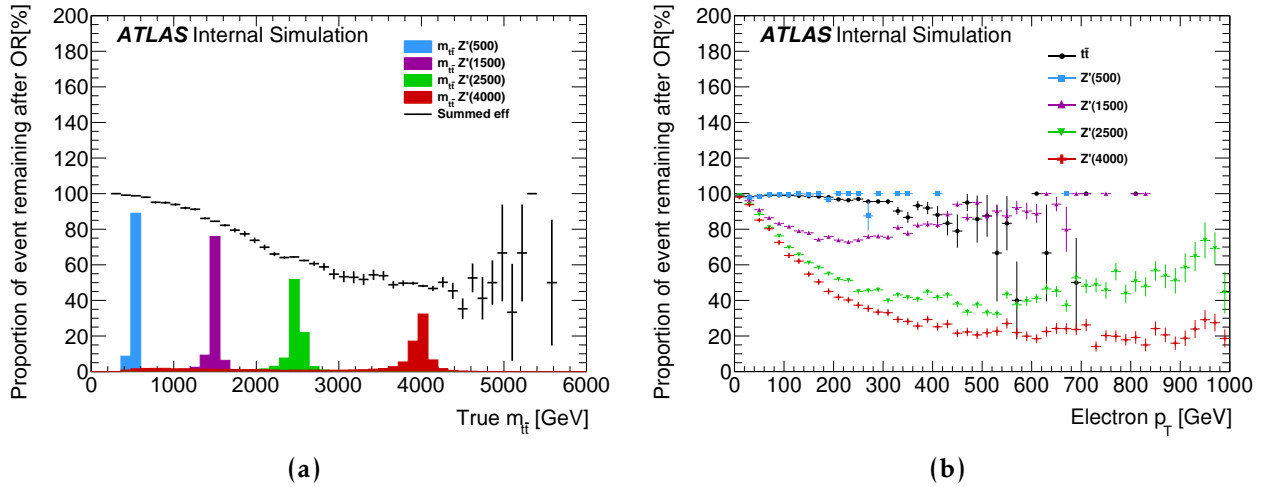


FIGURE 8.2 : Proportion d'événements survivants à une coupure $\Delta R > 0.4$ (a) en fonction de la masse invariante des deux quarks top (lignes noires). Les distributions en masse invariante des quatre échantillons de signal utilisés pour calculer cette efficacité sont représentées par les histogrammes colorés. (b) Efficacité de la coupure d'overlap removal en fonction de l'impulsion transverse de l'électron sélectionné.

La figure 8.2b présente cette même efficacité en fonction du p_T de l'électron pour différents échantillons. On remarque le faible impact de la coupure d'*overlap removal* sur les événements $t\bar{t}$ du Modèle Standard et sur les résonances en dessous d' 1 TeV. Pour les résonances plus massives, on observe une chute importante de l'efficacité puis une remontée à très haut p_T . L'explication, est que dans le cas où l'électron est très énergétique, le quark b n'emporte qu'une faible fraction de l'impulsion du quark top et sera alors émis avec un angle plus grand. L'*overlap removal* impacte donc moins ces événements puisque les objets sont mieux séparés.

Plus concrètement, lorsque $\Delta R < 0.4$, un des deux objets est supprimé ce qui ne veut pas dire que l'événement est nécessairement rejeté. Mais dans ce cas, un des deux objet sélectionné ne correspondra pas à la particule qu'il est sensé représenter. Cela a alors pour effet de dégrader la résolution en masse invariante et donc de réduire la sensibilité de l'analyse.

On voit donc d'une part l'intérêt d'éviter la procédure d'*overlap removal* pour augmenter l'efficacité sur le signal à haute masse, mais aussi pour améliorer la sélection des bons objets. Il est donc nécessaire de développer une nouvelle méthode qui doit permettre à la fois, d'identifier les électrons se trouvant à l'intérieur des jets et de supprimer l'impact de ces électrons sur la reconstruction des jets.

Avant de détailler la méthode développée dans le cadre de cette thèse, il est intéressant d'étudier quels sont les autres analyses pouvant être confrontées au même type de problème et quelles solutions ont été adoptées jusque-là.

8.1.3 Autres analyses dans ATLAS pouvant présenter un recouvrement électron-jet

La configuration où un électron de signal énergétique (>100 GeV) se retrouve dans un jet lui aussi énergétique est relativement rare dans le Modèle Standard. Le cas principal est celui de la production de quarks top boostés.

Cependant, tous les scénarios de nouvelle physique induisant des nouvelles particules dont la désintégration donne au final un électron et au moins un jet peuvent être impactés par cette suppression du recouvrement.

Certaines théories prédisent la présence de quarks se couplant à l'interaction électro-faible de façon vectorielle, ce sont les (*Vector like quarks*, VLQ). Dans certains scénarios ils peuvent se désintégrer par exemple en boson W et quark b [94, 133], ce qui donne la même topologie que celle d'un quark top comme montré sur la figure 8.3a. Ces VLQ étant a priori plus massifs que les quarks top, l'effet de boost est moins marqué. Mais avec l'accumulation des données du LHC et sa possible augmentation en énergie, les topologies boostées devront tout de même être de mieux en mieux traitées pour garder une bonne sensibilité.

Un autre type d'analyses pouvant être concernées par ce problème sont les recherches de leptiquarks. De telles particules peuvent se désintégrer directement en un électron et un

quark [134] (voir le diagramme 8.3b). Si le leptoquark est suffisamment léger, l'effet de boost peut là aussi engendrer un électron dans un jet.

Les particules supersymétriques de troisième génération (stops) peuvent aussi engendrer la création de top boostés. Dans le cas de la décroissance présenté sur la figure 8.3c [98], si la masse du neutralino est suffisamment faible devant celle du stop, les quarks top se retrouveront d'autant plus boostés.

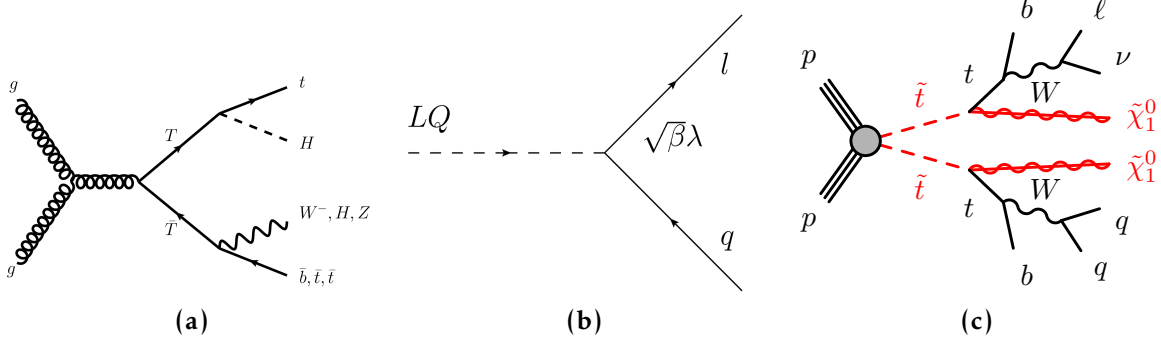


FIGURE 8.3 : Diagrammes de nouvelle physique pouvant mener à la production d'un électron de signal dans un jet (a) production d'une paire de vector like top, (b) production d'un leptoquark et (c) désintégration d'une paire de stops en quarks top et neutralinos.

De manière générale, un électron peut aussi se retrouver dans un jet venant d'une radiation, de l'empilement des événements ou simplement d'un autre jet, ce qui est particulièrement probable dans les topologies à forte multiplicité. Par exemple dans un événement de production ttH un électron peut être émis avec jusqu'à 8 jets additionnels, il est donc très probable qu'un électron et un jet se recouvrent de manière fortuite. Cependant, le régime cinématique est différent de celui d'un top puisque les objets ne sont pas forcément très énergétiques, ce qui rend la différenciation avec les électrons NS plus difficile.

Cette liste, bien que non exhaustive, montre donc que cette étude peut avoir un impact important dans de nombreuses analyses d'ATLAS. De plus, avec l'augmentation de la luminosité du LHC et de l'empilement, l'environnement du LHC va devenir de plus en plus contaminé par des jets.

8.2 Traitement des topologies où un électron se trouve dans un jet

8.2.1 État de l'art : La soustraction des électrons dans les jets

La collaboration ATLAS, a développé au Run-1 une méthode préliminaire pour soustraire les électrons des jets [135]. En voici les grandes lignes, les avantages et les limites.

Pour distinguer les jet-électron² des topologies où un électron de signal se trouve dans un véritable jet de quark, des événements de l'échantillon $Z \rightarrow ee + jets$ sont étudiés.

Pour tous les cas où un électron et un jet sont à une distance comprise entre $0.2 < \Delta R < 0.4$, le quadrivecteur de l'électron est alors soustrait à celui du jet selon la formule $(P_{x,jet} - P_{x,el}, P_{y,jet} - P_{y,el}, P_{z,jet} - P_{z,el}, E_{jet} - E_{el})$. Le quadrivecteur qui en résulte est considéré comme celui du véritable jet de quark sous-jacent qui sera appelé le "jet soustrait".

La différence d'impulsion transverse $p_T^{jet} - p_T^{el}$ sur la figure 8.4 correspondant à l'impulsion transverse du jet soustrait est ensuite étudiée. Elle est distribuée selon une courbe en cloche, mais avec une queue à haute énergie. Cette cloche n'est pas centrée en zéro en raison des différences de calibration entre les électrons et les jets. Un ajustement gaussien est appliqué sur le cœur de la distribution. Les événements à l'intérieur de 2σ de l'ajustement sont considérés comme n'ayant aucun jet de quark présent et le jet initial est donc retiré de la liste des jets.

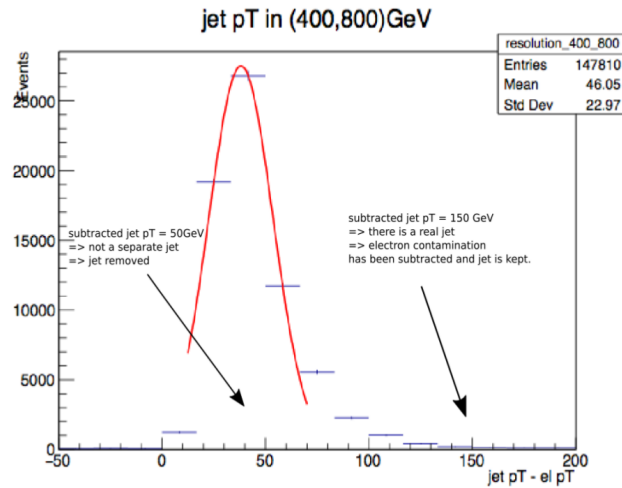


FIGURE 8.4 : Distribution de la différence d'impulsion transverse entre les électrons et les jets se trouvant dans l'intervalle $0.2 < \Delta R < 0.4$ [136].

Dans le cas où la différence d'impulsion transverse est bien supérieure à 2σ , le jet soustrait remplace alors le jet initial dans la liste des jets.

Dans le cas où la distance entre l'électron et le jet est inférieure à 0.2, l'électron est considéré comme issu de l'hadronisation du quark b et est donc retiré de la liste des électrons.

Cette méthode, relativement simple à mettre en place et peu coûteuse en temps de calcul, a été étudiée en premier dans ATLAS. Elle a montré de bonnes performances documentées dans la référence [136].

Cette approche a cependant des limites. En effet, elle ne prend pas en compte les cas où $\Delta R(el;jet) < 0.2$, qui est une configuration qui sera d'autant plus présente à mesure que la masse du Z' et donc le boost des quarks top sera important. D'autre part, le jet soustrait n'est plus calibré correctement ce qui induit un biais systématique.

2. Un jet-électron est principalement reconstruit à partir du dépôt d'énergie d'un électron.

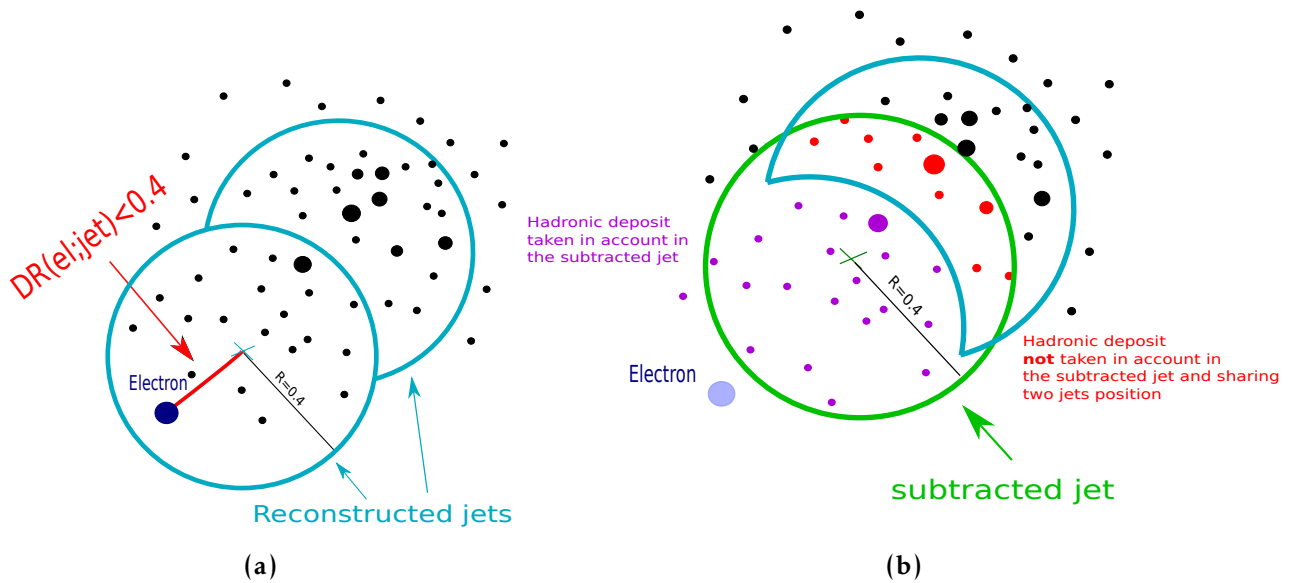


FIGURE 8.5 : Exemple de distribution de dépôts hadroniques (points noirs) dont l'énergie est représentée par la taille du point. (a) Les jets reconstruits avant toute suppression de l'électron sont représentés. (b) Une fois l'électron soustrait, le jet soustrait ne prends en compte plus que les dépôts représentés par les points bleus et va donc se recentrer autour de celui avec la plus grande énergie. Le jet soustrait englobe aussi des clusters qui n'ont pas été pris en compte dans sa définition (points rouges).

Enfin, cette méthode ne prend pas en compte les *clusters* "proches du jet". À partir de la configuration de la figure 8.5a, une fois l'électron soustrait, on se retrouve avec la configuration de la figure 8.5b. On voit que dans ce dernier cas, d'une part, deux jets vont se superposer, ce qui pose des problèmes de définition. D'autre part certains *clusters*, se trouvant maintenant dans un rayon $\Delta R < 0.4$ du jet soustrait n'ont pas été pris en compte dans la définition de ce jet. Il en résulte nécessairement une reconstruction dégradée du jet.

Cette méthode, bien qu'attirante aux premiers abords par sa simplicité, induit cependant des biais qui peuvent aussi dégrader la reconstruction final de la masse invariante des deux quarks top.

8.2.2 Traitement des quarks top boostés se désintégrant avec un électron sur CMS

L'expérience CMS utilise un algorithme dédié appelé *Particle Flow* qui combine directement les informations des différents sous détecteurs [137] pour reconstruire l'ensemble des particules. Cet algorithme identifie sans ambiguïté les électrons et les jets et fournit des *Pflow-jets* reconstruits avec l'intégralité des particules dont les électrons. Ainsi, un électron de signal fait partie de ces jets.

Pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ à 8 TeV, si un électron se trouve dans un jet, alors son

quadrivecteur est aussi soustrait au quadrivecteur du jet (page 3 de la référence [103]). Cette précision n'est cependant plus mentionnée pour les analyses à 13 TeV [105].

Dans les analyses à 13 TeV, si un électron se trouve dans le jet, alors une coupure telle que $p_T^{rel} > 20\text{GeV}$ est appliquée. La variable p_T^{rel} correspond à la composante du p_T de l'électron perpendiculaire à l'axe du jet tel que l'illustre la figure 8.6a. Cette sélection remplace les coupures d'isolation tout en améliorant le rejet des événements multijets comme le montre la figure 8.6b.

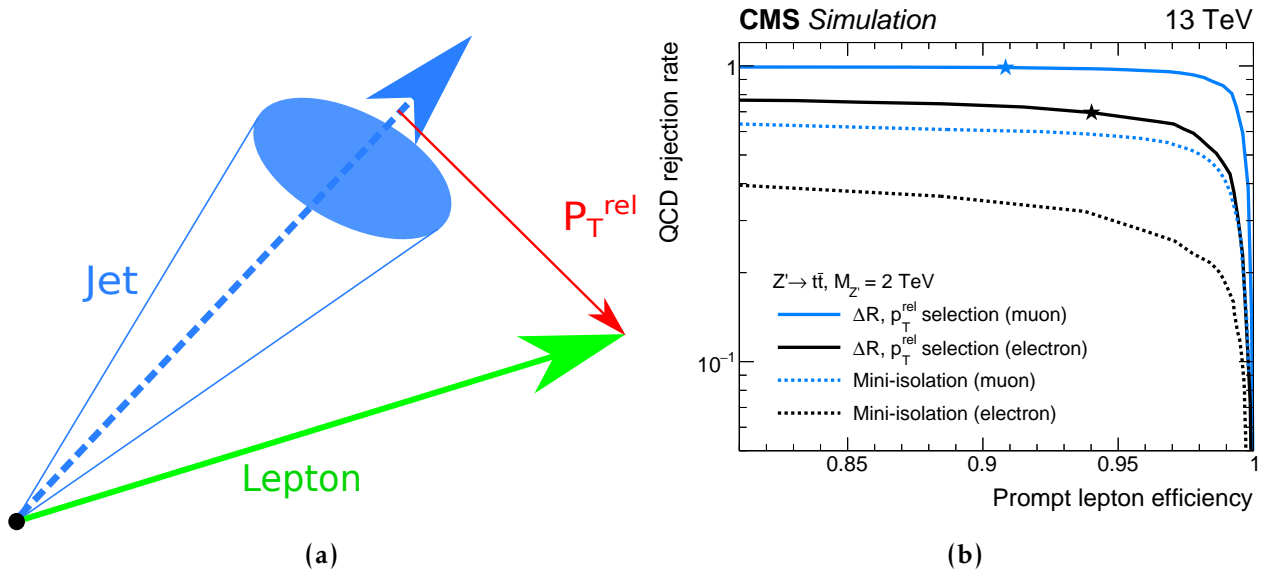


FIGURE 8.6 : (a) illustration de la définition de p_T^{rel} et (b) taux de rejet du bruit multijet en fonction de l'efficacité de sélection des leptons de signal pour la méthode utilisant la coupure en p_T^{rel} (lignes pleines) et l'isolation avec un cône dont la taille dépend du p_T (mini-isolation) en ligne pointillée.

8.2.3 Suppression des *clusters* d'électrons dans les jets avec la méthode *electron-in-jet removal*

Cette nouvelle méthode a été imaginée, construite et testée durant cette thèse.

Elle utilise le fait que dans ATLAS, les dépôts d'énergie d'objets électromagnétiques (électrons et photons) sont reconstruits et identifiés par une méthode indépendante de celle utilisée pour les *topoclusters* (voir définition au chapitre 6). Les *topoclusters* servent ensuite à reconstruire les jets. Dans cette méthode, les *topoclusters* correspondant aux électrons sont identifiés et supprimés de la liste des composants des jets. L'algorithme de *clustering* correspondant aux jets standard d'ATLAS est ensuite appliqué sur cette liste réduite. De même, la calibration standard d'ATLAS est appliquée sur ces nouveaux jets.

Une première difficulté pour mettre cette procédure en place vient de la structure des codes d'analyse d'ATLAS. Les objets non utilisés directement dans les analyses, tels que les *topoclusters*, sont supprimés au niveau des dérivations (voir section 2.3.2). Il a donc fallu

construire et valider cette méthode au niveau des dérivations. La procédure mise en place fin 2016 est constituée de trois principales étapes : sélection des électrons, suppression des *clusters* et reconstruction des jets.

8.2.3.1 Sélection des électrons

Dans un premier temps, tous les électrons d'un événement sont sélectionnés selon les critères suivants :

- $p_T^{el} > 25 \text{ GeV}$
- $|\eta_{el}| < 2.47$
- Identification : *LHTight*³

Ces critères sont inspirés de la sélection en référence [104], ils ont pour but de sélectionner les électrons provenant de la désintégration d'un quark top.

Le critère de qualité utilisé (*LHTight*) permet d'avoir la plus grande pureté en électrons de signal. Ce critère inclut en particulier, des coupures sur le décalage de la trace de l'électron par rapport au vertex primaire, ce qui permet de rejeter les électrons issus de décroissance de hadrons beau (*b-hadrons*).

Quelques vérifications simples ont montré que cette sélection reste peu contaminée par ces électrons ne venant pas du boson W. Sur la figure 8.7 on voit une augmentation du nombre d'électrons NS en dessous de $\Delta R = 0.4$, mais la proportion reste inférieure au pourcent ce qui a été considéré comme acceptable.

8.2.3.2 Sélection et suppression des *clusters*

Une fois les électrons sélectionnés, tous les *topoclusters* de l'événement sont analysés. Leurs positions sont comparées à celles des électrons. On apparie un *cluster* et un électron si leur distance est inférieure à $\Delta R = 0.1$. Dans ce cas, un deuxième test est appliqué : si les *topoclusters* se trouvent dans le crack⁴, ils sont directement supprimés. Si ce n'est pas le cas, leur fraction électromagnétique est calculée suivant la formule :

$$EM_{\text{frac}} = \frac{E_{EM}}{E_{\text{cluster}}}, \quad (8.1)$$

où E_{EM} est l'énergie du *cluster* déposée uniquement dans le calorimètre électromagnétique et E_{cluster} l'énergie totale du *cluster*.

3. Voir la section 6.2 pour une description des différentes qualités des électrons utilisés dans ATLAS. Le préfixe "LH" est une notation qui précise juste que ce point utilise une méthode d'identification par vraisemblance et non par coupures successives.

4. Région en pseudorapidité comprise entre $1.37 < |\eta| < 1.52$ où le tonneau et les bouchons se recouvrent, ce qui se traduit par une baisse d'efficacité de reconstruction des électrons.

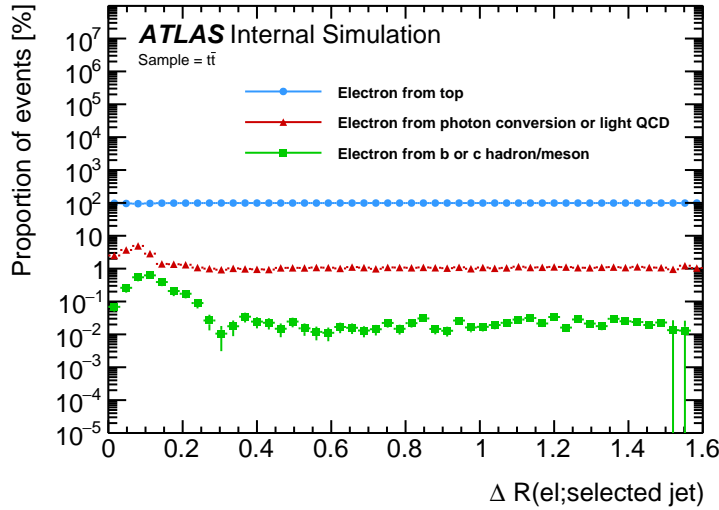


FIGURE 8.7 : Proportion du nombre d'événements pour trois sources en fonction de la distance entre le jet sélectionné comme étant le plus énergétique dans $\Delta R=1.5$ et l'électron. Les catégories caractérisent la source de l'électron, soit il vient d'un W du quark top (points bleu), d'une photo-conversion ou de hadrons légers (triangles rouges) ou de la désintégration de méson/hadron beau ou charmé (carré verts).

Dans le cas où cette fraction est supérieure à 80%, le *topocluster* est aussi supprimé de la liste des constituants des jets car il est considéré comme venant de l'électron de signal.

On se retrouve donc à la fin de cette procédure avec une nouvelle liste de *topoclusters* qui seront ensuite agglomérés pour former des jets suivant la manière standard d'ATLAS.

8.2.3.3 Reconstruction des différents types jets

La méthode décrite ci-dessus est basée sur la reconstruction des jets à partir d'amas calorimétriques. Or, de plus en plus, les traces sont utilisées pour reconstruire les jets. En effet, la résolution en position des traces est meilleure que celle des *clusters*. Les jets de traces sont par exemple utilisés pour améliorer la mesure de la masse des jets (*track assisted mass*), ce qui permet d'en améliorer la résolution. Il faut cependant corriger cette masse avec l'information des calorimètres pour prendre en compte les composants neutres qui ne sont pas mesurés par les trajectographes.

La méthode *electron-in-jet removal* a donc aussi été développée pour utiliser des traces en entrée. Dans ce cas, il n'est pas possible de définir de coupure sur la fraction électromagnétique. Par ailleurs, il n'est pas utile d'avoir une procédure particulière pour les électrons émis dans la zone entre les calorimètres. Ainsi, seule la comparaison en position est appliquée et les traces sont supprimées si leur distance ΔR à la trace de l'électron est inférieure à 0.1.

De la même manière, cette procédure peut être appliquée au niveau généré (*truth*), c'est-

à-dire avant le transport des particules dans le détecteur.

Connaissant la nature et l'histoire de la production des particules, il est possible de choisir celles qui entreront dans la composition de ces jets. On supprime ainsi, les neutrinos (non détectables par le détecteur), et les électrons issus de la désintégration d'un quark top. Ces *truth* jets constituent donc des objets idéaux que l'on cherche à reconstruire à partir des objets mesurés par le détecteur⁵.

La procédure de suppression des électrons a donc été étendue à différents types d'objets (jets calorimétrique, jets de traces et jet au niveau *truth*) dans l'objectif d'une utilisation polyvalente dans ATLAS. Cette procédure a été testée une première fois fin 2016 sur la dérivation utilisée par l'analyse $t\bar{t}$, où les trois types de jets présentés dans le tableau 8.1 ont été produits.

TABLE 8.1 : Noms des nouvelles collections de jets testés dans la dérivation utilisée par l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$ (EXOT4).

Type of jet	Standard Name	New Name
Calorimetric jets	AntiKt4EMTopoJets	AntiKt4EMTopoNoElJets
Track jets	AntiKt4TrackJets	AntiKt4TrackNoElJets
Truth jets	AntiKt4TruthJets	AntiKt4TruthNoElJets

8.3 Analyse des performances de la méthode *electron-in-jet removal*

Les analyses suivantes ont pour but de de comparer la reconstruction des événements avec et sans la méthode *electron-in-jet removal*. Dans un premier temps, on s'intéresse à la position des jets reconstruits, puis on montrera comment la méthode *electron-in-jet removal* permet d'améliorer la sélection du jet de b lorsque ce dernier est superposé avec l'électron émis lui aussi lors de la désintégration du quark top.

8.3.1 Reconstruction en position

Soit un événement de simulation $Z' \rightarrow t\bar{t}$ où l'électron du W et le quark b d'un des deux quark top sont émis à une distance inférieure à $\Delta R=0.4$. Sur la figure 8.8a sont aussi représentés les cônes des deux jets reconstruits les plus proches de l'électron. Aucun d'entre eux ne permet de reconstruire la position du jet idéal. La contamination du jet par l'électron est bien visible, puisque l'électron "tire" la position du jet vers lui.

5. Une comparaison "quark"- "jet reconstruit", n'est pas véritablement satisfaisante, car dans ce cas on mélange des effets d'hadronisation et de détecteur. L'utilisation des jets générés ou *truth* permet de mettre en évidence uniquement les effets du détecteur et de la reconstruction.

En revanche dès lors que la procédure *electron-in-jet removal* est appliquée, on remarque grâce à la figure 8.8b, qu'il est possible de bien mieux reconstruire la position du jet idéal.

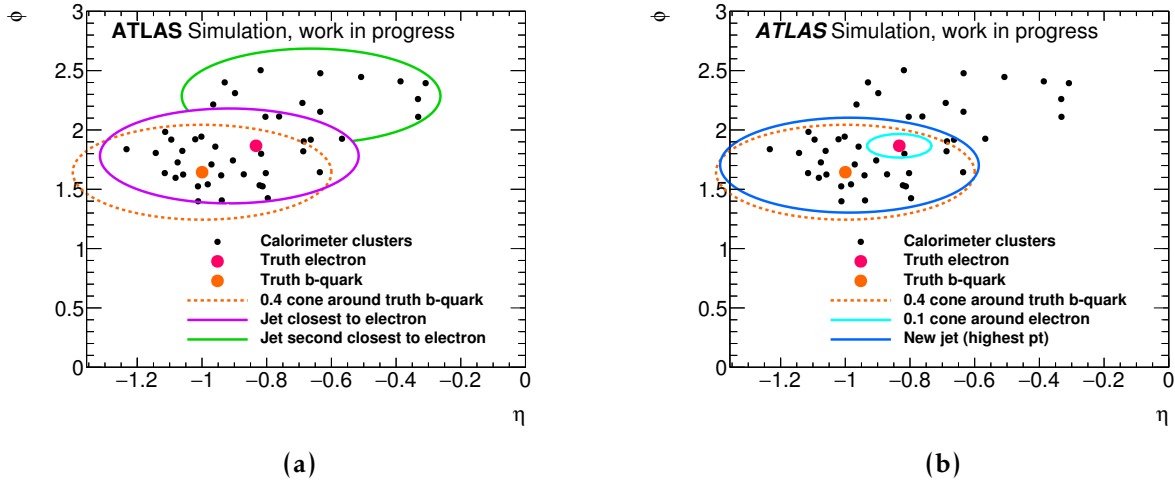


FIGURE 8.8 : Position dans une région du plan $\eta \times \phi$ des topoclusters (points noirs) d'un événement de simulation $Z' \rightarrow t\bar{t}$. Les positions d'un électron truth (point rose) et du quark b (point orange) sont aussi représentées. Le cercle pointillé orange correspond à un cône de $\Delta R=0.4$ autour du quark. Sur la figure (a) sont aussi représentés les positions du jet le plus proche de l'électron et du jet second plus proche de l'électron. Sur la figure (b) le cercle cyan représente le cône de $\Delta R=0.1$ autour de l'électron. Le jet reconstruit après la méthode *electron-in-jet removal* et qui a la plus haute impulsion transverse dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron est représenté en bleu.

Ce premier résultat montre la puissance de cette méthode puisqu'en enlevant qu'une petite quantité de *clusters* bien choisis, il est possible de diminuer considérablement le biais induit par l'électron. Cet exemple sur un événement particulier constitue plus une illustration qu'une véritable preuve de l'intérêt de la méthode *electron-in-jet removal*.

Pour démontrer cela, les distributions de la distance ΔR entre l'électron et le jet au niveau reconstruit et entre l'électron et le quark au niveau *truth* sont représentés sur la figure 8.9. Cette étude a été effectuée sur un échantillon de signal Z' ayant une masse de 3 TeV et donc enrichi en topologies boostées. La coupure à $\Delta R=0.4$ pour la méthode courante (CM) correspond à celle de l'*overlap removal*. Celle à 1.5 pour les deux méthodes vient de la sélection du jet qui, comme pour l'analyse $t\bar{t}$ dans le régime boosté, est sélectionné comme étant le jet de plus haut p_T dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron.

La méthode *electron-in-jet removal* permet de bien reconstruire les événements où le jet est à une distance de l'électron inférieure à $\Delta R=0.4$. La continuité de la distribution au niveau de la valeur $\Delta R=0.4$ indique que la contamination de l'électron a été correctement supprimée, car dans le cas contraire, un creux ou une discontinuité serait apparue.

Cette figure montre aussi qu'approximativement 500 événements, avec une valeur $\Delta R=0.2$ au niveau *truth*, sont tout de même sélectionnés par la méthode courante. Dans

tous ces cas, un mauvais jet a été sélectionné ce qui réduit les performances de reconstruction du top. Cette différence entre les distributions des niveaux reconstruits et *truth*, est aussi observée pour des valeurs de ΔR supérieures à 1.5, mais cette contribution correspond à bien moins d'événements. De plus, ces événements à haut ΔR correspondent à des topologies où le quark b emporte peu d'impulsion. Dans ce cas, il est préférable pour reconstruire le quark top de sélectionner une radiation dure (de haut p_T). C'est la raison pour laquelle on sélectionne pour l'analyse $t\bar{t}$ le jet de plus haut p_T dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron. Cette sélection explique ainsi pourquoi, on retrouve plus d'événements reconstruits que générés aux alentours de $\Delta R=1.4$.

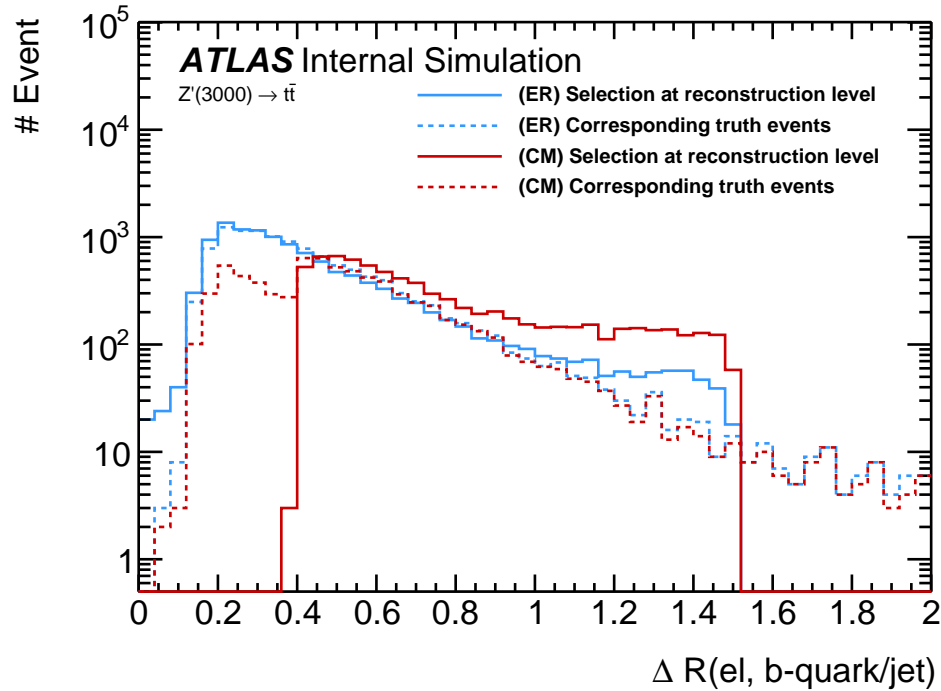


FIGURE 8.9 : Distribution de $\Delta R(\text{el};\text{jet})$ pour la méthode courante (CM) en rouge et pour la méthode electron-in-jet removal (ER) en bleu. Avec cette dernière méthode aucune coupure d'overlap-removal n'a été appliquée. Les distributions $\Delta R(\text{el-truth};\text{b-quark})$ au niveau truth et associées à chaque sélection sont aussi représentées (lignes pointillées). Les distributions ayant la même couleur ont donc le même nombre d'entrées. Les deux méthodes ne sélectionnent pas le même nombre d'événements et les distributions associées ont donc un nombre d'entrées différent.

On voit donc que la méthode *electron-in-jet removal* permet de mieux reconstruire la distance ΔR que la méthode CM puisque la distribution reconstruite et *truth* sont bien plus proches. Le surplus de la distribution CM reconstruite correspond aux événements où le jet est mal sélectionné.

8.3.2 Choix du *truth jet* de référence

Jusqu'à présent, nous avons utilisé le quark b comme référence de reconstruction des jets ce qui revient à ne prendre en compte aucun effet d'hadronisation dans la reconstruc-

tion du jet. Pour améliorer nos tests de reconstruction, les jets au niveau *truth* (TJ) pour lesquels la contribution des électrons a été supprimée seront désormais utilisés comme référence.

Cependant, plusieurs façons de choisir le TJ de référence sont possibles. Les trois principales sélections utilisées dans ce document sont :

TJ1 : Le jet le plus proche du quark b est sélectionné. C'est la sélection la plus intuitive pour représenter le quark b mais, comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, ce n'est pas tant le jet produit par le quark b qui est recherché, mais celui qui permet la reconstruction du quark top avec la meilleur résolution. Ce TJ n'est donc pas nécessairement la meilleure référence pour tester la sélection de cette analyse.

TJ2 : Le TJ ayant le plus haut p_T dans la région $0.4 < \Delta R < 1.5$ autour de l'électron est sélectionné. C'est la même sélection que celle utilisée au niveau reconstruit dans l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$, de plus elle est sensible aux radiations énergétiques.

Le TJ fourni par cette sélection sera considéré comme la référence dans les études comparant les sélections de jets reconstruits (section 8.3.3).

TJ3 : Le TJ le plus proche en position du jet reconstruit est sélectionné. Cette sélection est utilisée dans l'estimation des performances de la reconstruction des objets. En effet, la différence entre ce TJ et le jet reconstruit permet d'estimer les effets instrumentaux tels que la résolution et l'échelle en énergie des jets reconstruits (section 8.4).

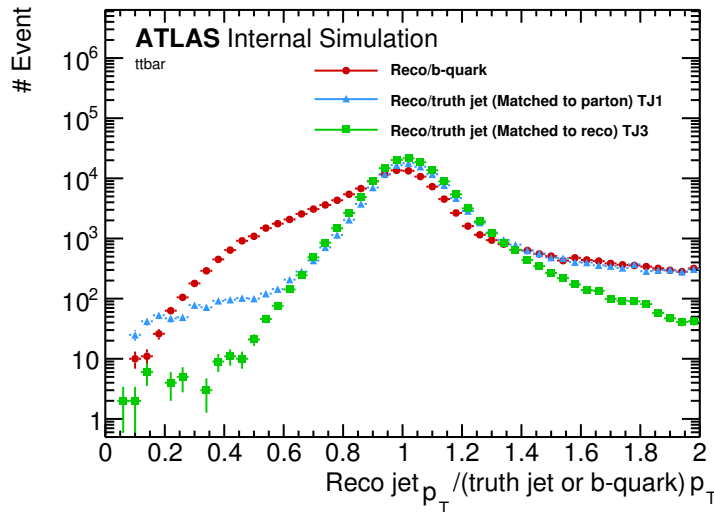


FIGURE 8.10 : Réponse en impulsion transverse. Le jet reconstruit est sélectionné comme celui de plus haut p_T dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron et reste le même pour les trois distributions. La distribution rouge a pour référence directement le quark b, celle en bleu le TJ1 et la distribution verte celui de la sélection TJ3. La distributon avec le TJ2 comme référence est montré sur la figure 8.11a et 8.11b.

La figure 8.10 montre le rapport en impulsion transverse entre le jet reconstruit ayant le plus haut p_T dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron et différentes références.

Lorsque le quark b est pris comme référence, de grandes queues sont visibles notamment pour des valeurs de la réponse inférieures à 0.8. Cette caractéristique est attendue puisque par exemple, la contribution des neutrinos n'est pas reconstruite.

Dans le cas où la référence est le TJ1, la réduction de la queue entre 0.2 et 0.8 montre que l'utilisation des jets au niveau *truth* permet bien de s'affranchir des effets d'hadronisation.

Pour la distribution construite avec TJ3 comme référence, les deux queues de distribution sont encore plus réduites. Dans ce cas, seuls les effets de détecteur et non plus de sélection sont présents ce qui explique l'amélioration de la distribution.

Les grandes queues de distribution au-delà de 1.4, pour les deux premiers cas, correspondent probablement aux événements où une radiation de plus haute impulsion que le jet du quark b a été sélectionnée.

8.3.3 Qualité de la sélection des jets reconstruits

Dans cette section, différentes sélections du jet reconstruit sont comparées. Le TJ2 est utilisé comme référence. Un échantillon de signal Z' avec une masse de 3 TeV est utilisé afin d'avoir suffisamment d'événements boostés.

La capacité à retrouver le TJ2 avec les jets reconstruits est estimée grâce aux distributions des réponses en impulsion transverse : $jet^{reco} p_T / TJ2 p_T$. Quatre sélections au niveau reconstruit ont ainsi été testées :

1. Le jet sélectionné est le plus proche de l'électron. Cette sélection prend son sens lorsque l'on cherche un électron dans le jet.
2. Le jet sélectionné est le second plus proche de l'électron. Cette sélection découle de la précédente en admettant que le jet le plus proche de l'électron soit le jet d'électron.
3. La méthode courante ou la coupure en *overlap removal* est appliquée et le jet sélectionné est celui de plus haute impulsion transverse dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron.
4. Pour les jets reconstruits avec la méthode *electron-in-jet removal*, le jet avec la plus haute impulsion transverse dans $\Delta R=1.5$ autour de l'électron est sélectionné. Pour cette sélection, aucune coupure en *overlap removal* n'est appliquée.

La réponse pour ces différentes sélections du jet reconstruit est présentée d'une part dans le cas où $\Delta R(e_l; b\text{-quark}) > 0.4$ (cas résolu) sur la figure 8.11a et d'autre part dans le cas boosté où $\Delta R(e_l; b\text{-quark}) < 0.4$ sur la figure 8.11b.

Dans le cas où $\Delta R(e_l; b\text{-quark}) > 0.4$ présenté sur la figure 8.11a, le jet le plus proche de l'électron ne correspond pas au TJ2. L'électron est isolé et le jet le plus proche est donc le jet-électron. La sélection du second jet le plus proche permet de mieux retrouver TJ2, mais une importante contribution à basse réponse (ou basse énergie) est visible. Elle vient de la sélection de radiations peu énergétiques ou de jets issus de l'empilement. La sélection du jet de plus haut p_T dans $\Delta R=1.5$ permet de réduire fortement cette contribution de

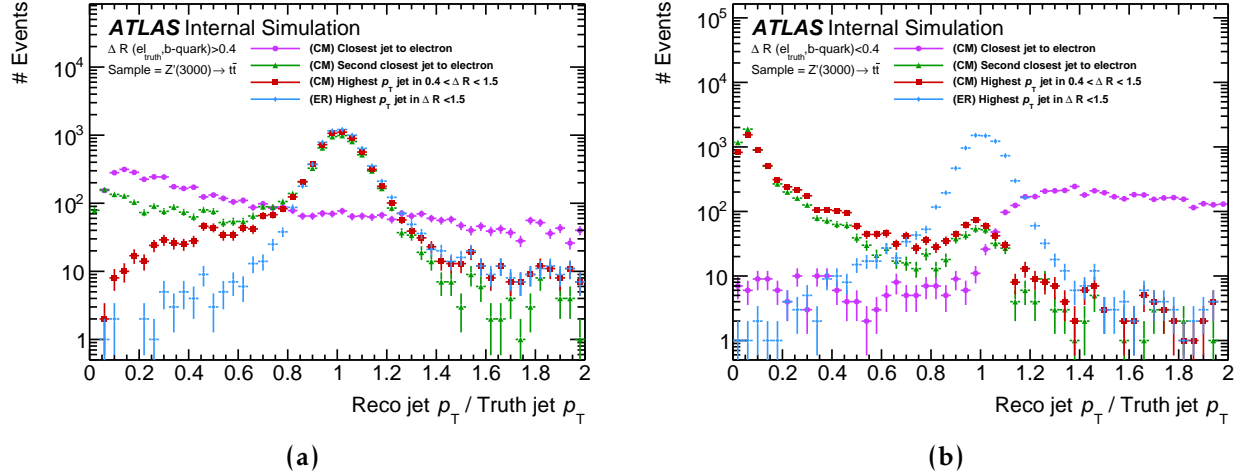


FIGURE 8.11 : Réponse en impulsion transverse des jets pour différentes sélections au niveau reconstruit (a) dans le cas où $\Delta R(\text{el}; b\text{-quark}) < 0.4$ et (b) dans le cas où $\Delta R(\text{el}; b\text{-quark}) > 0.4$. Un échantillon de signal Z' avec une masse de 3000

basse énergie tout en gardant une bonne sélection du TJ2. Enfin, la méthode *electron-in-jet removal*, bien que comparable à la méthode courante, réduit encore les queues de distribution pour des valeurs de réponse entre 0 et 0.8.

Dans le cas boosté représenté sur la figure 8.11b, les distributions sont radicalement différentes. Seule la méthode *electron-in-jet removal* est encore capable de sélectionner des jets qui correspondent au TJ2. Le jet le plus proche est majoritairement distribué à des valeurs supérieures à 1.0. Il est trop énergétique puisqu'il contient à la fois la contribution de l'électron, mais aussi une partie de celle du jet de b. En revanche, les sélections du second plus proches et celle de la méthode courante sont distribuées à de basses valeurs de réponse. Les jets sélectionnés sont trop peu énergétiques. En effet, une partie de la contribution du jet de b est déjà comprise dans le jet le plus proche. Les jets restants sont des rémanences de ce jet, ou proviennent de l'empilement.

La méthode *electron-in-jet removal* est donc la seule, parmi les quatre présentées, capable de sélectionner correctement le TJ2 quelle que soit le régime de boost.

8.4 Performances de la reconstruction des objets mis en jeu

8.4.1 Reconstruction des jets

On a vu que la méthode *electron-in-jet removal* permet de sélectionner correctement les TJ2 dans des topologies fortement boostées. Nous allons maintenant quantifier la qualité de la reconstruction de ces nouveaux jets.

8.4.1.1 Qualité de reconstruction

La référence utilisée dans cette section est le TJ3 (TJ coïncidant avec le jet reconstruit sélectionné). La réponse R_{p_T} est calculée pour différents intervalles en p_T .

$$R_{p_T} = p_T^{jet\ reco} / p_T^{TJ3}. \quad (8.2)$$

Le cœur de la réponse est ajusté par une fonction gaussienne (voir annexe D pour plus de détails sur l'ajustement). La valeur moyenne ainsi que l'écart type de cette fonction ajustée correspondent respectivement à l'échelle et à la résolution en impulsion transverse des jets.

Comme on l'a vu dans la section précédente, la méthode courante n'est pas capable de sélectionner les bons jets pour les configurations très boostées. L'évaluation de la reconstruction des jets avec la méthode *electron-in-jet removal* (ER) se fait donc en deux étapes. Premièrement, on compare la méthode courante (CM) et la méthode *electron-in-jet removal* dans le cas résolu. La résolution et l'échelle sont présentées respectivement sur les figures 8.12a et 8.13a. Puis on compare, les topologies résolues et boostées sélectionnées dans le cadre de la méthode *electron-in-jet removal*. Ces comparaisons des résolutions et des échelles sont montrées sur les figures 8.12b et 8.13b.

On remarque que dans tous les cas, les valeurs sont compatibles⁶. Dans le cas où l'électron et le jet sont bien séparés, la résolution est identique pour les deux méthodes et l'échelle d'énergie est très similaire.

Les désaccords visibles à bas p_T sur la figure 8.12b viennent du manque de statistique, les mesures ayant été effectuées sur un échantillon de signal Z' de masse égal à 3000 GeV afin d'avoir une bonne statistique à haut boost.

Dans le cas de la comparaison des topologies, on voit que la résolution dans le cas $\Delta R < 0.4$ est proche de celle de la topologie $\Delta R > 0.4$ mais est toujours légèrement au dessus comme le montre la figure 8.12b. Par ailleurs l'incertitude systématique sur la résolution dans cette gamme de p_T vaut environ 0.5% [138]. En rajoutant cette contribution et au vu des incertitude statistiques représentées les deux courbes sont compatibles.

Le même effet est visible pour l'échelle d'énergie sur la figures 8.13b. Dans ce cas l'incertitude systématique est de l'ordre de 1%. En rajoutant cette contribution systématique, on se retrouve aussi avec des courbes compatibles.

La méthode *electron-in-jet removal* permet donc de reconstruire des jets avec une qualité qui n'est pas significativement différente des jets standards.

8.4.1.2 Distributions des variables cinématiques

Les distributions des principales variables cinématiques à savoir l'impulsion transverse et la pseudorapidité sont présentées figures 8.14a et 8.14b. Les jets reconstruits sont

6. Seules les incertitudes liées à l'ajustement de la gaussienne sont représentées sur les figures.

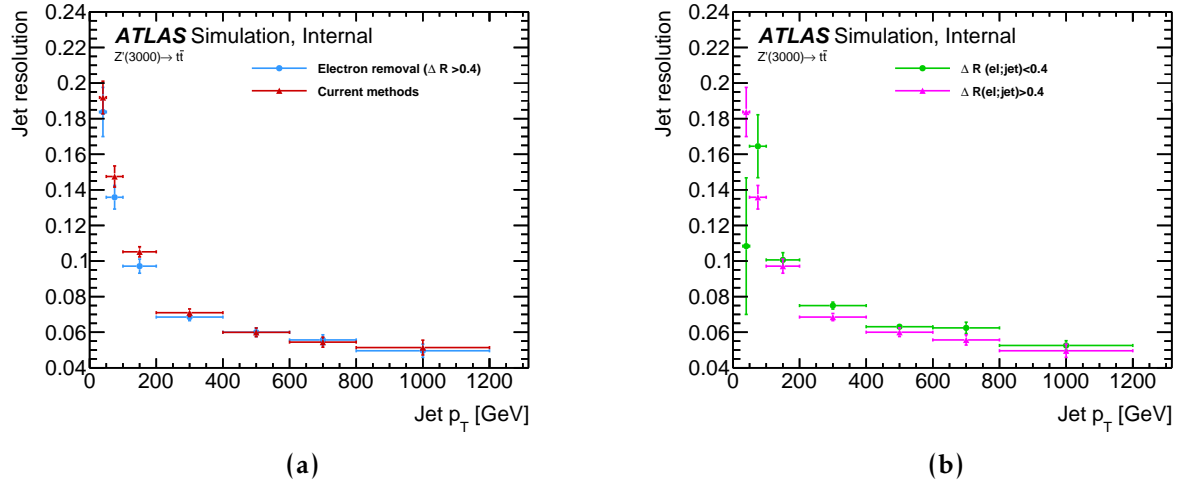


FIGURE 8.12 : (a) Comparaison de la résolution en impulsion transverse des jets dans le cas où $\Delta R(\text{el};\text{jet}) > 0.4$, la comparaison est faite entre la méthode courante et la méthode electron-in-jet removal. (b) Comparaison des résolutions calculées uniquement pour la méthode electron-in-jet removal entre les cas $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.4$ et $\Delta R(\text{el};\text{jet}) > 0.4$.

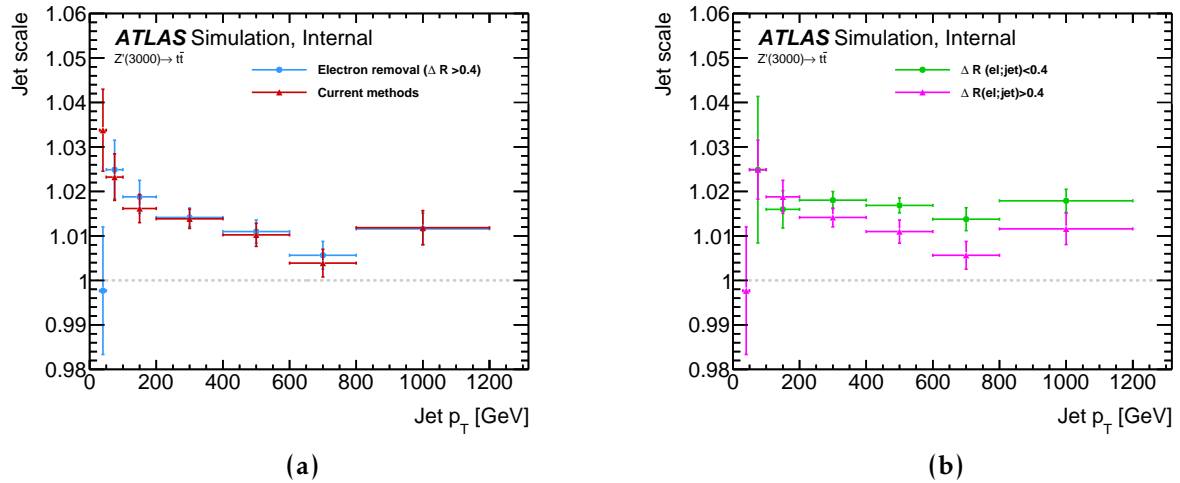


FIGURE 8.13 : (a) Comparaison de l'échelle d'impulsion transverse des jets dans le cas où $\Delta R(\text{el};\text{jet}) > 0.4$, la comparaison est faite entre la méthode courante et la méthode electron-in-jet removal. (b) Comparaison des échelles calculées uniquement pour la méthode electron-in-jet removal entre les cas $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.4$ et $\Delta R(\text{el};\text{jet}) > 0.4$.

représentés en traits pleins et la distribution du quark b correspondant aux événements sélectionnés est représenté en pointillés.

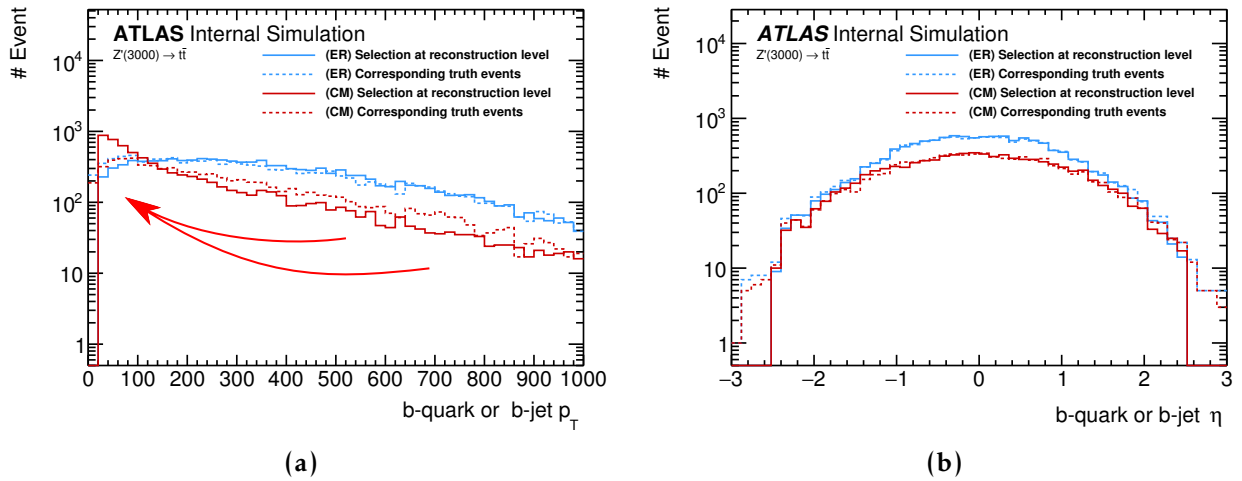


FIGURE 8.14 : Distributions en (a) impulsion transverse (p_T) et (b) pseudorapidité (η) pour les jets sélectionnés par la méthode courante (CM) (en rouge) et ceux sélectionnés par la méthode electron-in-jet removal (en bleu). Les distributions au niveau truth associées à chaque sélection sont aussi représentées (lignes pointillées).

Comme attendu, la méthode *electron-in-jet removal* est plus efficace pour sélectionner les jets de haut p_T . En effet, près de 5 fois plus de jets avec un p_T de 800 GeV sont reconstruits avec la méthode *electron-in-jet removal* (environ 100) qu'avec la méthode courante (environ 20 jets). Cela se traduit aussi par une plus grande efficacité à reconstruire des jets centraux.

L'accord entre les distributions reconstruites et au niveau *truth* est aussi meilleur avec la méthode *electron-in-jet removal*. Pour la méthode courante, les jets avec un haut p_T ne sont pas bien reconstruits et sélectionnés. Ils sont plutôt reconstruits à basse valeur de p_T , d'où la surpopulation bien visible pour des valeurs inférieures à 100 GeV.

8.4.2 Reconstruction des électrons

Les électrons ne sont pas directement modifiés par la méthode *electron-in-jet removal*. Cependant, l'absence de coupure d'*overlap removal* donne accès à des électrons qui auparavant pouvaient être rejetés.

On estime la qualité de la reconstruction des électrons de la même manière que pour les jets, en calculant la réponse en p_T . Un ajustement gaussien est effectué et permet d'extraire la résolution et l'échelle d'énergie (*scale*).

La réponse présentée sur la figure 8.15a est bien centrée autour de la valeur 1, quel que soit le régime de boost. La résolution en énergie est représentée sur la figure 8.15b, et

l'échelle de reconstruction en énergie sur la figure 8.15c. Une comparaison entre les méthodes courantes et *electron-in-jet removal* n'a pas vraiment de sens, puisque ce sont les mêmes électrons qui sont utilisés dans les deux cas, d'où cette simple comparaison entre régimes de boost.

On observe que les distributions de la résolution sont comparables, quel que soit le régime de boost. Pour l'échelle, une différence systématique est visible de l'ordre de 0.2%. Cette différence reste faible vis-à-vis des incertitudes sur l'échelle estimées selon la référence [139] à environ 0.5% pour des électrons avec un p_T supérieur à 100 GeV.

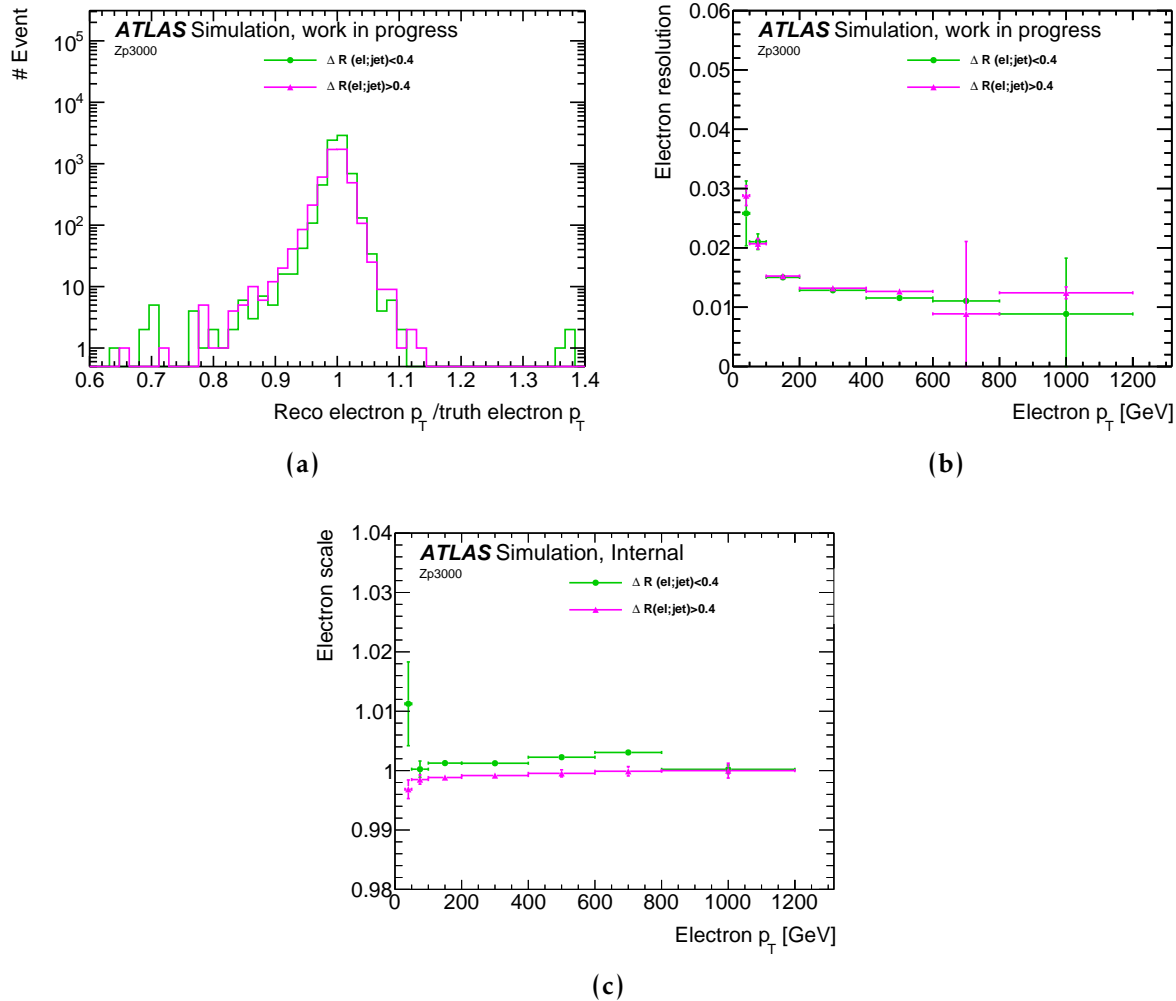


FIGURE 8.15 : Distribution pour les cas où $D\text{Rel}_{\text{jet}} > 0.4$ (courbe rose) et $\Delta R(\text{el};\text{jet}) < 0.4$ (courbe verte) de (a) la réponse en impulsion transverse, (b) la résolution en énergie et (c) l'échelle d'énergie des électrons.

La figure 8.16 illustre l'évolution de la distribution des électrons avec la méthode *electron-in-jet removal*. Ici aussi on voit que le gain s'effectue principalement à haute impulsion transverse.

Il faut cependant noter que ces électrons sont sélectionnés avec un critère de qualité "LH-Tight". L'efficacité de cette coupure est difficilement modélisable et doit donc être mesurée

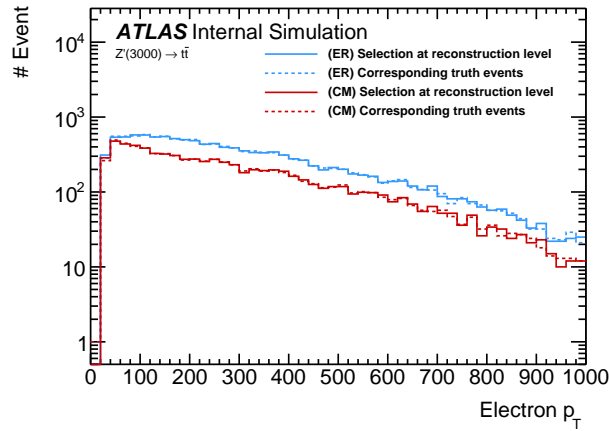


FIGURE 8.16 : Comparaison des distributions de l'impulsion transverse des électrons sélectionnés par la méthode courante (CM) en rouge et la méthode *electron-in-jet removal* en bleu. Les distributions au niveau généré sont représentées en pointillé.

directement dans les données. Jusqu'à présent, ces efficacités n'ont été évaluées que dans le cas où les électrons étaient hors d'un jet. Pour ces nouveaux électrons, il faut donc à nouveau mesurer ces valeurs. Des mesures ont été menées dans ce sens et sont présentées au chapitre 9.

8.4.3 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante étant reconstruite par une somme vectorielle sur l'impulsion de tous les objets présents dans l'événement elle est donc aussi sensible à la méthode *electron-in-jet removal*. Sur la figure 8.17, la distribution en E_T^{miss} est représentée. Les valeurs basses sont rehaussées, ce qui est cohérent avec le fait que la méthode *electron-in-jet removal* est plus efficace pour sélectionner de jets de haut p_T . L'énergie récupérée par les jets ne se retrouve plus dans l'énergie transverse manquante.

8.4.4 Reconstruction de la masse invariante des paires $t\bar{t}$

8.4.4.1 Évolution de la distribution en masse invariante

La masse invariante est la variable finale sur laquelle la recherche de résonances s'effectue. L'évolution de sa reconstruction avec la méthode *electron-in-jet removal* est montrée sur la figure 8.18a pour des échantillons de signal Z' de différentes masses, et sur la figure 8.18b pour un échantillon $t\bar{t}$ du Modèle Standard.

Dans les deux cas, la méthode *electron-in-jet removal* est plus efficace à haute masse, comme attendu.

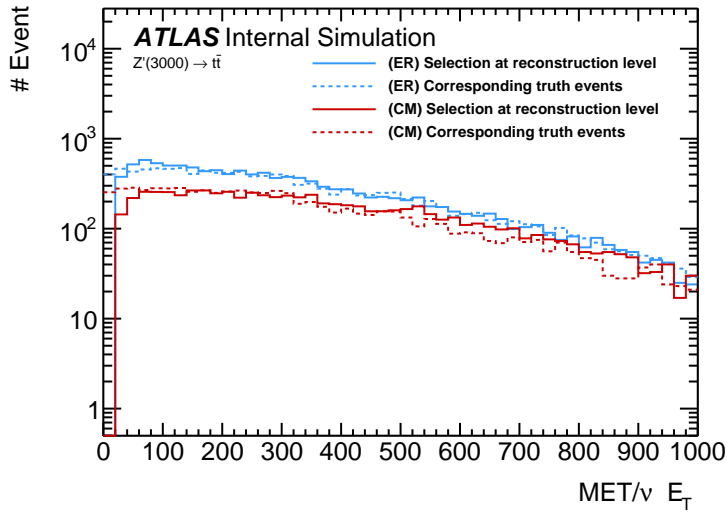


FIGURE 8.17 : Comparaison entre l'énergie transverse manquante reconstruite des événements sélectionnés par la méthode courante (CM) (en rouge) et ceux sélectionnés par la méthode electron-in-jet removal (ER) (en bleu). Les distributions de l'énergie transverse du neutrino au niveau truth et associées à chaque sélection sont aussi représentées (lignes pointillées).

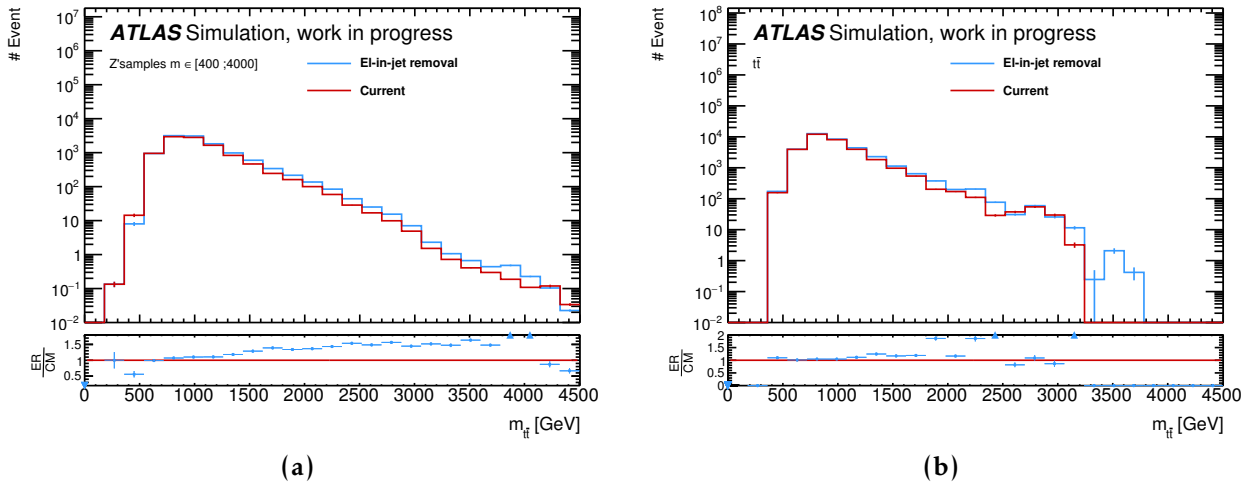


FIGURE 8.18 : Comparaison des spectres en masse invariante des paires $t\bar{t}$ reconstruites entre la sélection courante (CM) en rouge et la méthode electron-in-jet removal (ER) en bleu.

8.4.4.2 Qualité de la reconstruction de la masse

Pour finir cette étude de performances, analysons la qualité de la reconstruction de la masse invariante du système $t\bar{t}$. Encore une fois, la méthode d'ajustement décrite en section 8.4.1.1 est utilisée et permet de mesurer la résolution et l'échelle de la masse du Z' . Cette fois-ci, les distributions ont été effectuées en fonction de la vraie masse générée.

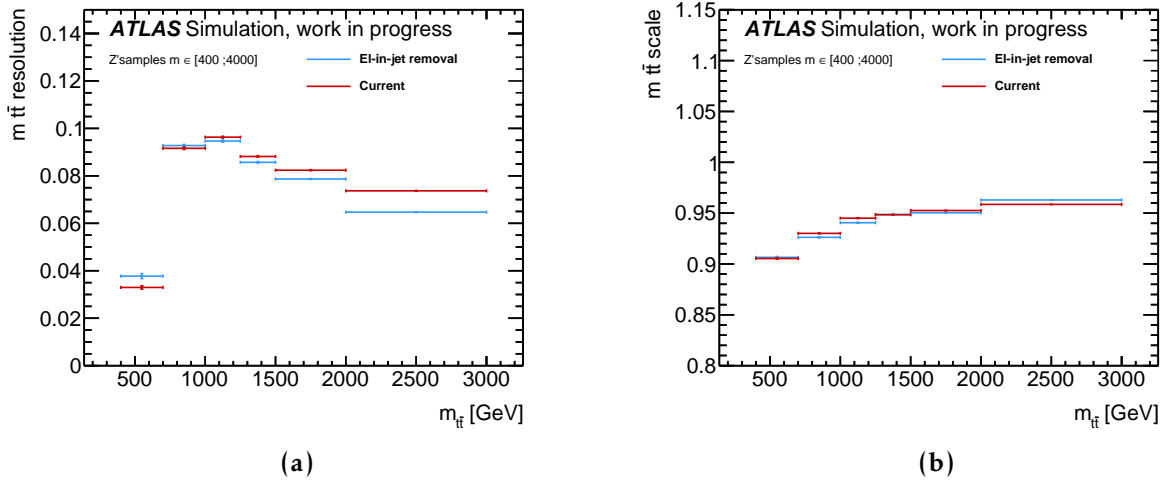


FIGURE 8.19 : (a) Résolution en masse invariante et (b) échelle de la réponse en masse invariante en fonction de la masse invariante au niveau truth de la masse invariante de la paire de quarks top.

La figure 8.19a montre l'évolution de la résolution de la reconstruction de la masse avec la méthode *electron-in-jet removal*. On voit qu'à haute masse la résolution obtenue avec notre méthode est légèrement meilleure que celle construite avec la méthode courante. L'échelle sur la masse est identique entre les deux méthodes.

Toutes ces études de performances ont ainsi montré que la méthode *electron-in-jet removal* permet une meilleure sélection des objets boostés. L'ajout des événements où un électron et un jet se superposent non seulement ne dégrade pas les performances de la reconstruction par rapport au cas où les objets sont bien séparés, mais se traduit par une amélioration de la reconstruction des variables de position et de la masse invariante. Nous avons aussi vu que ces nouveaux objets maintenant accessibles sont reconstruits avec une qualité comparable à celle des objets reconstruits dans le cas résolu.

Ce constat étant fait, nous allons maintenant tester la méthode *electron-in-jet removal* dans le cas de la recherche de résonances $t\bar{t}$.

8.5 Impact sur l'analyse de recherche de résonances $t\bar{t}$

Pour tester les résultats précédents, une version simplifiée de l'analyse de recherche de résonance $t\bar{t}$ a été mise en place. Elle se base sur la configuration utilisée pour produire le résultat de la référence [104]. Seule une étude de sensibilité a été faite, utilisant uniquement des événements de simulation.

Tout comme dans l'analyse de 2016, les topologies boostées sont analysées dans les canaux de désintégration électronique et muonique. Seuls les trois principaux bruits de fond sont utilisés à savoir la production $t\bar{t}$ du Modèle Standard, les quarks top célibataires (*single top*) et la contribution provenant des événements W +jets. La méthode d'ajustement de l'échelle pour ce bruit n'a pas été effectuée pour des raisons de simplification.

Enfin, toutes les distributions ont été ajustées pour correspondre à une luminosité de 3.2 fb^{-1} .

8.5.1 Évolution du nombre d'événements et du spectre en masse invariante

Le nombre d'événements sélectionnés avec les deux méthodes pour chaque contribution du bruit de fond et du signal est donné sur le tableau 8.2. Le gain relatif du nombre d'événement avec la méthode *electron-in-jet removal* est aussi affiché dans ce tableau. L'augmentation du bruit de fond reste limitée alors que l'augmentation du signal est significative. La méthode *electron-in-jet removal* permet dans le canal électronique une augmentation de 30% du nombre d'événements pour un Z' de masse égale à 2 TeV et une augmentation de plus de 50% pour un signal de 4 TeV.

En revanche, on observe, une faible diminution du nombre d'événements dans le canal muonique. Bien qu'elle soit faible, elle est tout de même systématique sur tous les types de signaux. On interprète cette évolution de la manière suivante : l'efficacité à trouver un électron étant plus grande avec la méthode *electron-in-jet removal*, on favorise le cas où un électron et un muon se retrouvent simultanément dans l'événement. Dans ce cas, le veto d'un second lepton engendre la perte de l'événement. Ce qui explique la baisse modeste du nombre d'événements dans la sélection muonique. Il serait intéressant d'étudier si les événements correspondent effectivement une contribution de $t\bar{t}$ dileptonique ou si l'électron sélectionné est en fait un *electron NS*.

8.5.2 Comparaison d'efficacités dans les données et dans la simulation

Les distributions en masse invariante $t\bar{t}$ reconstruites sur les figures 8.20a et 8.20b, nous donnent une idée plus précise de l'évolution de la distribution des événements. Il est

TABLE 8.2 : Nombre d'événements pour les principaux bruits de fond et pour le signal pour différentes masses de Z' et pour une luminosité équivalente à 3.2 fb^{-1} . Ces nombres sont présentés pour la méthode courante (CM) et la méthode *electron-in-jet removal* (ER). L'évolution du nombre d'événements $N_{ER} - N_{CM}/N_{CM}$ est donné entre parenthèses.

Yields Selections	<i>Electron-in-jet removal</i> (ER)		<i>Current method</i> (CM)	
	électrons (évolution)	muons (évolution)	électrons	muons
$t\bar{t}$	3699.9 (+7.60%) \pm 665.0	3437.7 (-0.95%) \pm 607.1	3438.5 \pm 619.0	3470.7 \pm 597.3
single top	166.9 (+6.04%) \pm 33.0	140.1 (-1.96%) \pm 28.7	157.4 \pm 31.2	142.9 \pm 28.5
W+jet	161.4 (+28.40%) \pm 41.2	137.2 (-2.35%) \pm 21.3	125.7 \pm 22.9	140.5 \pm 22.6
Total (Bkg)	4027.3 (+8.23%) \pm 667.0	3715.0 (-1.04%) \pm 608.2	3721.2 \pm 620.2	3754.1 \pm 598.4
$Z'(500)$	57.1 (+15.35%) \pm 10.1	43.5 (-1.81%) \pm 11.9	49.5 \pm 9.6	44.3 \pm 12.6
$Z'(750)$	249.8 (+4.21%) \pm 74.5	240.6 (-1.07%) \pm 72.3	239.7 \pm 72.4	243.2 \pm 72.8
$Z'(1000)$	385.8 (+8.10%) \pm 33.0	338.6 (-0.12%) \pm 25.9	356.9 \pm 31.3	339.0 \pm 26.1
$Z'(1250)$	226.0 (+12.83%) \pm 15.2	197.2 (-0.70%) \pm 7.5	200.3 \pm 14.0	198.6 \pm 7.8
$Z'(1500)$	119.6 (+19.48%) \pm 7.6	102.1 (-0.78%) \pm 3.0	100.1 \pm 6.4	102.9 \pm 3.1
$Z'(1750)$	62.3 (+26.37%) \pm 4.0	54.1 (-0.73%) \pm 1.6	49.3 \pm 3.2	54.5 \pm 1.6
$Z'(2000)$	32.7 (+32.39%) \pm 2.0	28.9 (-1.03%) \pm 0.7	24.7 \pm 1.6	29.2 \pm 0.7
$Z'(2250)$	17.5 (+36.72%) \pm 1.1	16.3 (-1.21%) \pm 0.3	12.8 \pm 0.8	16.5 \pm 0.3
$Z'(2500)$	9.5 (+39.71%) \pm 0.6	8.9 (-1.11%) \pm 0.2	6.8 \pm 0.4	9.0 \pm 0.2
$Z'(2750)$	5.2 (+44.44%) \pm 0.3	4.9 (-2.00%) \pm 0.1	3.6 \pm 0.3	5.0 \pm 0.1
$Z'(3000)$	2.8 (+47.37%) \pm 0.2	2.8 (0.00%) \pm 0.1	1.9 \pm 0.1	2.8 \pm 0.1
$Z'(4000)$	0.3 (+50.00%) \pm 0.0	0.3 (0.00%) \pm 0.0	0.2 \pm 0.0	0.3 \pm 0.0

notamment important de voir que les principaux bruits de fond n'augmentent pas significativement à haute masse.

On a vu au chapitre 8.2.3.1 que la proportion d'électrons ne venant pas du quark top augmentait jusqu'à 1% dans la région où $\Delta R < 0.4$. Pour s'assurer que cette contribution, n'engendre pas une augmentation significative du bruit de fond, une étude sur les données a été menée.

Une estimation précise des bruit de fond multijets et W+jets n'étant pas disponible avec la méthode *electron-in-jet removal*, le gain d'efficacité :

$$R_m = \frac{N^{ER}}{N^{CM}}, \quad (8.3)$$

a alors été calculé sur les données et sur la simulation $t\bar{t}$. Ces rapports pour la sélection boostée electron+jets sont montrés d'une part sur la figure 8.21a pour la distribution en masse invariante et d'autre part sur la figure 8.21b pour la masse reconstruite du quark top leptonique.

Une valeur de R_m supérieure à 1.0 signifie donc que la méthode *electron-in-jet removal* est plus efficace que la méthode courante. C'est ce qui est observé pour les hautes valeurs en masse invariante dans les données et dans la simulation $t\bar{t}$. Sur la figure 8.21b on observe que le gain d'efficacité se fait principalement au niveau de la masse du quark top ce qui

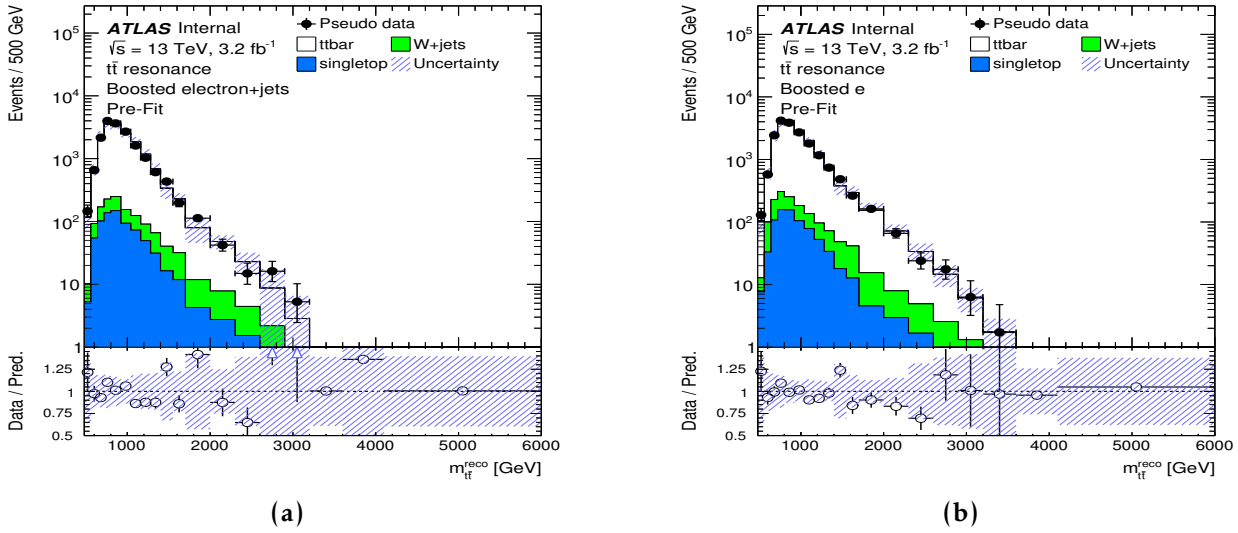


FIGURE 8.20 : Distribution de la masse invariante pour la sélection boostée electron+jets dans le cas où (a) la méthode courante et (b) la méthode electron-in-jet removal sont utilisées.

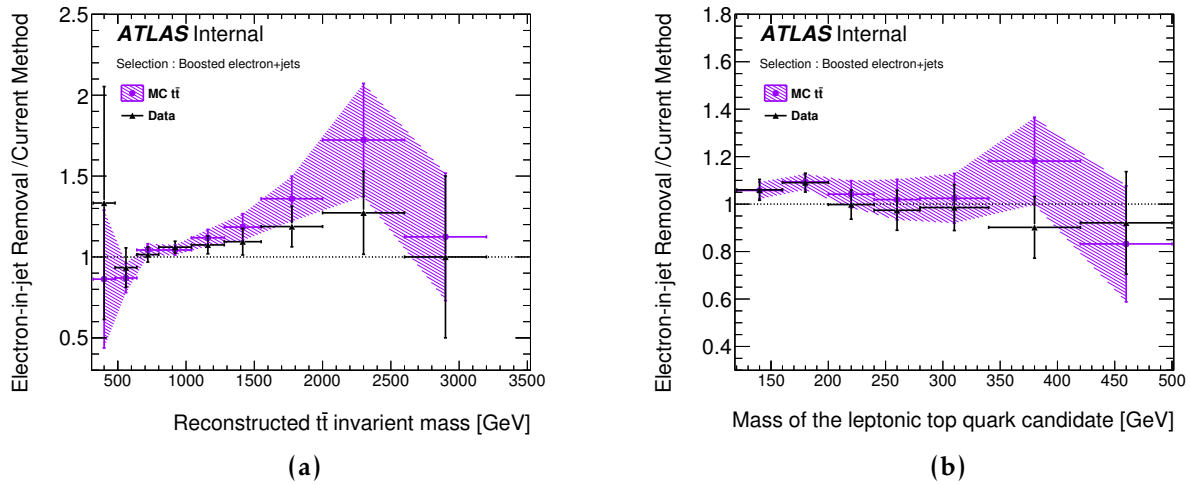


FIGURE 8.21 : Gain d'efficacité sur les événements grâce à la méthode electron-in-jet removal (a) en fonction de la masse invariante reconstruite et (b) en fonction de la masse reconstruite du top leptonique. Ces efficacités sont comparées entre les données et la simulation Monte-Carlo d'événement $t\bar{t}$ du Modèle Standard. Les incertitudes correspondent à une estimation des incertitudes statistiques.

prouve que la méthode *electron-in-jet removal* permet une meilleure reconstruction de ces particules.

Ces figures montrent aussi que l'impact des bruits de fond est négligeable. En effet si la méthode *electron-in-jet removal* avait fortement augmenté ce bruit, l'efficacité dans les données aurait été bien plus grande que dans la simulation $t\bar{t}$. Or on observe plutôt le contraire, ce qui laisse penser que la méthode *electron-in-jet removal* notamment à haute masse permet aussi de réduire la proportion de bruit de fond.

La taille des barres d'erreurs reste cependant importante et une analyse sur plus une plus grande quantité de données permettrait certainement d'avoir des conclusions plus solides⁷.

8.5.3 Évolution de la limite

La limite attendue pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ est présentée sur la figure 8.22a en prenant en compte uniquement le canal électronique boosté. L'amélioration est bien visible en particulier à haute masse. Lors de la combinaison avec la sélection muonique, figure 8.22b, la différence est moindre car l'analyse sélectionne déjà les muons avec $\Delta R(\text{muon};\text{jet}) < 0.4$. L'amélioration reste néanmoins visible.

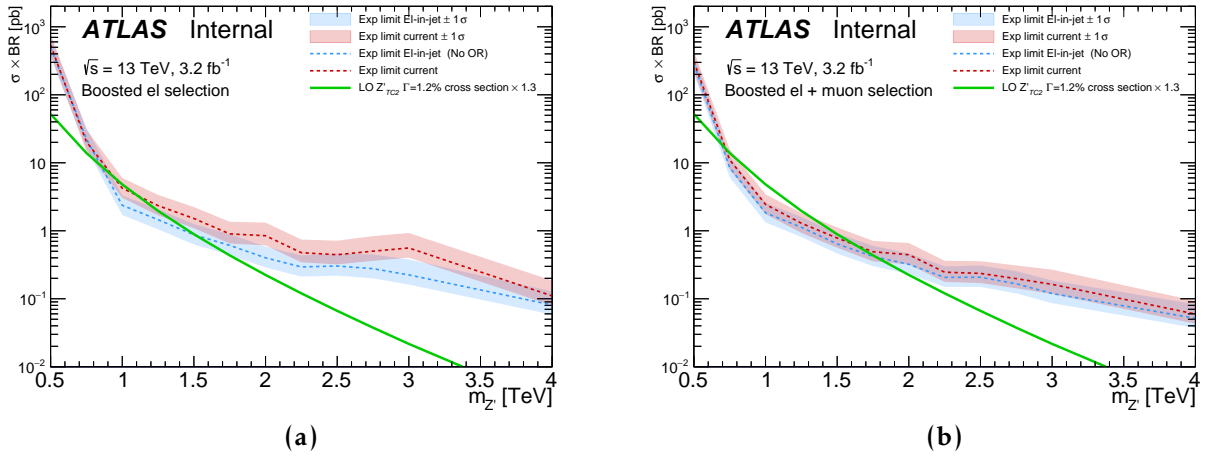


FIGURE 8.22 : Comparaison des limites attendues avec la méthode courante (CM) et la méthode *electron-in-jet removal* (ER) (a) en se basant uniquement sur la sélection électronique boostée et (b) en utilisant la combinaison des deux sélections.

7. Seul 3.2 fb^{-1} de données ont été analysées pour ne pas violer le principe des analyses en aveugle

8.6 Pour aller plus loin

Cette analyse a montré l'intérêt de la méthode *electron-in-jet removal* pour la reconstruction de quarks top boostés. Elle permet d'une part d'éviter, ou tout du moins de réduire, l'impact de la procédure d'*overlap-removal* ce qui se traduit par une augmentation allant jusqu'à 50% du nombre d'événements pour les signaux à haute masse. D'autre part, elle améliore la reconstruction des objets mis en jeu ce qui se traduit au final par une meilleure résolution sur la masse invariante reconstruite.

Cette méthode constitue donc une bonne opportunité pour sonder la nouvelle physique à haute masse.

La création de nouvelles catégories de jets nécessite une caractérisation complète de leurs propriétés. Une première analyse, présentée dans ce document, montre que ces jets ont une résolution et une échelle d'énergie comparable à celle des jets utilisés couramment. Néanmoins, une étude plus approfondie sur l'impact de la méthode concernant l'étiquetage des saveurs lourdes (*b-tagging*) pourrait encore être nécessaire.

De plus, la mesure des facteurs d'échelle des électrons lorsque ces derniers sont dans un jet est une étude à part entière, indispensable pour pouvoir utiliser la méthode *electron-in-jet removal* dans une analyse d'ATLAS. Voilà pourquoi dans le chapitre suivant, nous allons esquisser les prémices de cette mesure.

MESURE DE L'EFFICACITÉ D'IDENTIFICATION DES ÉLECTRONS EN ENVIRONNEMENT HADRONIQUE

9.1	Mesure des facteurs d'échelle des électrons	180
9.1.1	Mesure des efficacités par la méthode <i>Tag & Probe</i>	180
9.1.2	Modélisation du bruit de fond par la méthode du gabarit	181
9.1.3	Mesures officielles de la collaboration ATLAS pour les électrons hors des jets	182
9.1.4	Mesure des facteurs d'échelle en environnement hadronique	182
9.2	Mesure des facteurs d'échelle avec les événements $Z \rightarrow e^+e^- + jets$	183
9.2.1	Avantages et inconvénients de cette méthode	183
9.2.2	Détails de l'analyse	184
9.2.3	Évaluation du bruit de fond	186
9.2.4	Mesure des efficacités	187
9.2.5	Mesures préliminaires des facteurs d'échelle d'identification	191
9.3	La méthode <i>TopTag & Probe</i>	192
9.3.1	Topologie du signal et du bruit de fond	192
9.3.2	Exemple de sélection et résultats associés	193
9.3.3	Limites de cette étude	195
9.4	Les problèmes qu'il faut encore résoudre	198
9.4.1	Le manque de statistique pour les événements de simulation	198
9.4.2	De la non-utilisation de jets	199
9.4.3	Changement de variables, changement de paradigme	199
9.4.4	Combinaison des différentes approches	201
9.4.5	Redéfinition des points de fonctionnement d'identification	201
9.4.6	Et pour aller encore plus loin	201

L'étude précédente a montré qu'en utilisant la méthode *electron-in-jet removal*, il est possible de reconstruire correctement les topologies où un électron de signal se trouve dans un jet. Pour utiliser cette méthode, il faut comprendre avec précision ces topologies pour s'assurer que la simulation et les données aient le meilleur accord possible. Dans ce but des facteurs d'échelle *Scale Factors* sont alors calculés afin de corriger au mieux les simulations.

Cette section détaille la méthode *Tag&Probe* couramment utilisée par la collaboration ATLAS pour mesurer les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons qui

sont à la base du calcul des facteurs d'échelle. Une adaptation de cette méthode est présentée pour les événements $Z \rightarrow ee + jets$, ainsi que des résultats préliminaires. Les avantages et les limitations de cette méthode sur les mesures des facteurs d'échelle sont ensuite détaillés.

Les grandes lignes d'une autre méthode (*TopTag&Probe*) sont ensuite décrites. Là aussi des résultats préliminaires et une analyse des principaux intérêts et limitations de cette méthode sont présentés.

Enfin ce chapitre se terminera par une discussion sur les perspectives et les problèmes encore à résoudre dans le domaine de la superposition électrons-jets.

9.1 Mesure des facteurs d'échelle des électrons

L'identification des électrons utilise une méthode multivariée (voir section 6.2 et les références [106, 108]), qui se base sur des variables de formes de gerbes, de qualité des traces et de position du vertex. La modélisation de ces variables et donc de l'efficacité de sélection de cette méthode est particulièrement difficile et doit donc être mesurée directement dans les données.

Pour cela, on estime cette efficacité dans la simulation Eff_{MC} et dans les données Eff_{Data} . Le rapport de ces deux efficacités (équation 9.1) définit un facteur d'échelle (*Scale factor*, SF) qui viendra corriger le nombre d'événements avec un électron sélectionnés dans la simulation.

$$\text{SF} = \frac{\text{Eff}_{\text{MC}}}{\text{Eff}_{\text{Data}}} . \quad (9.1)$$

Pour les électrons, la collaboration ATLAS utilise quatre types de facteurs d'échelle. Ils corrigent respectivement la modélisation des efficacités du système de déclenchement, de la reconstruction, de l'identification et des coupures d'isolation.

Dans ce chapitre, la mesure des facteurs d'échelle d'identification est traitée pour des électrons qui se trouvent dans un jet.

9.1.1 Mesure des efficacités par la méthode *Tag & Probe*

La collaboration ATLAS utilise la méthode *Tag&Probe* (T&P) pour mesurer les efficacités d'identification des électrons. Elle utilise les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ qui ont à la fois une grande section efficace et une topologie simple à sélectionner.

La méthode T&P consiste à sélectionner des paires d'électrons. L'un des deux électrons doit avoir une très grande qualité et est appelé (*tag*). Le second électron (*probe*) est celui sur lequel l'efficacité est mesurée. La production résonnante du boson Z permet d'obtenir un échantillon de signal particulièrement pur en demandant une masse invariante des deux électrons comprise entre 80 et 100 GeV.

Pour calculer l'efficacité d'identification, on considère d'une part tous les électrons *probe* reconstruits par ATLAS (voir section 6.2.2). Ils constituent le dénominateurs des équations 9.2 et 9.3 et sont appelés *électrons container*.

Parmi ces électrons, ceux qui sont identifiés avec le critère d'identification dont on cherche à mesurer l'efficacité sont utilisés au numérateur. Ils seront appelés électrons *ID*.

Le rapport de ces deux sélections donne alors l'efficacité d'identification cherchée. Cette efficacité est mesurée pour la simulation (Eff_{MC}) et dans les données (Eff_{Data}).

$$\text{Eff}_{\text{MC}} = \frac{N_{\text{ID (tight)}}^{\text{Signal}}}{N_{\text{container}}^{\text{Signal}}}, \quad (9.2)$$

$$\text{Eff}_{\text{Data}} = \frac{N_{\text{ID (tight)}}^{\text{Data}} - N_{\text{ID (tight)}}^{\text{bkg}}}{N_{\text{container}}^{\text{Data}} - N_{\text{container}}^{\text{bkg}}}. \quad (9.3)$$

Pour l'efficacité mesurée dans les données, il est nécessaire en plus de soustraire la contribution du bruit de fond (*bkg*). Au vu des nombreuses sources de bruit de fond et de la difficulté à les modéliser, le bruit est directement estimé dans les données. La méthode utilisée est celle du gabarit (*template*) et est détaillée dans la section suivante.

9.1.2 Modélisation du bruit de fond par la méthode du gabarit

La méthode du gabarit consiste à mesurer dans les données la forme de la distribution du bruit. Une région orthogonale à celle de la mesure et enrichie en électrons reconstruits ne venant pas du boson Z est utilisée pour le construire.

La contribution du signal $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ dans cette région est estimée par la simulation puis est soustraite aux données. Cela donne ainsi une distribution dont la forme est déterminée et qu'on suppose identique à celle de la région de mesure. Seule l'échelle ne correspond pas à celle du bruit dans les régions de mesure. Le gabarit est ensuite ajusté aux données par un facteur de normalisation mesuré dans la queue de la distribution en masse invariante, entre 140 et 250 GeV¹.

Le facteur de normalisation n'est pas le même pour la sélection *ID* et pour la sélection *container* et sera donc estimé séparément.

1. La mesure pour les électrons hors des jets utilise pour la mise à l'échelle de la sélection *ID* une sélection particulière où l'électron *probe* doit avoir le même signe que l'électron *tag*. Cela permet de réduire la contribution du signal dans cette région. Dans cette analyse, ce seront directement les queues de distribution des régions de mesure qui seront utilisées, comme cela sera présenté en détail dans les sections qui suivent.

9.1.3 Mesures officielles de la collaboration ATLAS pour les électrons hors des jets

Les efficacités d'identification mesurées par ATLAS [140] pour les électrons isolés sont présentées sur les figures 9.1a et 9.1b. On constate que les efficacités mesurées dans les données sont toujours inférieures à celles mesurées dans les simulations d'où la nécessité de mesurer et d'appliquer des facteurs d'échelle. On observe aussi une forte dépendance des efficacités en E_T et η . Ainsi, toutes les analyses devront prendre en compte les efficacités selon ces deux variables.

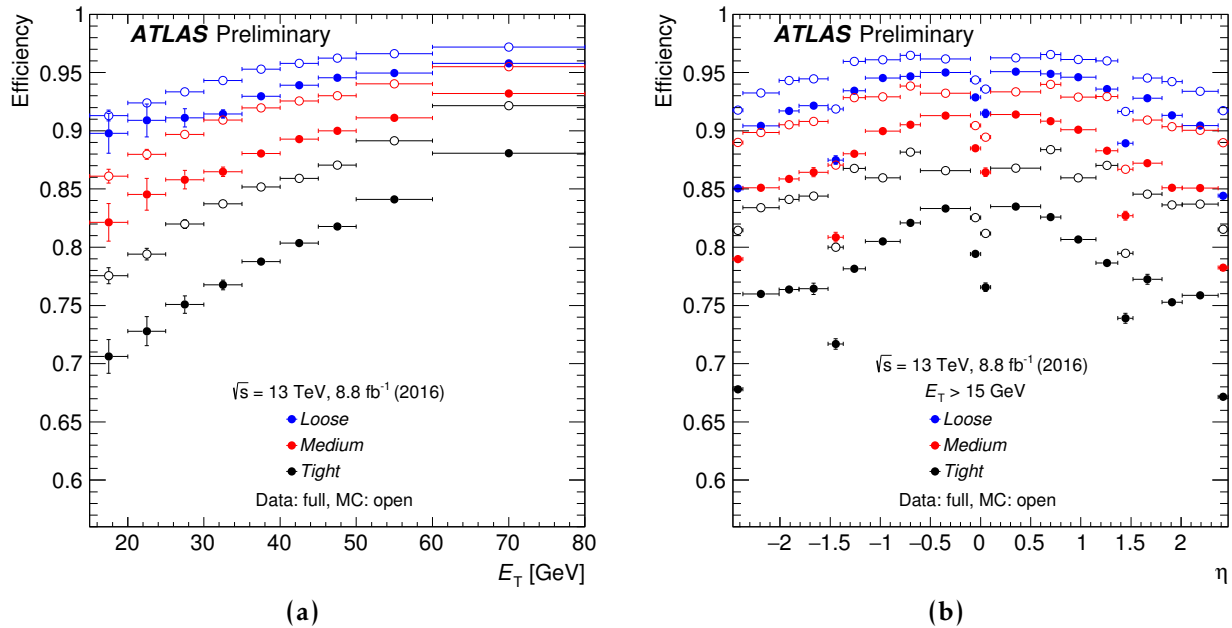


FIGURE 9.1 : Efficacité d'identification dans les données de 2016 et sur les simulations pour les trois principaux points de fonctionnement [140] utilisés par la collaboration ATLAS pour identifier les électrons. (a) Efficacités en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et (b) en fonction de la pseudorapidité.

9.1.4 Mesure des facteurs d'échelle en environnement hadronique

Le but de ce chapitre est de discuter des méthodes possibles pour mesurer les efficacités d'identification des électrons lorsque ces derniers se trouvent à une distance d'un jet inférieur à la taille du jet. Ces électrons sont maintenant accessibles avec la méthode *electron-in-jet removal* présentée au chapitre 8. Dans ce cas, on parlera d'électrons "dans" le jet. Deux principales topologies ont été retenues :

- La première est celle utilisant les événements $Z \rightarrow e^+e^- + jets$. Dans ce cas, le jet provient du rayonnement d'un des quarks de l'état initial. Ce processus a une section efficace importante, mais le jet a un régime en p_T plutôt faible par rapport à ceux pouvant être produits par des quarks top.

- La seconde topologie est celle des événements $t\bar{t}$ dileptoniques. Bien qu'ils aient une section efficace plus faible, ils peuvent devenir compétitifs à haute impulsion. De plus, le régime de boost est comparable à celui des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques.

9.2 Mesure des facteurs d'échelle avec les événements $Z \rightarrow e^+e^- + jets$

9.2.1 Avantages et inconvénients de cette méthode

Cette méthode utilise la désintégration du boson Z en deux électrons accompagnée par un jet issu d'un rayonnement d'un quark de l'état initial.

Elle a l'avantage d'avoir une sélection similaire à celle utilisée par les mesures officielles, et requiert juste un jet additionnel. Sa section efficace est d'environ 2260 pb pour des jets avec une impulsion transverse comprise entre 0 et 70 GeV, mais diminue pour de plus hautes énergies de telle sorte qu'elle n'est plus que de 8.4 fb lorsque le jet à une impulsion transverse comprise entre 700 et 1000 GeV. La grande statistique disponible est donc majoritairement à basse impulsion.

En analysant la topologie de ce type d'événements, on remarque que le boson Z doit être produit dans la direction opposée au jet. Ces deux objets auront alors une impulsion transverse égale et opposée. Lorsque le jet a un p_T important, comme illustré sur la figure 9.2, le boson Z subira un effet de boost. Les électrons produits lors de sa désintégration seront alors collimés et émis du côté opposé au jet.

Pour se retrouver dans une configuration, où l'électron se trouve dans le jet, il faut que ce dernier n'emporte que peu d'impulsion transverse, qu'il y ait plusieurs jets additionnels ou que le jet considéré vienne de l'empilement des événements. Dans tous ces cas, le jet dans lequel l'électron se trouve sera en moyenne peu énergétique, ce qui ne correspond pas au cas des événements avec une désintégration de quark top boosté.

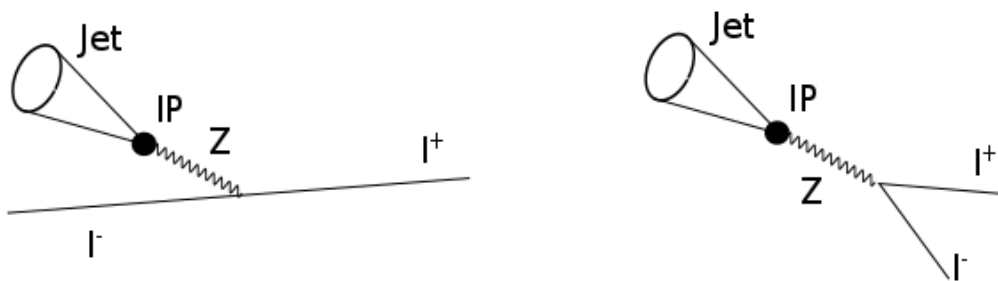


FIGURE 9.2 : Illustration du changement de topologie avec l'impulsion du jet dans une topologie $Z \rightarrow e^+e^- + jets$. À gauche, l'impulsion du jet est faible et à droite elle est plus importante.

Malgré ces limitations, pour pouvoir comparer les résultats avec la méthode officielle, une analyse a été développée dont voici les détails.

9.2.2 Détails de l'analyse

Les sélections, bien que reproduisant du mieux possible celle de la méthode officielle, sont légèrement différentes. Cela vient à la fois d'une volonté de simplification de l'analyse, mais aussi de la spécificité de cette analyse qui requiert un jet additionnel.

9.2.2.1 Définition des objets utilisés

Tous les électrons reconstruits (*container*) sont considérés si leur impulsion transverse est supérieure à 25 GeV. Ils doivent se trouver dans la région $|\eta| < 2.47$ et en dehors du crack².

Les jets standards d'ATLAS (*AntiKt4EMTopo*) sont utilisés et doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV. La raison pour laquelle les jets issus de la méthode *electron-in-jet removal* ne sont pas utilisés sera détaillée en section 9.4.

Les muons qui sont utilisés pour mettre un veto sur les événements qui les contiennent sont ceux utilisés dans l'analyse [104]. Ils doivent essentiellement avoir un $p_T > 25 \text{ GeV}$ et être définis avec une qualité *Medium*.

9.2.2.2 Présélections des événements

Tout d'abord, une présélection demande au moins un jet et deux électrons reconstruits (on parlera d'électrons *container*). Aucune coupure *d'overlap removal* n'est appliquée entre ces deux types d'objets.

Tous les événements contenant au moins un muon sont supprimés.

Tous les électrons *container* identifiés avec le critère *LHtight* sont ensuite listés pour chaque événement et seront considérés comme électron *Tag* chacun à leur tour.

9.2.2.3 Sélections *ID* et *container*

Pour chaque électron *tag*, on considère alors tous les électrons *probe* qui satisfont les critères suivants :

Leur charge doit être opposée à celle de l'électron *tag* et la masse invariante de la paire doit se trouver entre 80 et 100 GeV.

2. On rappelle que le crack est la région qui se trouve dans l'intervalle : $1.37 < |\eta| < 1.52$.

Pour la sélection *container*, aucune condition additionnelle n'est requise. La sélection *ID* (qui correspond au numérateur des efficacités 9.2 et 9.3) requiert en plus que l'électron *probe* soit identifié avec un critère donné. Chaque critère d'identification conduit à une mesure différente. Dans ce chapitre, seules les efficacités d'identification *LHTight* ont été mesurées, mais l'analyse peut être aisément étendue à d'autres critères.

9.2.2.4 Sélection du jet

Pour cette mesure, on cherche à ce que l'électron soit dans un environnement hadronique fort (énergétique). On s'attend donc à ce que l'identification perde en efficacité, puisque les gerbes électromagnétiques peuvent être déformées par la présence d'autres particules. Pour avoir cette forte occupation autour de l'électron, on requiert qu'un jet soit proche de l'électron.

Ce jet est sélectionné comme étant celui qui est le plus proche de l'électron *probe*, tout en satisfaisant les critères suivants :

- $\Delta R(\text{tag};\text{jet}) > 0.4$, ce qui permet de s'assurer que le jet-électron du *tag* n'est pas pris en compte.
- $\Delta R(\text{probe};\text{jet}) > 0.2$ ce qui limite la sélection du jet-électron induit par l'électron *probe*³.

L'occupation est quantifiée par la distance ΔR entre l'électron *probe* et le jet sélectionné. Ainsi, l'espace a été découpé en 4 intervalles selon le tableau 9.1.

TABLE 9.1 : Intervalles utilisés dans la méthode utilisant la topologie $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$.

$0.2 < \Delta R < 0.4$	$0.4 < \Delta R < 0.6$	$0.6 < \Delta R < 1.0$	$\Delta R > 1.0$
------------------------	------------------------	------------------------	------------------

La région d'intérêt de cette analyse est donc principalement le premier intervalle où l'électron se trouve effectivement dans un jet.

Le quatrième intervalle est celui avec le plus de données, mais aussi celui où l'électron est a priori le mieux isolé. Cet intervalle a une importance particulière, puisqu'il est utilisé pour comparer les efficacités mesurées dans cette analyse avec celles mesurées officiellement.

Les deux autres intervalles se trouvent à l'interface entre les deux régimes (isolé ou dans le jet). Bien qu'aucun résultat dans ce qui suit ne soit présenté (Par manque de temps) dans ces intervalles, il pourrait être intéressant d'estimer l'évolution de la qualité de l'identification dans la région $0.4 < \Delta R < 0.6$. Les dépôts hadroniques pouvant déborder du jet, il ne serait pas absurde de voir une légère diminution de l'efficacité dans la région $0.4 < \Delta R < 0.6$.

3. On rappelle qu'aucune coupure d'*overlap removal* n'est appliquée ni procédure d'*electron-in-jet removal*. On se retrouve donc bien dans le cas où l'électron impacte la reconstruction du jet.

9.2.3 Évaluation du bruit de fond

9.2.3.1 Sélection pour le gabarit

La région utilisée pour construire le gabarit qui modélise la forme du bruit de fond doit contenir un maximum d'événements contenant des électrons reconstruits qui ne viennent pas de la désintégration du boson Z. La même présélection que pour la région de mesure est appliquée, mais les électrons *probes* choisis ne doivent pas passer l'identification *loose* et avoir la même charge électrique que les électrons *tags*.

Dans cette sélection, il existe une contribution faible des événements du signal $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ comme le montre la figure 9.3a. Cette contribution est simulée par Monte-Carlo, puis soustraite à la distribution obtenue dans les données.

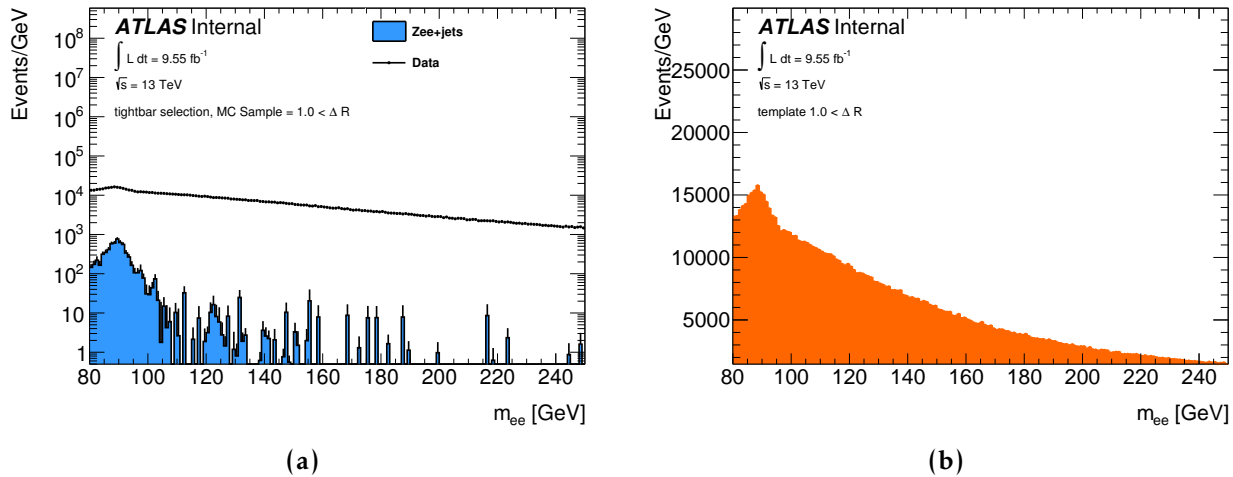


FIGURE 9.3 : (a) Données et estimation de la contamination du signal dans la région de sélection du gabarit et (b) gabarit après soustraction de la contribution du signal.

La distribution qui en résulte est montrée sur la figure 9.3b, c'est le gabarit qui sera utilisé pour évaluer la contribution du bruit de fond dans la région de mesure. Il permet de modéliser la forme du bruit de fond, mais pas sa normalisation. On remarque une bosse aux alentours de la masse du Z qui laisse penser que tout le signal n'a pas été totalement supprimé. Cela peut provenir d'une mauvaise normalisation de la contribution $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ mais cela peut aussi venir de la contribution d'un autre type de bruit de fond tel que les événements dibosons.

9.2.3.2 Mise à l'échelle du bruit de fond

Le gabarit ayant été construit dans une région disjointe de celle de la mesure, sa normalisation ne représente pas le bon nombre d'événements de bruit. Il faut donc l'ajuster

à partir d'une région différente de celle de la mesure, mais où la normalisation est la même.

La région en masse invariante comprise entre 140 et 250 GeV est donc choisie comme région de normalisation. Cette région a l'avantage d'être enrichie en bruit de fond ce qui limite la contribution du signal $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ simulé par Monte-Carlo. En effet, on veut s'affranchir le plus possible de la simulation, car on souhaite justement mesurer la différence simulation, données.

Le même gabarit est utilisé pour les deux sélections (*ID* et *container*), mais est normalisé indépendamment. Tous les événements dans la région de normalisation [140;250] sont sommés, pour obtenir N^{Signal} , N^{Data} et $N^{template}$ ce qui revient à utiliser un unique intervalle.

Les facteurs C_{ID} et $C_{container}$ sont alors déterminées à partir de l'équation 9.4.

$$N_{ID/container}^{Data} = N_{ID/container}^{Signal,MC} + C_{ID/container} \times N^{template}. \quad (9.4)$$

Les distributions en masse invariante après ajustement du gabarit sont donc montrées sur la figure 9.4a pour la sélection *ID* et sur la figure 9.4b pour la sélection *container*. On observe un relativement bon accord entre les données et la simulation au vu des simplifications adoptées pour cette analyse.

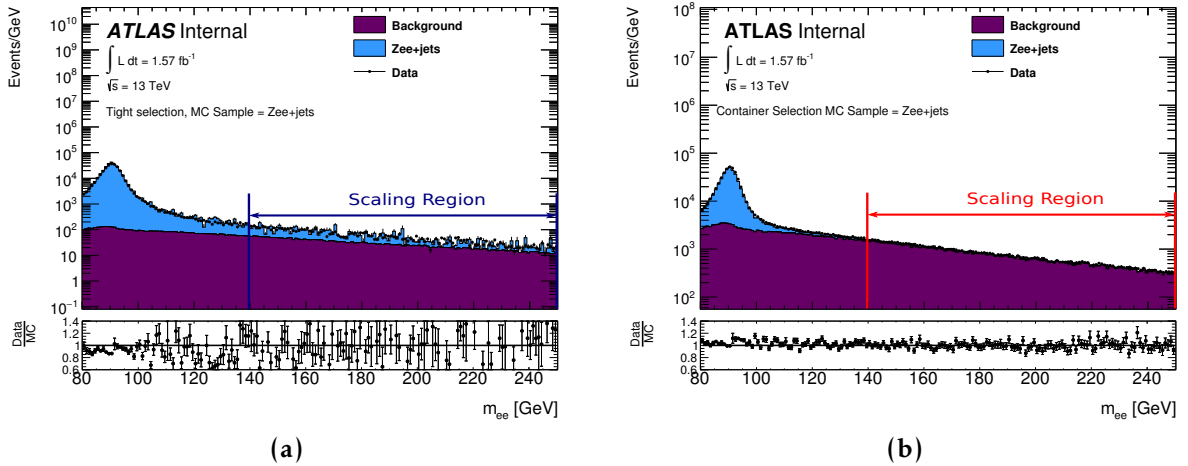


FIGURE 9.4 : Distribution en masse invariante pour les deux électrons pour les sélections (a) *ID* et (b) *container*. Les régions dans lesquelles sont ajustées les valeurs C_{ID} et $C_{container}$ sont aussi représentées.

9.2.4 Mesure des efficacités

9.2.4.1 Efficacités dans les simulations

Dans un premier temps, il a été vérifié que cette méthode reproduisait correctement les mesures officielles d'efficacités. La comparaison des efficacités mesurées dans les simula-

tions constitue un premier test simple. En effet, ces efficacités dépendent uniquement de la sélection et non pas de la procédure de soustraction du bruit de fond.

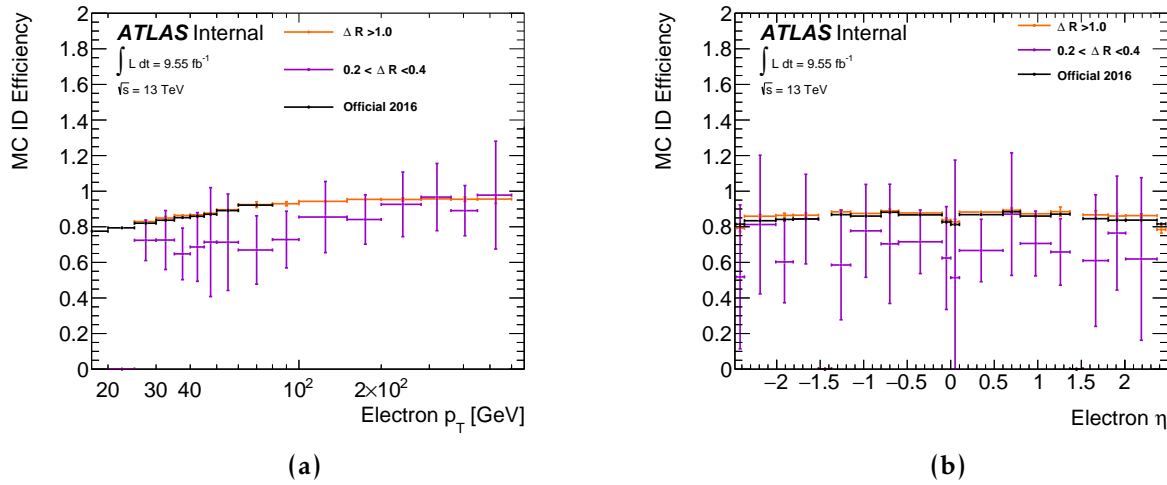


FIGURE 9.5 : Efficacité d'identification mesurée dans la simulation (a) en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et (b) en fonction de la pseudorapidité de l'électron. Les courbes noires correspondent aux valeurs officielles et les courbes oranges aux mesures de cette analyse quand la distance entre l'électron et le jet est supérieur à $\Delta R=1.0$. La courbe violette correspond aux efficacités mesurées dans le cas où l'électron se trouve dans le jet.

Sur les figures 9.5a et 9.5b on remarque que les valeurs d'efficacités mesurées pour des électrons isolés correspondent bien aux mesures officielles. Seule une légère déviation est visible à haute pseudorapidité.

La différence entre la courbe officielle et celle mesurée pour $\Delta R > 1.0$ vient du fait que les distributions dont dépendent les efficacités sont légèrement différentes.

Les courbes sur chaque figure étant inclusives selon η ou p_T respectivement, les efficacités mesurées peuvent être légèrement différentes. Par exemple, on voit clairement que la distribution officielle a des valeurs en dessous de 25 GeV ce qui n'est pas le cas pour cette analyse puisqu'une coupure cinématique exclut cette région. Ces événements peuplant vraisemblablement les régions de haute rapidité et ayant une efficacité plus basse, ils ont donc tendance à diminuer l'efficacité dans cette région. C'est effectivement ce qui est observé sur la figures 9.5b.

Pour limiter ce biais, les différences d'efficacités entre la mesure officielle et la mesure pour $\Delta R > 1.0$ ont été mesurées de manière différentielle dans le plan $E_T \times \eta$. La différence, normalisée par la somme quadratique des incertitudes, est présentée sur la figure 9.6. Cette différence n'est significative dans aucun intervalle puisqu'elle est toujours inférieur à 1.3σ ce qui valide la méthode utilisée.

Lorsque $\Delta R < 0.4$, on observe sur les figures 9.5a et 9.5b de grandes barres incertitudes qui viennent du manque d'événements simulés dans cette région. On remarque tout de

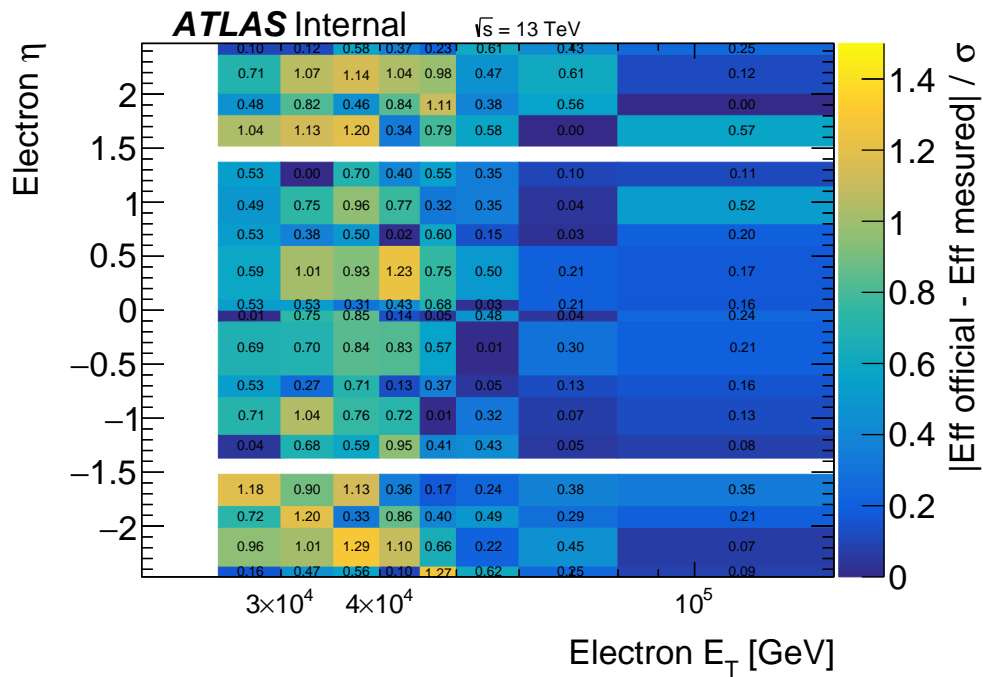


FIGURE 9.6 : Valeur absolue de la différence entre les efficacités de simulation officielle et celles mesurées dans la région où $\Delta R > 1.0$. Cette différence est normalisée par σ qui est la somme en quadrature des incertitudes statistiques de cette mesure, des incertitudes statistiques et systématiques de la mesure officielle.

même que l'efficacité mesurée a tendance à être plus basse que pour les électrons isolés, en particulier pour les électrons de bas p_T . Au-delà de 200 GeV les efficacités sont très proches ce qui s'interprète comme le fait qu'avec un électron de haut p_T , le jet sélectionné est probablement mou et affecte peu l'identification. La variable ΔR n'est donc pas vraiment suffisante pour décrire l'environnement hadronique puisqu'elle ne prend pas en compte la composante en énergie du problème. Cet aspect sera discuté plus en détail en section 9.4.

9.2.4.2 Efficacité dans les données

Il s'agit d'effectuer la même mesure que précédemment, mais pour les données.

De même que pour les efficacités simulées, on compare l'intervalle $\Delta R > 1.0$ avec les mesures officielles. Le bon accord montré sur les figures 9.7a et 9.7b permet là aussi de valider la méthode utilisée.

Lorsque $\Delta R < 0.4$, ici aussi, les efficacités sont plus faibles que dans le cas isolé. Cependant, la taille des incertitudes rend encore une fois l'interprétation difficile. Ces incertitudes viennent d'une part du manque de statistique dans les données ce qui peut être aisément réduit avec plus de luminosité analysée. Mais elles viennent d'autre part de la simulation utilisée pour estimer le signal $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ dans l'estimation du bruit de fond. Ceci ne peut être résolu qu'en augmentant significativement la quantité d'événements simulés.

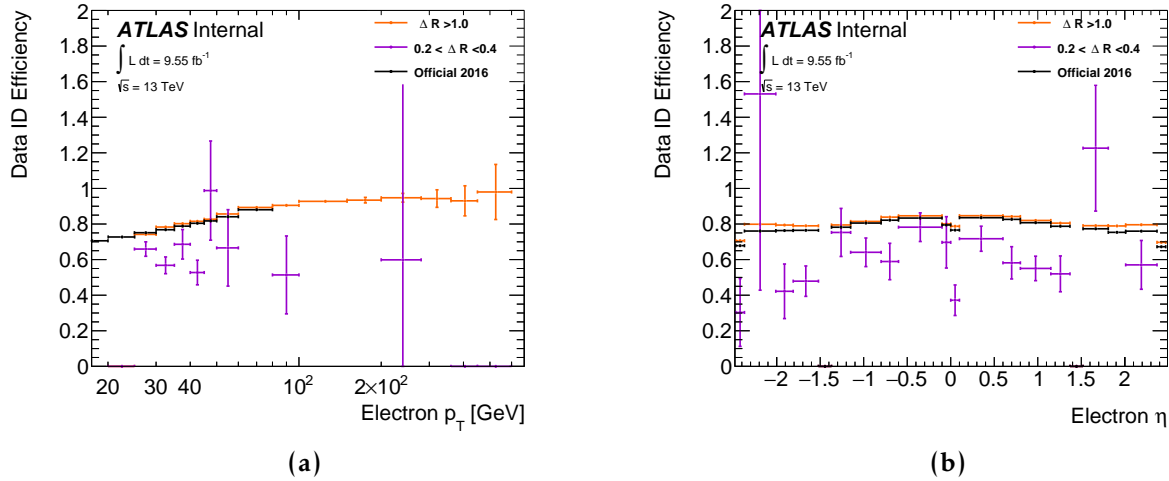


FIGURE 9.7 : Efficacité d'identification mesurée dans les données (a) en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et (b) en fonction de la pseudorapidité de l'électron. Les courbes noires correspondent aux valeurs officielles et les courbes oranges aux mesures de cette analyse quand la distance entre l'électron et le jet est supérieur à $\Delta R = 1.0$. La courbe violette correspond aux efficacités mesurées dans le cas où l'électron se trouve dans le jet ($\Delta R < 0.4$).

9.2.5 Mesures préliminaires des facteurs d'échelle d'identification

À partir des efficacités mesurées précédemment, on en déduit les facteurs d'échelle représentés sur les figures 9.8a et 9.8b.

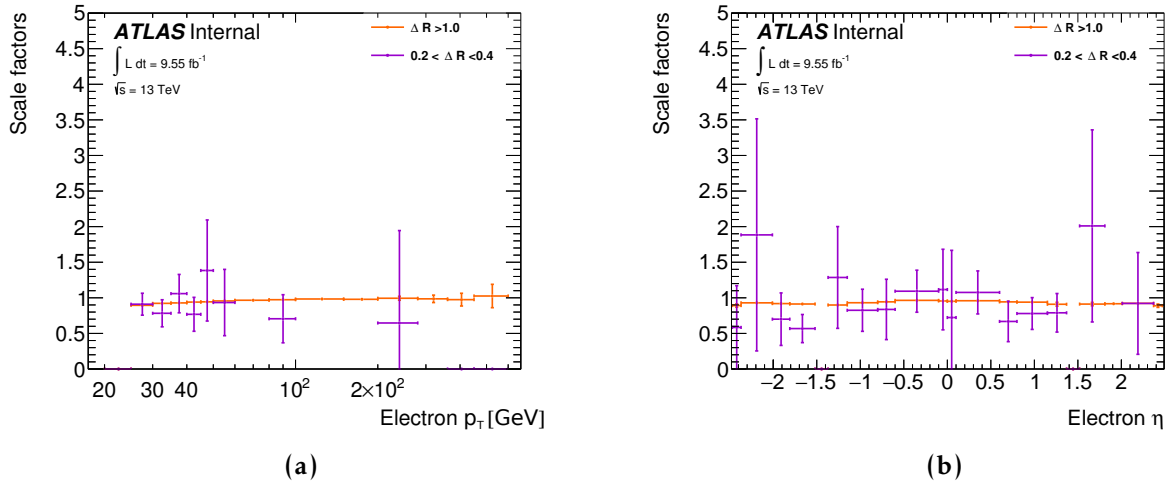


FIGURE 9.8 : Facteurs d'échelle (Scale factors) (a) en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et (b) en fonction de la pseudorapidité de l'électron. Les courbes oranges correspondent à la mesure lorsque la distance entre l'électron et le jet est supérieure à $\Delta R = 1.0$. La courbe violette correspond aux cas où l'électron se trouve dans le jet ($\Delta R < 0.4$).

On remarque que les facteurs d'échelle lorsque l'électron est dans le jet ($\Delta R < 0.4$) ont d'importantes incertitudes. Leurs valeurs sont cependant compatibles avec celles des électrons isolés. Pour certains intervalles dans le spectre en p_T , la valeur n'est pas représentée, car le calcul donne un résultat négatif non physique. Cette particularité vient de la soustraction du bruit de fond. En effet, certains événements peuvent avoir d'importants poids négatifs imposés par les générateurs Monte-Carlo, ce qui engendre ces effets non physiques lorsque la statistique est faible.

Quand la mesure des facteurs d'échelle est paramétrée en fonction de la pseudorapidité, les incertitudes varient entre 50 et 300% selon la région considérée.

Cette étude constitue donc une première mesure au Run-2 des efficacités et des facteurs d'échelle associés pour les événements où un électron se trouve dans un jet. La méthode est validée en comparant les résultats obtenus lorsque l'électron est en dehors du jet avec les mesures officielles. Elle s'avère cependant être limitée pour $\Delta R < 0.4$ à cause des incertitudes induites notamment par le manque de statistique de la simulation.

9.3 La méthode *TopTag & Probe*

La méthode $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ ne sonde pas véritablement la région d'occupation comparable à celle que l'on peut trouver dans des topologies de quark top boostés. Pour sonder la bonne région, une nouvelle méthode a été développée.

Cette étude est très préliminaire. Elle est aussi basée sur une méthode de type T&P, mais utilise des échantillons $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$.

Pour se trouver dans une configuration où le niveau de boost est comparable à ce que l'on observe dans le cas de la décroissance d'un top, il est intéressant d'utiliser directement la production dileptonique des quarks top. Les événements contenant un électron et un muon sont particulièrement intéressants, puisque le muon est reconstruit sans information calorimétrique. Le principal inconvénient de cette méthode vient du faible taux d'embranchement ($\approx 2\%$) et de la présence de deux neutrinos qui sous-contrainent le système.

Au vu de la grande quantité de quarks top produits par le LHC, de telles mesures pourraient cependant être envisageables.

9.3.1 Topologie du signal et du bruit de fond

On cherche donc des événements $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$ boostés. La topologie attendue est donc celle de la figure 9.9a, où l'électron se trouve dans le jet, où un muon est émis du côté opposé à l'électron et où l'énergie transverse manquante est en moyenne perpendiculaire à l'axe des deux leptons tout en ayant une valeur assez faible.

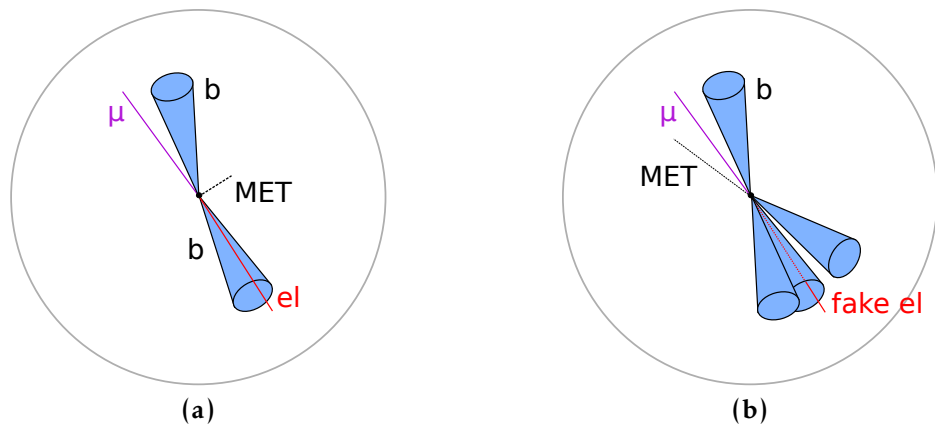


FIGURE 9.9 : Représentation dans le plan transverse (a) de la topologie attendue pour un événement $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$ et (b) pour un événement $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$ ou un électron ne venant pas du W du top est reconstruit et utilisé comme électron probe.

Dans cette étude, le muon est considéré comme la particule "tag". Pour garantir une bonne qualité de reconstruction et s'assurer qu'il vient bien du W du top (et non pas de la dé-

croissance d'un jet de b), le muon doit se trouver à une distance minimale de 0.4 d'un jet.

Dans la sélection *container*, on rappelle qu'aucun critère d'identification ne doit être appliqué sur l'électron. Ici, le système est sous contraint et il n'est pas possible de définir un critère en masse invariante pour augmenter la pureté des événements $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$.

Ainsi, un important bruit de fond semi-leptonique $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$ est présent. Dès qu'un électron est reconstruit, il pourra être utilisé comme *probe*. Une étude cherchant à utiliser au maximum la différence de topologies entre celle de la figure 9.9a et celle de la figure 9.9b a été conduite.

Les distributions sur les figures 9.10a et 9.10b montre un exemple des distributions de variables discriminantes. La première utilise le fait que pour les topologies semi-leptonique, le vecteur de E_T^{miss} doit être plus proche du muon que pour les événements $t\bar{t}$ dileptoniques. La deuxième utilise le fait que dans une topologie semi-leptoniques, la multiplicité des jets doit être plus importante.

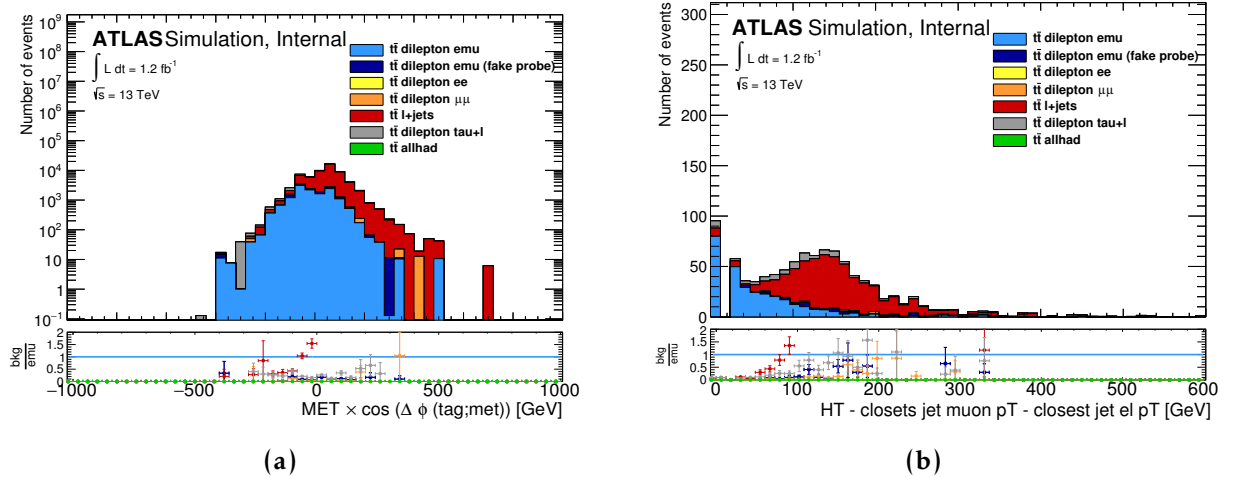


FIGURE 9.10 : Exemples de variables discriminant la topologie $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$ et la topologie $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$ (a) $E_T^{miss} \cos(\Delta\phi(\mu; E_T^{miss}))$ représente la projection de E_T^{miss} sur l'axe du muon et (b) représente la somme scalaire de l'impulsion transverse des jets en dehors du jet le plus proche de l'électron et du jet le plus proche du muon.

De plus, on remarquera que même dans un événements de signal ($t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$), il est possible que l'électron *probe* ne provienne pas de la désintégration du W du top. C'est ce type d'événement qui est appelé *fake probe*.

9.3.2 Exemple de sélection et résultats associés

Une première sélection a été testée dont les principales coupures sont regroupées dans le tableau 9.2.

TABLE 9.2 : Coupures utilisées pour l'étude TopTag & Probe.

Nombre de muons (<i>tag</i>)	exactement 1
p_T muon	> 50 GeV
Nombre d'électrons reconstruits	≥ 1
E_T^{miss}	> 50 GeV
Nombre de jets	≥ 2
$\Delta\phi(\mu; MET)$	> 1.38
Nombre de jets	≤ 4
Nombre de jets étiquetés b	≥ 1
Nombre de jets proche du μ (cjetmu)	≥ 1
Nombres de jets proches de el (cjetel)	≥ 1
p_T électron	≥ 50 GeV
η électron	en-dehors du crack et < 2.47
Charge de l'électron	opposée à celle du muon
$\Delta\phi(\mu; el)$	$> \pi/2.0$
$\Delta R(el; jet)$	> 0.05
$\Delta R(el; jet)$	< 1.5

Puisqu'il est possible d'avoir plusieurs candidats *probe* parmi les électrons reconstruits, seul l'électron avec la plus haute impulsion transverse est utilisé. Les autres sont considérés comme des électrons ne venant pas de la désintégration du quark top.

De plus, les jets utilisés sont ceux qui résultent de la méthode *electron-in-jet removal*.

Tout comme pour la mesure précédente, la méthode *TT&P* cherche à mesurer l'efficacité de sélection ce qui requiert deux régions (*ID tight* et *container*) où l'électron *probe* doit passer où non le critère d'identification. Le nombre d'événements dans chaque sélection est donné dans le tableau 9.3.

Ainsi avec la sélection *container* cette méthode est capable de sélectionner environ 200 événement $t\bar{t} \rightarrow evb + \mu\nu b$ avec une pureté (S/S+B) de 52%. Pour la sélection *ID* près de 190 événements sont gardés et la pureté vaut 86%.

TABLE 9.3 : Nombre d'événements sélectionnés par la méthode TopTag&Probe proposée et pour 1.2 fb^{-1} de données analysées.

Sélection	Container	ID
$t\bar{t} e\mu$ (signal)	201.49 ± 2.06	189.71 ± 2.0
total background	183.04 ± 1.91	30.11 ± 0.78
Total Simulation	384.53 ± 2.20	219.82 ± 2.15
Data	320.0 ± 17.89	171.0 ± 13.08

Les figures 9.11 montrent la comparaison entre les données et la simulation. Seuls les bruit de fond $t\bar{t}$ et de quarks top célibataires sont considérés. Ils sont tout les deux simulés par Monte-Carlo. Pour la distribution en ΔR on voit un accord satisfaisant entre données et simulation au vu des simplification de notre analyse. Cependant pour la sé-

lection *container*, il y a une très grande contribution du bruit de fond pour les valeurs $\Delta R < 0.2$.

On remarque d'autre part que le bruit de fond majoritaire provient des événements $t\bar{t}$ lepton+jets dans la sélection *container*, et que cette contribution est fortement réduite dans la sélection *tight*. Le rapport des deux sélections est ensuite calculé ce qui donne les distributions d'efficacité. Le rapport de ces efficacités donne ensuite le facteur d'échelle. Les distributions paramétrées en fonction de ΔR , du p_T de l'électron et de l'isolation (Topoetcone20) sont montrés sur la figure 9.12.

Tout comme pour l'analyse $Z \rightarrow e^+e^- + jets$, l'efficacité d'identification diminue dans la région où $\Delta R < 0.4$.

La courbe d'efficacité d'identification en fonction de l'isolation diminue à mesure que la valeur de *Topoetcone20* augmente. Cela traduit aussi que la présence d'un environnement hadronique fortement énergétique autour de l'électron diminue son l'efficacité d'identification.

La mesure des facteurs d'échelle est ici aussi dominée par les incertitudes. Cependant dans cet exemple la limitation vient de la quantité limitée de données utilisées. Seul 1.2 fb^{-1} sont pris en compte parmi les 36 enregistrés par ATLAS à la fin 2016. Il serait donc possible de réduire par un facteur $\sqrt{(30)}$ les incertitudes pour confirmer les tendances observées.

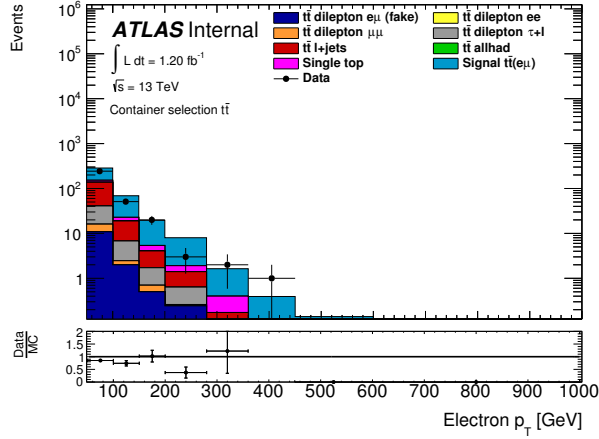
9.3.3 Limites de cette étude

La principale contrainte sur cette analyse vient de l'importante contribution des hadrons reconstruits comme des électrons et qui viennent polluer la sélection *container*.

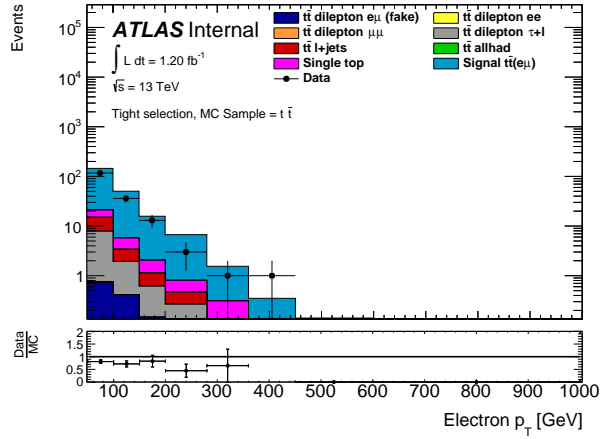
Ces hadrons viennent principalement des désintégrations semi-leptoniques de paires $t\bar{t}$ qui ont un rapport d'embranchement bien plus important que celui des désintégrations dileptoniques.

Un important travail a donc été d'analyser les coupures de présélection maximisant la pureté en événements $t\bar{t}$ dileptoniques. Dans l'exemple donné les coupures ont ainsi permis d'obtenir une pureté d'environ 50% dans la sélection *container*.

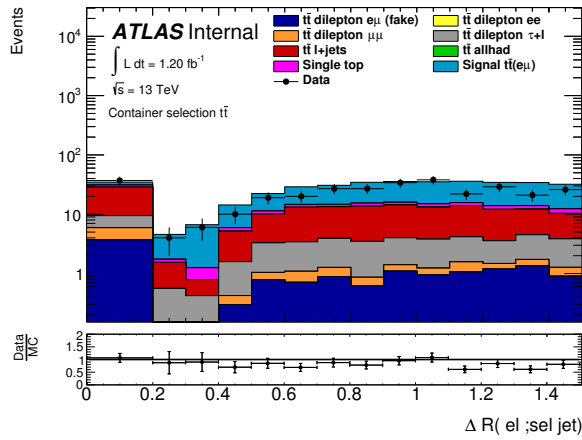
De plus, les variables d'identification qui utilisent la topologie des jets ne devraient pas être utilisées dans cette méthode pour ne pas biaiser l'échantillon. Une explication précise de cette contrainte sera donnée en section 9.4.2. Le manque de statistique a aussi été montré, mais dans ce cas la limitation vient principalement de la quantité de données. Seul 1.2 fb^{-1} sont inclus dans cette analyse parmi les 36 enregistrés par ATLAS.



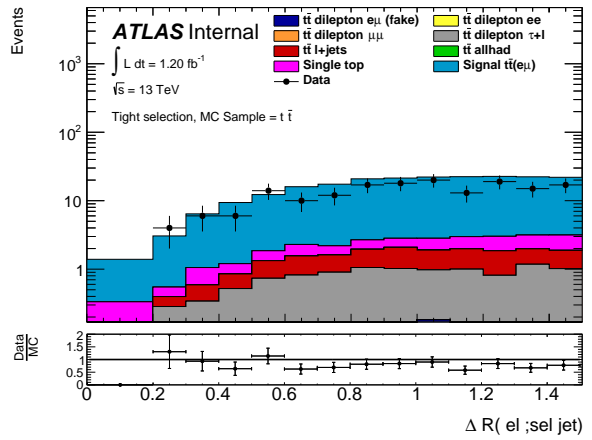
(a)



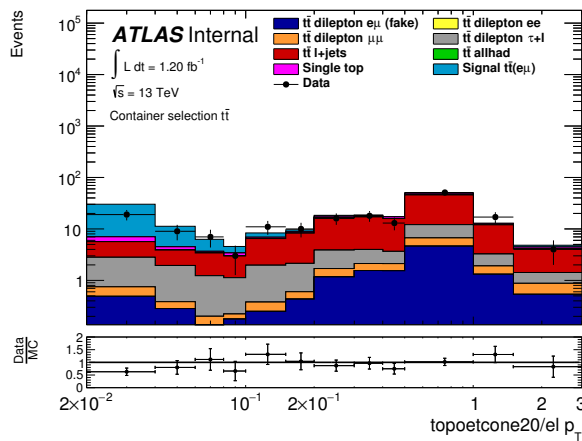
(b)



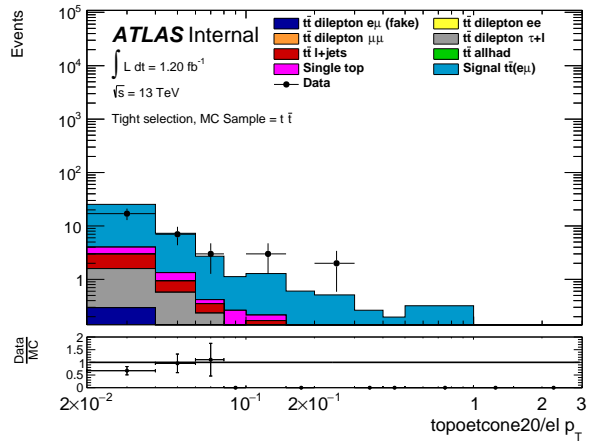
(c)



(d)

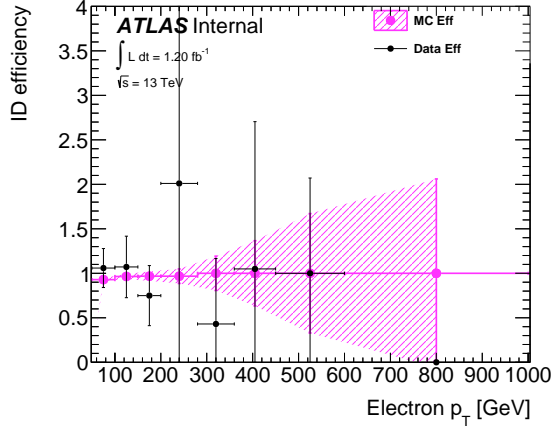


(e)

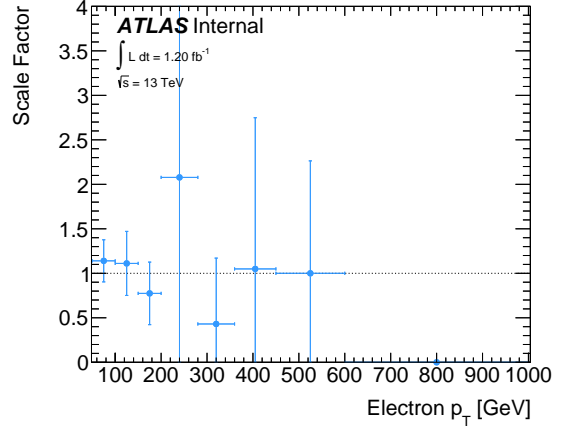


(f)

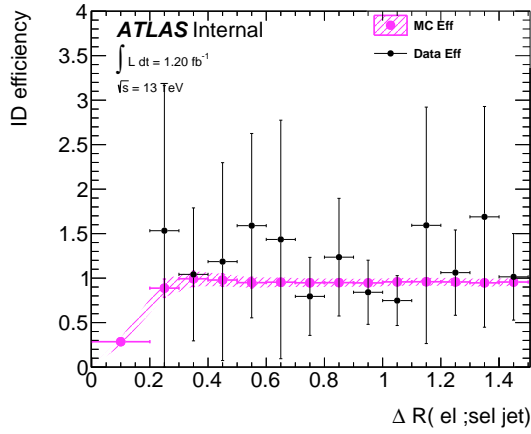
FIGURE 9.11 : Distribution de l'impulsion transverse de l'électron (en haut), de la distance ΔR entre l'électron probe et le jet le plus proche (au milieu) et de l'isolation (Topoetcone20) de l'électron (en bas). Les distributions sont calculées pour la sélection container (à gauche) et pour la sélection ID tight (à droite).



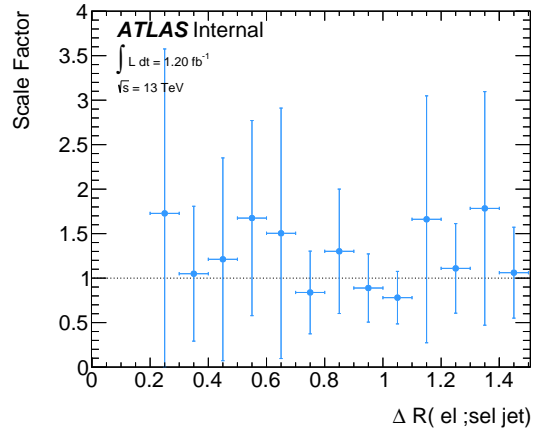
(a)



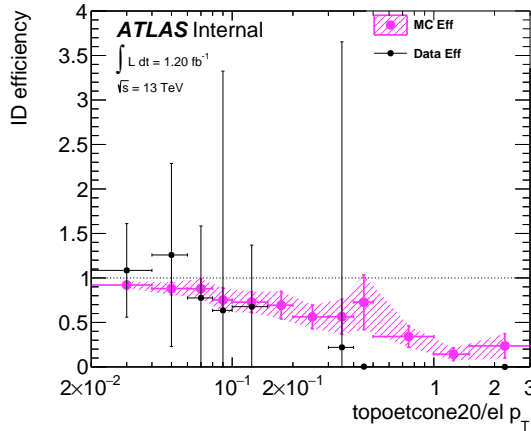
(b)



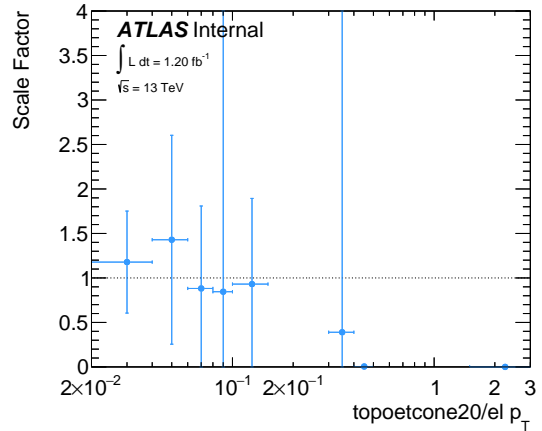
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE 9.12 : Efficacité mesurée sur la simulation et sur les données (à gauche) et facteurs d'échelle qui en découlent (à droite). La paramétrisation est (en haut) l'impulsion transverse de l'électron (au milieu) la distance ΔR entre l'électron probe et le jet le plus proche et (en bas) l'isolation (topoetcone20) de l'électron.

9.4 Les problèmes qu'il faut encore résoudre

Deux méthodes différentes et complémentaires pour mesurer les facteurs d'échelle ont donc été présentées. Chacune présente des avantages et des limitations. Dans cette section sont présentés les différents aspects identifiés qui pourraient être améliorés.

9.4.1 Le manque de statistique pour les événements de simulation

À cause de la configuration cinématique discutée en section 9.2.1, le nombre d'événements $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ où un électron de signal se trouve dans un jet est très faible. Les simulations dont nous disposons pour le moment ne permettent pas d'analyser ces régions avec suffisamment de précision.

La figure 9.13a montre effectivement que pour la sélection *container* et dans la région où $\Delta R < 0.4$, la résonance du Z est à peine visible au-dessus du bruit. De plus, les fluctuations des événements simulés sont bien plus grandes que celles visibles dans les données.

Quelques pistes pour améliorer la statistique sont données ci après :

- Il serait intéressant de créer des échantillons dédiés, où les événements ne seraient produits que dans le domaine de ΔR étudié.
- On pourrait chercher à optimiser les régions de sélection du signal à l'aide de méthodes multivariées, mais les variables utilisées devront être particulièrement bien modélisée, pour limiter au maximum les biais de sélection.

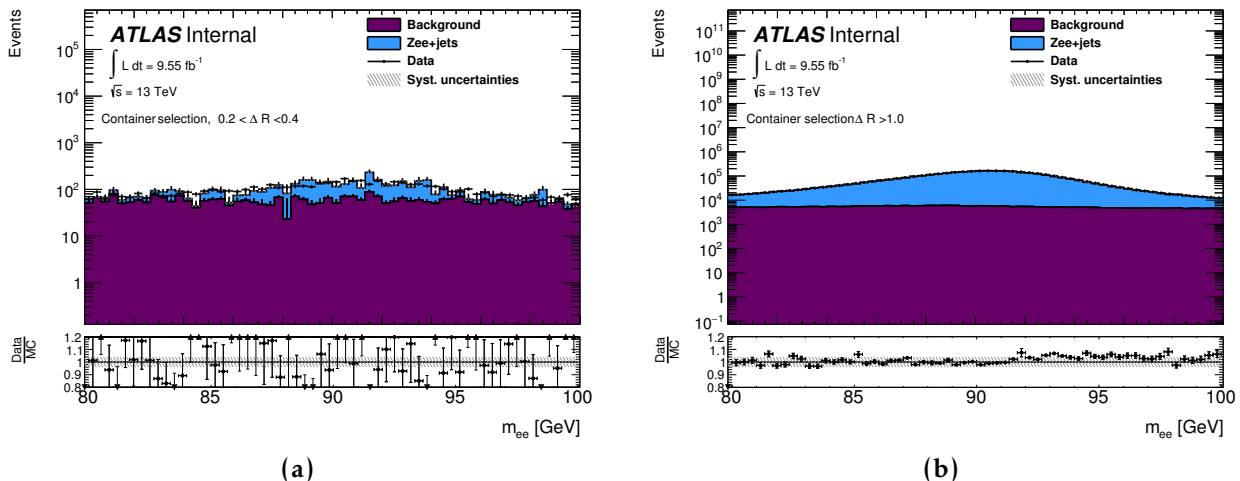


FIGURE 9.13 : Distributions en masse invariante pour la sélection loose (a) dans la région $0.2 < \Delta R < 0.4$ et (b) dans la région $\Delta R > 1.0$. Les incertitudes systématiques représentées sont constantes et valent 4% ce qui correspond à peu près aux incertitudes sur la luminosité.

9.4.2 De la non-utilisation de jets

L'originalité des mesures présentées est que l'électron doit se trouver dans un jet. Or il est fondamental de se rappeler qu'un électron induit toujours la reconstruction d'un jet. En présence d'un véritable jet de quark proche, l'électron biaise toujours sa reconstruction si leur distance est inférieure à la taille du jet. Pour éviter cela, la solution consiste à utiliser la méthode *electron-in-jet removal* décrite au chapitre 8. Il semblerait donc intéressant de l'appliquer à la mesure des facteurs d'échelle.

Cependant, il ne faut pas oublier, que la première étape de la méthode *electron-in-jet removal* consiste à sélectionner les électrons dans un événement. Une condition d'identification est appliquée afin de réduire au maximum la contribution des électrons ne venant pas de la désintégration d'un quark top. Ce critère ne peut donc pas être relâché. On a alors des jets dont la reconstruction dépend de l'identification des électrons.

Or dans les coupures de présélection, on ne souhaite pas faire intervenir les coupures d'identification. Appliquer une coupure sur une variable dépendante du jet, $\Delta R(\text{el}; \text{jet})$ par exemple, viendrait à biaiser l'échantillon de travail. C'est pour cette raison que la méthode *electron-in-jet removal* n'a pas été appliquée sur les jets dans la mesure sur la topologie $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$.

Mais dans ce cas, on se retrouve avec une contribution non négligeable de l'électron dans le jet.

Plus précisément, dès lors que l'électron se trouve dans le jet, il n'est plus vraiment pertinent de parler de distance ΔR entre l'électron et le jet. Sans une analyse plus précise de la disposition des *clusters*, il n'est pas possible de différencier par exemple la configuration de la figure 9.14a avec celles de la figure 9.14b.

Dans le premier cas, l'électron est en réalité isolé des *clusters* hadroniques et le jet est défini entre ces deux dépôts d'énergie. Dans le cas de la figure 9.14b l'électron est véritablement entouré de dépôts hadroniques. Dans ce cas, son identification sera certainement impactée puisque les dépôts peuvent venir déformer sa gerbe électromagnétique.

9.4.3 Changement de variables, changement de paradigme

Même sans utiliser les jets pour paramétrer la mesure des facteurs d'échelle, il est important de quantifier l'occupation hadronique du milieu dans lequel sont mesurés les électrons. Au lieu d'utiliser la distance ΔR , il serait pertinent d'utiliser les variables d'isolation. Une optimisation sur la taille du cône serait alors nécessaire.

Quand la variable d'isolation présente de grandes valeurs (l'électron n'est pas isolé), les événements sont largement dominés par les électrons NS. Dans cette région, l'estimation du bruit par la méthode du gabarit doit donc être revue, car la normalisation n'est plus bonne. Cela se traduit par un grand désaccord entre les données et les simulations dans la région *tight* comme montré sur les figures 9.15a et 9.15b. Pour la méthode *TopTag&Probe*, le bruit de fond est correctement modélisé par la simulation dans cette région. Il existe ce-

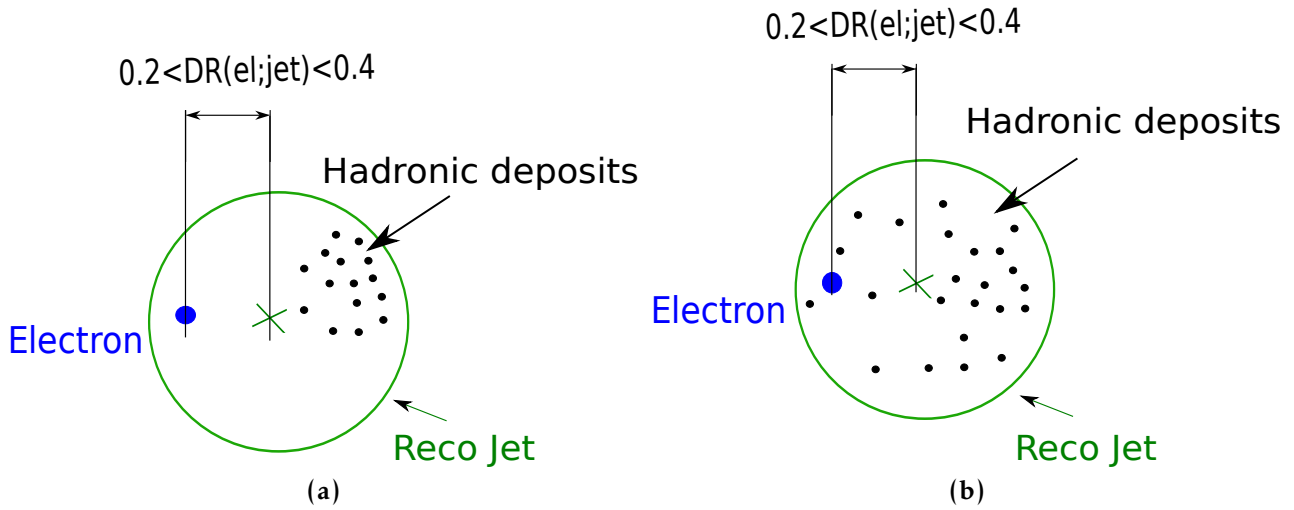


FIGURE 9.14 : Illustration de deux configurations où un électron se trouve dans un jet, mais où les dépôts hadroniques sont répartis de manière différente. Dans (a) les dépôts sont regroupés alors que dans (b) ils sont repartis dans tout le jet.

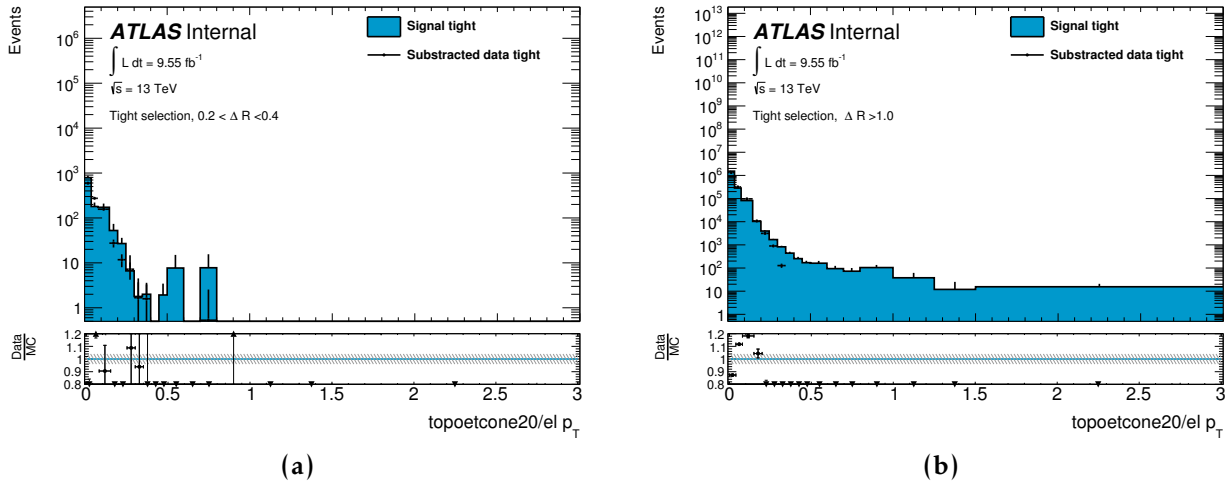


FIGURE 9.15 : Distribution de la variable d'isolation $topoetcone20/p_T$ après la sélection ID (tight) (a) dans la région $0.2 < \Delta R < 0.4$ et (b) dans la région $\Delta R > 1.0$. Les distributions de signal $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ sont en bleu et celles pour les données avec le bruit de fond soustrait sont représentées par les points noirs.

pendant une variable encore plus intéressante que l'isolation puisqu'elle prend en compte à la fois l'énergie des *topoclusters* et leurs distances à l'électron. Elle est appelée $f_{closeby}$ et est définie de la manière suivante :

$$f_{closeby} = \sum_{cl \in R} \frac{\vec{p}_T^{cl,i} \cdot \vec{p}_T^{el}}{\|\vec{p}_T^{el}\|^2}, \quad (9.5)$$

où la somme court sur tous les *topoclusters* dans un cône de rayon R autour de l'électron. Cette variable a l'avantage de comparer des objets ayant la même taille, de l'ordre du *cluster*. De plus, elle permet de combiner à la fois, l'impulsion transverse et la distance relative entre les *clusters* et l'électron.

9.4.4 Combinaison des différentes approches

Les deux topologies étudiées permettent de couvrir différents régimes d'occupation hadronique. Pour tester leur cohérence il serait intéressant de combiner la mesure des méthodes $Z \rightarrow e^+e^- + jets$ et *TopTag&Probe*. Une figure de mérite pourrait être de mesurer les efficacités et facteurs d'échelle en fonction de variables communes qui pourrait quantifier l'occupation dans lequel l'électron se trouve.

Ainsi une identification des électrons qui serait paramétrée par p_T , η et $f_{close-by}$ permettrait certainement de mieux prendre en compte l'ensemble des phénomènes impactant l'identification des électrons.

9.4.5 Redéfinition des points de fonctionnement d'identification

Comme cela a déjà été mentionné, les points de fonctionnement *Tight*, *Medium* et *Loose* ont été définis pour des électrons à une distance d'un jet $\Delta R > 0.4$. On peut se demander si ces points sont toujours pertinents lorsque les électrons sont dans un jet.

Pour répondre à cela il faudrait étudier les variables de formes de gerbe. Par exemple, la variable R_{had} est le rapport entre la quantité d'énergie dans le calorimètre hadronique et l'énergie du *EMCluster*. On voit que la distribution de R_{had} est décalé vers de valeurs plus grandes dès que $\Delta R < 0.4$. L'utilisation de cette variable réduit fortement l'efficacité d'identification dès que l'électron se trouve dans le jet.

Un nouveau point d'identification pourrait donc être déterminé ou les variables particulièrement sensibles à la superposition d'un jet ne seraient pas prises en compte.

9.4.6 Et pour aller encore plus loin

D'autres aspects n'ont pas encore été étudiés, mais pourront devenir critiques à mesure de l'implémentation de cette mesure dans les analyses. En voici une liste non exhaustive :

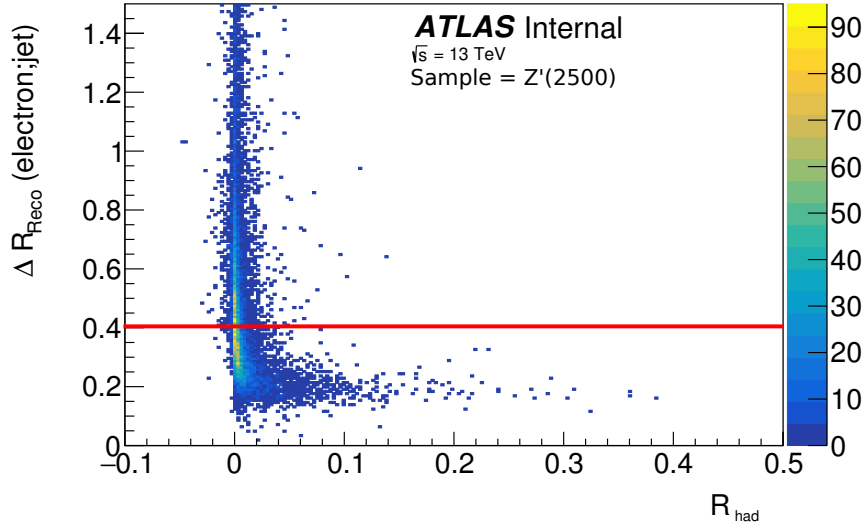


FIGURE 9.16 : Corrélation entre la distance électron jet et la variable R_{had} qui représente la fraction d'énergie dans le calorimètre hadronique sur l'énergie du cluster électromagnétique.

- Seule l'efficacité d'identification a été étudiée, il est aussi important d'estimer l'impact de l'efficacité de la reconstruction des *clusters*.
- Il faut comprendre plus en détail les impacts systématiques associés aux méthodes de mesure présentées afin de les limiter et de dériver les incertitudes associées.
- Lorsque des leptons *Loose* sont utilisés pour l'estimation du bruit QCD (méthode de la matrice), comment la méthode *electron-in-jet removal* doit-elle être propagée à la région *Loose*. Puisque les jets dépendent de l'identification des électrons, ils devraient aussi changer.

Ces quelques aspects encore non étudiés montrent qu'il reste encore un important travail à accomplir pour comprendre véritablement le comportement du détecteur et de la reconstruction des leptons en milieu fortement hadroniques.

Cette analyse préliminaire a donc permis de mesurer les efficacités d'identification des électrons dans un environnement fortement hadronique. Une baisse d'efficacité a été observée dans de telles topologies, mais les analyses ne sont pas encore assez robustes pour fournir de véritables mesures des facteurs d'échelle. Des limitations notamment statistiques induisent de grandes incertitudes qui empêchent d'avoir une vision précise de la différence d'efficacité entre les données et la simulation. Néanmoins, on peut dire que l'efficacité d'identification dépend de l'occupation du milieu et cette occupation doit être mieux quantifiée. Jusqu'à présent la distance ΔR joue ce rôle, mais elle n'est plus pertinente dès que l'électron est dans le jet. Une autre variable est donc nécessaire qui ne dépend que de l'électron telle que $f_{closeby}$. Ainsi une triple paramétrisation ($p_T, \eta, f_{closeby}$) permettrait véritablement de prendre en compte tous les effets qui peuvent affecter l'identification des électrons.

Si cela aboutissait, de nombreuses analyses pourraient bénéficier de cette mesure puis-

qu'avec l'augmentation de luminosité instantanée l'occupation hadronique deviendra de plus en plus importante et tous les processus seront concernés. De plus avec la grande quantité de données fournies par le LHC et l'exploration de régions de l'espace des paramètres toujours plus énergétiques, les topologies boostées, et plus particulièrement celles impliquant des quarks top, seront de plus en plus présentes.



A la fin de l'écriture de cette thèse aucun signe clair de nouvelle physique n'a été jusqu'à présent mis en évidence. Mais comme j'ai essayé de le montrer, il existe encore des possibilités pour progresser.

Tout d'abord, il est indispensable de continuer à améliorer nos connaissances sur le détecteur. "Nous avons, un détecteur qui nous permet de faire beaucoup de choses, il faut continuer à le comprendre de mieux en mieux" m'a dit un jour M. Andreas Hoecker (ancien *physics coordinator* d'ATLAS)¹. Les bouffées de bruit cohérent dans les calorimètres à argon liquide en sont un exemple flagrant. En essayant de les caractériser aux mieux et en optimisant la méthode de traitement nous avons limité au maximum les pertes de luminosité induites, ce qui se traduit au final par plus de données pour les analyses de recherche de nouvelle physique. Cette amélioration de la compréhension du fonctionnement du détecteur permet aussi d'être plus réactif sur la mise en place de solutions lorsque de nouveaux phénomènes tels que les mini-bouffées de bruit, apparaissent dans les événements enregistrés.

Avec l'augmentation de la luminosité instantanée du LHC, les conditions de prises de données vont devenir de plus en plus difficiles. L'empilement et donc la quantité de bruit vont croître, ce qui va contraindre de plus en plus le système de déclenchement. Ces nouveaux défis ont déjà des solutions à travers les *upgrades* prévues de différents sous-systèmes d'ATLAS. Il faut néanmoins encore les mettre en place et les faire fonctionner de manière efficace. Il reste ainsi encore de nombreux challenges auxquels il faudra faire face avant que le LHC ait fourni son plein potentiel.

Il en va de même pour les recherches de nouvelle physique en tant que telles. Avec les années qui viennent, il va devenir indispensable d'étendre notre domaine de recherche afin d'exploiter au maximum l'ensemble des données recueillies.

La topologie des électrons dans les jets est une bonne illustration d'une région de l'espace des paramètres habituellement supprimée par les analyses mais où du signal pourrait apparaître. "La définition de nouveaux objets doit être la priorité" (Loïc Valéry, HQT convenor)². C'est effectivement ce qui est proposé avec la méthode *electron-in-jet removal*. Ces objets et en particulier les jets redéfinis par cette méthode, bien que reconstruits dans une topologie compliquée ont même une qualité comparable à ceux déjà définis de manière standard.

La compréhension de cette topologie complexe, permettra d'améliorer la sensibilité de l'analyse de recherche de résonance $t\bar{t}$, mais le gain de qualité sur la reconstruction des quarks top servira certainement bien au delà. En effet, de nombreuses autres analyses ont montré leur intérêt pour cette méthode que ce soit pour les recherches de nouvelle physique ou pour les mesures du Modèle Standard.

Les nouvelles méthodes engendrant de nouvelles questions, les performances de ces électrons dans les jets doivent aussi être mesurées. Des propositions et deux mesures préli-

minaires sur les facteur de correction d'efficacité d'identification ont été présentées. Ce domaine étant aussi nouveau, un important travail de réflexion et de compréhension doit encore être mené pour à l'avenir, mesurer correctement ces topologies.

Nous entrons donc maintenant dans un temps où "il faut se poser et réfléchir" (Tancredi Carli, ATLAS *physics coordinator*)². La quantité de données enregistrées par les expériences du LHC ne va maintenant doubler que sur des périodes de l'ordre de l'année. Le temps dégagé sera donc d'autant mieux utilisé qu'il permettra d'améliorer les techniques d'analyse. C'est véritablement dans cette état d'esprit que cette thèse s'inscrit en proposant une nouvelle méthode et des études de performance tournées vers l'avenir.

Ce qui importe, ce n'est pas d'arriver, mais d'aller vers.

Antoine de Saint-Exupéry

1. Durant une discussion privée pendant l'école du CERN à Skeikampen en Norvège (juin 2016).
2. Durant une présentation au Exotic/SUSY Workshop à Bucarest (avril 2017).



-
- [1] A.-L. Pequegnot, *Search for new spin 0 particles decaying into top-antitop quarks pairs and jet energy calibration beyond the TeV-scale with the CMS experiment at the LHC*. Theses, Université de Lyon, Sept., 2016. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01413377>. Cité page 5.
- [2] G. L. Kane, *Modern elementary particle physics : the fundamental particles and forces ; Updated ed.* Addison-Wesley, Reading, MA, 1993. <http://cds.cern.ch/record/364760>. Cité pages 7, 8.
- [3] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588. Cité page 7.
- [4] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Conf. Proc. **C680519** (1968) 367–377. Cité page 7.
- [5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266. Cité page 7.
- [6] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–323, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>. Cité page 7.
- [7] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509. Cité page 7.
- [8] D. J. Griffiths, *Introduction to elementary particles ; 2nd rev. version*. Physics textbook. Wiley, New York, NY, 2008. <https://cds.cern.ch/record/111880>. Cité pages 8, 11.
- [9] B. Clément, *Physique des particules cours et exercices corrigés*. 2013. Cité page 8, 8.
- [10] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex]. Cité page 10, 10.
- [11] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex]. Cité page 10, 10.
- [12] ATLAS, CMS Collaboration, G. Aad et al., *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, *JHEP* **08** (2016) 045, [arXiv:1606.02266](https://arxiv.org/abs/1606.02266) [hep-ex]. Cité page 11, 11.
- [13] M. Baak, J. Cúth, J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Mönig, M. Schott, and J. Stelzer, *The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC*, *The European Physical Journal C* **74** (2014) 3046, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3046-5>. Cité page 11.

- [14] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., *Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, [arXiv:1701.07240 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1701.07240). **Cité page 11.**
- [15] A. Duperrin, *Mesure de la masse du boson W dans la désintégration à quatre quarks dans l'expérience DELPHI au LEP*. Theses, Apr., 1999. <https://tel.archives-ouvertes.fr/in2p3-00003714>. **Cité page 11.**
- [16] ATLAS Collaboration, *Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group*, tech. rep. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/>. **Cité page 12.**
- [17] Y. Nagashima, *Beyond the Standard Model of Elementary Particle Physics*. 2014. **Cité pages 13, 13, 14.**
- [18] E. Corbelli and P. Salucci, *The extended rotation curve and the dark matter halo of M33*, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x) **311** (2000) 441, [+http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x). **Cité page 13.**
- [19] Particle Data Group Collaboration, C. Patrignani et al., *Review of Particle Physics*, [Chin. Phys.](https://doi.org/10.1088/1674-7580/40/1/010) **C40** (2016) 100001. **Cité pages 13, 14, 90, 90, 117, 117, 137.**
- [20] Planck Collaboration, P. A. R. Ade et al., *Planck 2015 results - XIII. Cosmological parameters*, [A&A](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830) **594** (2016) A13, <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830>. **Cité page 13.**
- [21] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Ashie et al., *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*, [Phys. Rev. D](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.112005) **71** (2005) 112005, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.71.112005>. **Cité page 14.**
- [22] SNO Collaboration, Q. R. Ahmad et al., *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, [Phys. Rev. Lett.](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.071301) **87** (2001) 071301, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.071301>. **Cité page 14.**
- [23] O. Dragoun, *Review of direct neutrino mass experiments*, [AIP Conference Proceedings](https://doi.org/10.1063/1.4934897) **1686** (2015) 020008, <http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4934897>, <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4934897>. **Cité page 14.**
- [24] Muon g-2 Collaboration, G. W. Bennett et al., *Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*, [Phys. Rev. D](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.072003) **73** (2006) 072003, [arXiv:hep-ex/0602035 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602035). **Cité page 16.**
- [25] M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu, and Z. Zhang, *Reevaluation of the Hadronic Contributions to the Muon g-2 and to $\alpha(MZ)$* , [Eur. Phys. J.](https://doi.org/10.1142/S0168980011001515) **C71** (2011) 1515, [arXiv:1010.4180 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1010.4180), [Erratum : [Eur. Phys. J.](https://doi.org/10.1142/S016898001201874) **C72**,1874(2012)]. **Cité page 16.**
- [26] J. L. Holzbauer, *The Muon g-2 Experiment Overview and Status as of June 2016*, [J. Phys. Conf. Ser.](https://doi.org/10.1051/epjconf/201677012038) **770** (2016) 012038, [arXiv:1610.10069 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1610.10069). **Cité page 17.**

- [27] V. Helaine, *Neutron Electric Dipole Moment measurement : simultaneous spin analysis and preliminary data analysis*. Theses, Université de Caen, Sept., 2014.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01063399>. Cité page 17.
- [28] C. A. Baker et al., *An Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron*, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 131801, [arXiv:hep-ex/0602020](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602020) [hep-ex]. Cité page 17.
- [29] *LEP design report*. CERN, Geneva, 1984. <https://cds.cern.ch/record/102083>. Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries. Cité page 17.
- [30] *Grand collisionneur électron-positon (LEP)*, <https://home.cern/fr/about/accelerators/large-electron-positron-collider>. Cité pages 17, 24.
- [31] DELPHI, OPAL, LEP Electroweak, ALEPH, L3 Collaboration, S. Schael et al., *Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP*, *Phys. Rept.* **532** (2013) 119–244, [arXiv:1302.3415](https://arxiv.org/abs/1302.3415) [hep-ex]. Cité pages 17, 18.
- [32] BaBar Collaboration, J. P. Lees et al., *Measurement of an Excess of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ Decays and Implications for Charged Higgs Bosons*, *Phys. Rev.* **D88** (2013) 072012, [arXiv:1303.0571](https://arxiv.org/abs/1303.0571) [hep-ex]. Cité page 19.
- [33] Y. Amhis et al., *Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of summer 2016*, [arXiv:1612.07233](https://arxiv.org/abs/1612.07233) [hep-ex]. Cité page 19, 19.
- [34] ATLAS Collaboration Collaboration, *Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using 36.1 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2017-027, CERN, Geneva, Apr, 2017. <http://cds.cern.ch/record/2259039>. Cité page 20.
- [35] L. Baudis, *WIMP Dark Matter Direct-Detection Searches in Noble Gases*, *Phys. Dark Univ.* **4** (2014) 50–59, [arXiv:1408.4371](https://arxiv.org/abs/1408.4371) [astro-ph.IM]. Cité page 22.
- [36] *The history of CERN*, <http://timeline.web.cern.ch/timelines/The-history-of-CERN>. Cité page 24.
- [37] I. Bird, *WLCG Status Report*, tech. rep. <https://indico.cern.ch/event/617821/contributions/2493338/attachments/1445655/2232949/RRB-Status-250417.pdf>. Cité page 24.
- [38] *Centre de Calcul*, <http://information-technology.web.cern.ch/fr/opendays2013/centre-de-calcul>. Cité page 24.
- [39] ATLAS Collaboration, *Data Centre*, tech. rep. <http://information-technology.web.cern.ch/about/computer-centre>. Cité page 24.
- [40] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08001, <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>. Cité pages 25, 26.
- [41] *Pourquoi 13 TeV?*, <https://home.cern/fr/about/engineering/restarting-lhc-why-13-tev>. Cité page 26.

- [42] *Accélérateur linéaire 4*,
<https://home.cern/fr/about/accelerators/linear-accelerator-4>. Cité
page 26.
- [43] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock,
LHC Design Report. CERN, Geneva, 2004. <https://cds.cern.ch/record/782076>.
Cité page 27.
- [44] ATLAS Collaboration, *ATLAS Data Summary (Internal)*, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/DataSummary/2016/runsum.py>.
Cité page 28.
- [45] ATLAS Collaboration, *LuminosityPublicResultsRun2*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>. Cité page
29.
- [46] A. Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003,
<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>. Cité pages 29, 36,
37, 39, 47, 50, 52, 52, 53, 59, 59.
- [47] J. Pequenaó, *Computer generated image of the whole ATLAS detector*, Mar, 2008.
Cité page 30.
- [48] J. Pequenaó and P. Schaffner, *A computer generated image representing how ATLAS
detects particles*, Jan, 2013. Cité page 31.
- [49] http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.pdf.
Cité page 31.
- [50] M. Capeans, G. Darbo, K. Einsweiler, M. Elsing, T. Flick, M. Garcia-Sciveres,
C. Gemme, H. Pernegger, O. Rohne, and R. Vuillermet, *ATLAS Insertable B-Layer
Technical Design Report*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, Sep,
2010. <https://cds.cern.ch/record/1291633>. Cité page 33.
- [51] *Early Inner Detector Tracking Performance in the 2015 data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech.
Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-051, CERN, Geneva, Dec, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/2110140>. Cité page 33.
- [52] ATLAS Collaboration, *Impact Parameter Resolution*, tech. rep.
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/IDTR-2015-007/>.
Cité page 33.
- [53] A. Vogel, *ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) : Straw Tube Gaseous Detectors
at High Rates*, Tech. Rep. ATL-INDET-PROC-2013-005, CERN, Geneva, Apr, 2013.
<https://cds.cern.ch/record/1537991>. Cité page 34.
- [54] *Alignment of the ATLAS Inner Detector and its Performance in 2012*, Tech. Rep.
ATLAS-CONF-2014-047, CERN, Geneva, Jul, 2014.
<http://cds.cern.ch/record/1741021>. Cité pages 34, 35.
- [55] ATLAS Collaboration, *ATLAS Computing : technical design report*, tech. rep.,
Geneva, 2005. <https://cds.cern.ch/record/837738>. Cité pages 39, 41.
- [56] ATLAS Collaboration, *ATLAS, Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*,
arXiv:1611.09661 [hep-ex]. Cité pages 39, 39, 134.

- [57] O. Penc and A. Collaboration, *The design and performance of the ATLAS Inner Detector trigger for Run 2*, <https://cds.cern.ch/record/2125785>. **Cité page 40.**
- [58] ATLAS Collaboration, *Trigger Menu in 2016*, Tech. Rep. ATL-DAQ-PUB-2017-001, CERN, Geneva, Jan, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2242069>. **Cité pages 40, 134.**
- [59] CERN. <https://home.cern/about/computing/grid-system-tiers>. **Cité page 41.**
- [60] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX*, *JHEP* **06** (2010) 043, [arXiv:1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph]. **Cité pages 42, 138.**
- [61] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter, *Event generation with SHERPA 1.1*, *JHEP* **02** (2009) 007, [arXiv:0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [hep-ph]. **Cité page 42.**
- [62] Torbjorn, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph]. **Cité pages 42, 42, 138.**
- [63] M. Bahr et al., *Herwig++ Physics and Manual*, *Eur. Phys. J.* **C58** (2008) 639–707, [arXiv:0803.0883](https://arxiv.org/abs/0803.0883) [hep-ph]. **Cité page 42.**
- [64] A. A. et al., *GEANT4 : A simulation toolkit*, *Nucl. Instrument. Meth A* **506** (2003) 250–303. **Cité page 42.**
- [65] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Simulation Infrastructure*, *Eur. Phys. J.* **C70** (2010) 823–874, [arXiv:1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det]. **Cité page 42.**
- [66] J. Adelman, M. Baak, N. Boelaert, M. D’Onofrio, J. A. Frost, C. Guyot, M. Hauschild, A. Hoecker, K. J. C. Leney, E. Lytken, M. Martinez-Perez, J. Masik, A. M. Nairz, P. U. E. Onyisi, S. Roe, S. Schaezel, and M. G. Wilson, *ATLAS offline data quality monitoring*, *Journal of Physics : Conference Series* **219** (2010) 042018, <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=4/a=042018>. **Cité page 42.**
- [67] ATLAS Collaboration, *Data Quality Information for Data*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010>. **Cité page 45.**
- [68] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, *JINST* **9** (2014) P07024, [arXiv:1405.3768](https://arxiv.org/abs/1405.3768) [hep-ex]. **Cité pages 48, 67.**
- [69] T. C. Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08004, <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>. **Cité page 48.**
- [70] ATLAS Collaboration, H. Abreu et al., *Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters*, *Journal of Instrumentation* **5** (2010) P09003, <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=09/a=P09003>. **Cité pages 52, 58, 60.**

- [71] M. Aurousseau, A. Bazan, R. Lafaye, and S. Laplace, *Validation of the LAr Calorimeter DSP Physics code (Internal)*, Tech. Rep. ATL-COM-LARG-2009-045, CERN, Geneva, Oct, 2009. <https://cds.cern.ch/record/1211835>. Cité page 54.
- [72] W. Cleland and S. E.G., *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nuclear Inst. Meth. (1994). Cité page 54.
- [73] M. Aleksa, M. Delmastro, M. Fanti, R. Lafaye, W. Lampl, S. Laplace, D. Prieur, F. Tarrade, and I. Wingerter-Seez, *ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter (Internal)*, Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2006-003. ATL-COM-LARG-2006-003, CERN, Geneva, Apr, 2006. <https://cds.cern.ch/record/942528>. Cité page 56.
- [74] ATLAS Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus>. Cité page 57.
- [75] N. B. et al., *Design and implementation of the front-end board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeter*, JINST 3 (2008). Cité page 58.
- [76] for the ATLAS Collaboration Collaboration, M. Stockton, *The ATLAS Level-1 Central Trigger*, Tech. Rep. ATL-DAQ-PROC-2010-036, CERN, Geneva, Oct, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1300249>. Cité page 59.
- [77] ATLAS Collaboration, *LArCaloPublicResults2015*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResults2015>. Cité pages 61, 62.
- [78] E. Laisne, *Performances du calorimètre électromagnétique et recherche de nouveaux bosons de jauge dans le canal di-électron auprès du détecteur ATLAS*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012. Cité page 82.
- [79] CDF Collaboration, F. Abe et al., *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2626–2631, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>. Cité page 89.
- [80] D0 Collaboration, S. o. Abachi, *Search for High Mass Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2422–2426, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2422>. Cité page 89.
- [81] ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaboration, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, [arXiv:1403.4427 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1403.4427). Cité pages 89, 93.
- [82] L. WG, *LHCTopWG Summary Plots*, tech. rep., ATLAS and CMS, 2016. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSummaryPlots>. Cité page 90, 90.
- [83] A. Heinson, *Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds*, 2011. https://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html. Cité pages 90, 91, 92.

- [84] ATLAS Collaboration, *Summary plots from the ATLAS Top physics group*, tech. rep. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/TOP/>.
Cité page 92.
- [85] A. H. Hoang, *The Top Mass : Interpretation and Theoretical Uncertainties*, in *Proceedings, 7th International Workshop on Top Quark Physics (TOP2014) : Cannes, France, September 28 October 3, 2014*. 2014. [arXiv:1412.3649 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1412.3649).
<https://inspirehep.net/record/1333866/files/arXiv:1412.3649.pdf>.
Cité page 93.
- [86] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section using $e\mu$ events with b -tagged jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3109, [arXiv:1406.5375 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1406.5375), [Addendum : *Eur. Phys. J.* C76,no.11,642(2016)].
Cité page 93.
- [87] C. T. Hill, *Topcolor assisted technicolor*, *Phys. Lett. B* **345** (1995) 483–489, [arXiv:hep-ph/9411426 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9411426).
Cité page 94.
- [88] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 476, [arXiv:1506.05669 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1506.05669), [Erratum : *Eur. Phys. J.* C76,no.3,152(2016)].
Cité page 94.
- [89] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., *Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV*, *Phys. Rev. D* **92** (2015) 012004, [arXiv:1411.3441 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1411.3441).
Cité page 94.
- [90] ATLAS Collaboration, A. Collaboration, *A search for $t\bar{t}$ resonances using lepton-plus-jets events in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *J. High Energy Phys.* **08** (2015) 148. 36 p, <https://cds.cern.ch/record/2017862>, Comments : 36 pages plus author list + cover pages (53 pages total), 12 figures, 2 tables, submitted to JHEP, All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/TOPQ-2012-18/>.
Cité pages 94, 97.
- [91] L. Randall and R. Sundrum, *A Large mass hierarchy from a small extra dimension*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3370–3373, [arXiv:hep-ph/9905221 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905221).
Cité page 95.
- [92] K. Agashe, A. Belyaev, T. Krupovnickas, G. Perez, and J. Virzi, *LHC Signals from Warped Extra Dimensions*, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 015003, [arXiv:hep-ph/0612015 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0612015).
Cité page 95.
- [93] ATLAS Collaboration, *Search for heavy Higgs bosons A/H decaying to a top-quark pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-073, CERN, Geneva, Aug, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2206229>.
Cité pages 95, 96.
- [94] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in $t\bar{t}$ final states with additional heavy-flavour jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep.

- ATLAS-CONF-2016-104, CERN, Geneva, Sep, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2220371>. **Cité pages 95, 154.**
- [95] ATLAS Collaboration Collaboration, *Search for pair production of vector-like top quarks in events with one lepton and an invisibly decaying Z boson in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions at the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2017-015, CERN, Geneva, Mar, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2257730>. **Cité page 95.**
- [96] A. Collaboration, *Search for the Supersymmetric Partner of the Top Quark in the Jets+Emiss Final State at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. ATLAS-COM-CONF-2016-064, CERN, Geneva, Jul, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2200175>. **Cité page 95.**
- [97] ATLAS Collaboration Collaboration, *Search for top squarks in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-050, CERN, Geneva, Aug, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2206132>. **Cité page 95.**
- [98] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., *Search for top squarks in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **94** (2016) 052009, [arXiv:1606.03903](https://arxiv.org/abs/1606.03903) [hep-ex]. **Cité pages 95, 155.**
- [99] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for $W' \rightarrow tb \rightarrow qqbb$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 165, [arXiv:1408.0886](https://arxiv.org/abs/1408.0886) [hep-ex]. **Cité page 95.**
- [100] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for $W' \rightarrow t\bar{b}$ in the lepton plus jets final state in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **743** (2015) 235–255, [arXiv:1410.4103](https://arxiv.org/abs/1410.4103) [hep-ex]. **Cité page 95.**
- [101] CDF Collaboration, T. Affolder et al., *Search for new particles decaying to $t\bar{t}$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2062–2067, [arXiv:hep-ex/0003005](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0003005) [hep-ex]. **Cité page 96.**
- [102] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for narrow $t\bar{t}$ resonances in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 221801, [arXiv:hep-ex/0307079](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0307079) [hep-ex]. **Cité page 96.**
- [103] CMS Collaboration, *Search for resonant $t\bar{t}$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Rev. D* **93** (2015) 012001. 56 p, <https://cds.cern.ch/record/2023105>, Replaced with published version. Added journal reference and DOI. **Cité pages 96, 97, 158.**
- [104] *Search for heavy particles decaying to pairs of highly-boosted top quarks using lepton-plus-jets events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-014, CERN, Geneva, Mar, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2141001>. **Cité pages 96, 131, 143, 144, 146, 149, 159, 174, 184.**
- [105] CMS Collaboration, *Search for $t\bar{t}$ resonances in highly-boosted lepton+jets and fully hadronic final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep.

- CMS-B2G-16-015. CMS-B2G-16-015-003, CERN, Geneva, Apr, 2017.
<https://cds.cern.ch/record/2259455>. Submitted to JHEP. All figures and tables can be found at <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/B2G-16-015>.
Cité pages 98, 150, 158.
- [106] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton-proton collision data*, [arXiv:1612.01456](https://arxiv.org/abs/1612.01456) [hep-ex].
Cité pages 103, 180.
- [107] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance (Internal)*, Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008.
<http://cds.cern.ch/record/1099735>.
Cité page 103.
- [108] ATLAS Collaboration, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, Jun, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2157687>.
Cité pages 103, 104, 180.
- [109] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 292, [arXiv:1603.05598](https://arxiv.org/abs/1603.05598) [hep-ex].
Cité pages 104, 105.
- [110] J.-B. De Vivie De Regie, J. Guo, N. Kondrashova, S. Laplace, G. R. Lee, A. Lesage, J. Liu, S. M. Mazza, J. Morris, R. Nicolaidou, J. Poveda, N. Proklova, Y.-T. Shen, J. G. Vasquez, Z. Wang, H. Yang, M. Zgubic, D. Zhang, and L. Zhang, *ATLAS electron, photon and muon isolation in Run 2 : The isolation variables reconstruction and performance for Run 2 are documented (Internal)*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2017-290, CERN, Geneva, Mar, 2017.
<https://cds.cern.ch/record/2256658>. This note contains the Moriond 2017 recommendations. It will be updated when new recommendations become available.
Cité page 106.
- [111] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, [arXiv:1603.02934](https://arxiv.org/abs/1603.02934) [hep-ex].
Cité page 118.
- [112] ATLAS Collaboration, *Jet mass reconstruction with the ATLAS Detector in early Run 2 data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-035, CERN, Geneva, Jul, 2016.
<https://cds.cern.ch/record/2200211>.
Cité page 119.
- [113] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *FastJet User Manual*, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896, [arXiv:1111.6097](https://arxiv.org/abs/1111.6097) [hep-ph].
Cité page 120.
- [114] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti-k(t) jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
Cité page 121.
- [115] R. Atkin, *Review of jet reconstruction algorithms*, *Journal of Physics : Conference Series* **645** (2015) 012008,
<http://stacks.iop.org/1742-6596/645/i=1/a=012008>.
Cité page 122.

- [116] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., *Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, [arXiv:1703.09665](https://arxiv.org/abs/1703.09665) [hep-ex]. **Cité pages 122, 122, 123, 124.**
- [117] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Performance of jet substructure techniques for large- R jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, *JHEP* **09** (2013) 076, [arXiv:1306.4945](https://arxiv.org/abs/1306.4945) [hep-ex]. **Cité pages 123, 124, 124.**
- [118] *Boosted hadronic top identification at ATLAS for early 13 TeV data*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-053, CERN, Geneva, Dec, 2015. <http://cds.cern.ch/record/2116351>. **Cité pages 125, 126, 133.**
- [119] ATLAS Collaboration, *Optimisation of the ATLAS b -tagging performance for the 2016 LHC Run*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, Geneva, Jun, 2016. <http://cds.cern.ch/record/2160731>. **Cité pages 127, 128.**
- [120] ATLAS Collaboration, *b -tagging performance plots in a $t\bar{t}b\bar{b}$ -dominated sample from early 2016 ATLAS data*, tech. rep., CERN, Geneva, May, 2016. **Cité pages 127, 128.**
- [121] *Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-027, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037904>. **Cité page 128.**
- [122] *Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-023, CERN, Geneva, Jul, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037700>. **Cité page 128.**
- [123] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collisions in the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 241, [arXiv:1609.09324](https://arxiv.org/abs/1609.09324) [hep-ex]. **Cité page 129.**
- [124] J. K. Behr, C. Buttar, S. Calvet, C. Camincher, H. C. Carson, J. Caudron, S. Crepe-Renaudin, P.-A. Delsart, A. K. Duncan, J. Ferrando, D. E. Ferreira de Lima, F. Fassi, O. Gabizon, S. Groh, T. Heck, N. Hod, Z. Idrissi, C. Issever, K. Johns, A. J. Kilgallon, A. Kobayashi, P. Mattig, L. Masetti, R. Nayyar, T. Nobe, S. M. Romano Saez, K. Terashi, J. Zhong, S. Ganguly, S. D'Auria, and A. Schoening, *A search for top-antitop resonances using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV (Internal)*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2016-1036, CERN, Geneva, Jul, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2201651>. **Cité pages 137, 142, 143, 145.**
- [125] ATLAS Collaboration, *Note interne (Internal)*, <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasphys-exo/browser/Physics/Exotic/HQT/TtResonances/Run2/INT/trunk>. **Cité pages 141, 142.**
- [126] G. Choudalakis, *On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter*, in *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding*, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011. 2011. [arXiv:1101.0390](https://arxiv.org/abs/1101.0390) [physics.data-an]. <https://inspirehep.net/record/883244/files/arXiv:1101.0390.pdf>. **Cité page 146.**

- [127] ATLAS Collaboration, *BumpHunter Twiki (Internal)*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/BumpHunter>.
Cité page 146.
- [128] K. Behr, C. Buttar, S. Calvet, C. Camincher, J. Caudron, S. Crépé-Renaudin, A. K. Duncan, J. Ferrando, D. E. Ferreira de Lima, F. Fassi, O. Gabizon Shuldman, S. Groh, T. Heck, Z. Idrissi, C. Issever, K. Johns, A. Kobayashi, P. Maettig, L. Masetti, R. Nayyar, C. S. Pollard, S. M. Romano Saez, K. Terashi, J. Zhong, C. F. Anders, H. C. Carson, A. J. Kilgallon, T. Nobe, A. Schoening, D. Sosa, S. Suzuki, and M. Aoki, *A search for top-antitop resonances using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV (Internal)*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2015-294, CERN, Geneva, Apr, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2010613>.
Cité page 148.
- [129] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *The European Physical Journal C* **71** (2011) 1554, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0>.
Cité page 148.
- [130] A. L. Read, *Presentation of search results : The CL(s) technique*, *J. Phys.* **G28** (2002) 2693–2704, [,11(2002)].
Cité page 148.
- [131] J. Neyman and E. S. Pearson, *On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* **231** (1933) 289–337.
Cité page 148.
- [132] F. James, *Statistical Methods in Experimental Physics*. World Scientific, 2006.
Cité page 148.
- [133] ATLAS Collaboration, *Search for pair production of heavy vector-like quarks decaying to high- p_T W bosons and b quarks in the lepton-plus-jets final state in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-102, CERN, Geneva, Sep, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2219436>.
Cité page 154.
- [134] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., *Search for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment*, *New J. Phys.* **18** (2016) 093016, [arXiv:1605.06035](https://arxiv.org/abs/1605.06035) [hep-ex].
Cité page 155.
- [135] S. Calvet, C. Pollard, and J. Zhong, *Electron-Jet Overlap Removal for the $l + jets$ $t\bar{t}$ Resonances Search (Internal)*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2014-343, CERN, Geneva, Apr, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1696833>.
Cité page 155.
- [136] A. Duncan, *Electron - Jet Overlap Removal (Internal)*,
https://indico.cern.ch/event/516122/contributions/2239789/attachments/1307792/1955873/OR_jetETMiss.pdf.
Cité page 156, 156.
- [137] CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET*, Tech. Rep. CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, Geneva, Apr, 2009. <https://cds.cern.ch/record/1194487>.
Cité page 157.
- [138] *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, Geneva, Jul, 2015. <http://cds.cern.ch/record/2037613>.
Cité page 167.

- [139] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 3071, [arXiv:1407.5063 \[hep-ex\]](#). **Cité page 170.**
- [140] ATLAS Collaboration, *Electron identification efficiency measured with Zee events using 2016 data*, tech. rep. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2016-002/index.html>. **Cité page 182, 182.**

- $\delta t_{\text{Clustering}}$ Temps caractéristique d'agrégation des événements marqués
- électrons NS** Électron ne correspondant pas à un électron de signal (Non Signal)
- électrons container** Ensemble des électrons reconstruits
- électrons fake** Électron correspondant à un hadron mal reconstruit
- $Y_{3\sigma}$ Proportion de cellules avec une énergie supérieur à trois fois le bruit total σ
- ADC** Analog to Digital Conversion
- ATLAS** A Toroidal LHC Apparatus
- BCID** Bunch Crossing Identification
- CERN** Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
- CM** Current method
- DSP** Digital Signal Processor
- EMB** Electromagnetic Barell
- EMEC** Electromagnetic End-Cap
- ER** Électron-in-jet removal
- FCTTO** Coupure d'isolation *FixedCutTightTrackOnly*
- FEB** Front End Board
- HEC** Hadronic End-Cap
- IBL** Inner B Layer
- LHC** Large Hadron Collider
- LTO** Coupure d'isolation *LooseTrackOnly*
- ptvarcone** Variable d'isolation n'utilisant que l'impulsion des traces et dont la taille du cône depend de l'impulsion du lepton
- Q-factor** Valeur comprise entre 0 et 65535 qui est calculé comme un χ^2 simplifié et qui quantifie la qualité de la forme du signal mesuré dans les calorimètres à argon liquide
- QCD** Quantum Chomo-Dynamics
- TC2** Technicouleur assisté par topcouleur
- TJ** Truth Jet
- TRT** Transition Radiation Tracker



Calorimétrie à argon liquide

- Caractérisation complète des bouffées de bruit dans les calorimètres à argon liquide et évaluation des performances de traitement de ce bruit;
- Mesure de l'impact des sondes de pureté sur les taux de bouffées;
- Création et validation d'un code d'émulation offline de la procédure d'agrégation et de veto des bouffées de bruit;
- Implication dans les opérations d'ATLAS et plus particulièrement dans l'évaluation de la qualité des données des calorimètres à argon liquide (*offline DQ shifts*). Participation à la mise en place des infrastructures de mesure de la qualité des données utilisées au Run-2 et formation des premiers *shifters*.

Recherche de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$

- Évaluation du point de fonctionnement optimal d'isolation des leptons pour l'analyse $t\bar{t}$;
- Étude de l'impact du système de déclenchement sur l'isolation des muons en 2015;
- Tests d'une nouvelle coupure d'isolation et évaluation comparative de son influence sur les contours de sensibilité de l'analyse $t\bar{t}$.

Amélioration de l'analyse $t\bar{t}$

- Études sur l'impact de l'*overlap removal* sur l'acceptance des électrons dans les topologies de quark top boostés;
- Définition, développement et implémentation de la procédure *electron-in-jet removal* dans la chaîne de reconstruction d'ATLAS;
- Validation et implémentation des nouvelles collections de calo/track/truth jets +MET définies avec la méthode *electron-in-jet removal*;
- Mesure des performances sur la reconstruction de jets et des électrons;
- Mesure comparative de l'impact sur l'analyse $t\bar{t}$;
- Comparaison du gain d'efficacité dans les données et la simulation.

Mesure des facteurs d'échelle

- Développement de la méthode T&P utilisant les événements $Z \rightarrow ee + \text{jets}$ pour mesurer les facteurs d'échelle des électrons dans un jet. Une mesure préliminaire sur une fraction des données a été proposée;
- Développement de la méthode *TopTag&Probe* pour mesurer les facteurs d'échelle des électrons dans un jet. Une mesure préliminaire sur une fraction des données a été proposée;

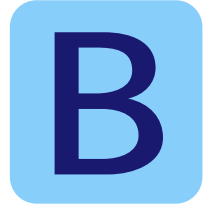
- Organisation de réunions pour faire converger les différentes méthodes de mesure des facteurs d'échelle en environnement hadronique.

Enseignement

- Cours et TD de probabilités et statistiques (première année d'écoles d'ingénieurs);
- Encadrement de deux projets (première année d'écoles d'ingénieurs);
- TP d'instrumentation nucléaire (deuxième année d'écoles d'ingénieurs).

Diffusion des savoirs

- Encadrement des élèves pour les *Master classes* du CERN;
- Participation à la fête de la science (Présentation de stand et visite du laboratoire).



GRANULARITÉ DES CALORIMÈTRES À ARGON LIQUIDE D'ATLAS

FIGURE B.1 : Description détaillée de la segmentation des calorimètres à argon liquide d'ATLAS.

	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	0.025×0.1 $ \eta < 1.52$	0.025×0.1 $1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$ $ \eta < 1.40$	0.050×0.1 $1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025 $1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1 $1.425 < \eta < 1.5$
		$0.025/8 \times 0.1$ $1.5 < \eta < 1.8$
		$0.025/6 \times 0.1$ $1.8 < \eta < 2.0$
		$0.025/4 \times 0.1$ $2.0 < \eta < 2.4$
		0.025×0.1 $2.4 < \eta < 2.5$
0.1×0.1 $2.5 < \eta < 3.2$		
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025 $ \eta < 1.40$	0.050×0.025 $1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025 $1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025 $1.425 < \eta < 2.5$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025 $ \eta < 1.35$	0.1×0.1 $2.5 < \eta < 3.2$
		0.050×0.025 $1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels		
Presampler	7808	1536 (both sides)
Calorimeter	101760	62208 (both sides)
LAr hadronic end-cap		
$ \eta $ coverage		$1.5 < \eta < 3.2$
Number of layers		4
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$		0.1×0.1 $1.5 < \eta < 2.5$
		0.2×0.2 $2.5 < \eta < 3.2$
Readout channels		5632 (both sides)
LAr forward calorimeter		
$ \eta $ coverage		$3.1 < \eta < 4.9$
Number of layers		3
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)		FCal1: 3.0×2.6 $3.15 < \eta < 4.30$
		FCal1: \sim four times finer $3.10 < \eta < 3.15,$
		$4.30 < \eta < 4.83$
		FCal2: 3.3×4.2 $3.24 < \eta < 4.50$
		FCal2: \sim four times finer $3.20 < \eta < 3.24,$
		$4.50 < \eta < 4.81$
	FCal3: 5.4×4.7 $3.32 < \eta < 4.60$	
	FCal3: \sim four times finer $3.29 < \eta < 3.32,$	
	$4.60 < \eta < 4.75$	
Readout channels		3524 (both sides)



DÉTAILS SUR LES INCERTITUDES DE L'ANALYSE $t\bar{t}$

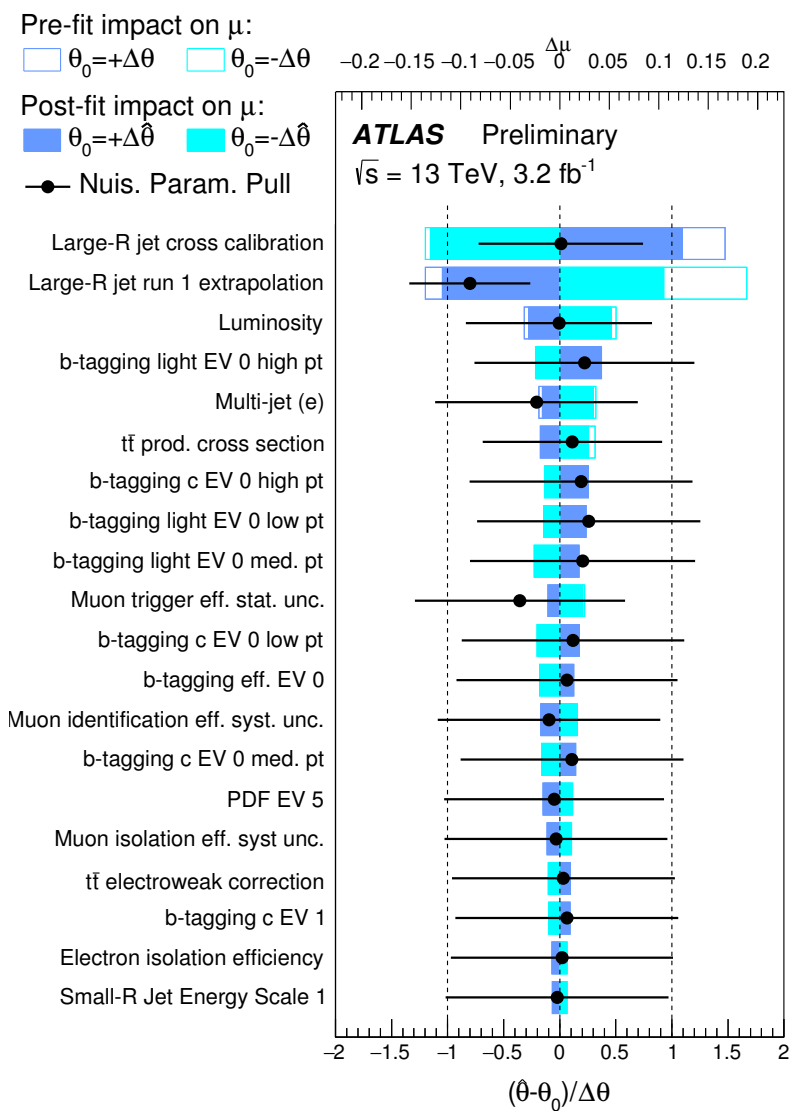


FIGURE C.1 : Impact des contributions systématiques sur la variable multiplicative μ avant (barres vides) et après l'ajustement du bruit de fond plus un signal Z' à 2 TeV, sur les données (barres pleines). L'évolution et les contraintes des systématiques après l'ajustement est aussi visible sur cette figures (points noirs)



METHODE D'AJUSTEMENT GAUSSIEN DES RÉPONSES

Toutes les mesures de résolution et d'échelle dans ce document, reviennent à ajuster le cœur gaussien d'une réponse en p_T ou en masse.

L'intervalle d'ajustement n'est a-priori pas défini, et peut avoir un impact sur l'ajustement au vu des grandes queues de distribution parfois présentes.

Une méthode récursive a donc été adoptée pour définir cet intervalle.

Dans les analyses présentées dans ce document les réponses sont centrées idéalement en 1.0. L'intervalle, $[0.8; 1.2]$ a donc été considéré en premier lieu.

Un premier ajustement Gaussien est effectué sur cet intervalle. On en extrait une valeur centrale m et un écart type σ . Le nouvel intervalle $[m - 2\sigma; m + 2\sigma]$ est alors considéré et l'ajustement gaussien y est effectué.

Cette méthode est effectuée récursivement jusqu'à ce que la variation relative des valeurs de m et σ entre l'itération n et l'itération $n+1$ soit inférieure à 1%.

Une exemple de distribution ajustée par cette méthode est montré sur la figure D.1.

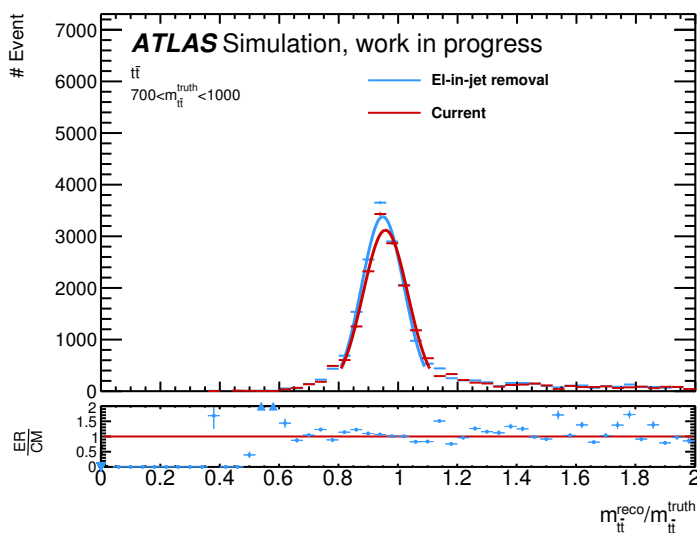


FIGURE D.1 : Réponse en masse invariante pour des valeurs $m_{t\bar{t}}$ au niveau généré comprises entre 700 et 1000 GeV. Les ajustements après la procédure d'itération sont aussi représentés.

Résumé

Le Modèle Standard de la physique des particules, bien qu'étant une réussite incontestable n'explique toujours pas certaines observations, ce qui pourrait indiquer la présence d'une nouvelle physique. L'expérience ATLAS cherche à mettre en évidence ces nouveaux phénomènes en analysant les collisions de protons du LHC.

Le prérequis pour toute analyse est d'avoir des données de bonne qualité. La première partie de cette thèse présente donc une étude sur les bouffées de bruit cohérent présentes dans les calorimètres à argon liquide d'ATLAS. Ce bruit a été traité pour garder un haut niveau de qualité des données. La deuxième partie de cette thèse se place dans le cadre de la recherche de nouvelle physique. Une résonance est cherchée dans le spectre en masse invariante des paires de quarks top. L'étude se concentre sur le cas des quarks top boostés se désintégrant de manière électronique.

Cette topologie n'ayant jusqu'à présent pas été optimisée par la collaboration ATLAS, le travail de cette thèse a consisté à définir et développer une nouvelle méthode appelée *electron-in-jet removal* permettant d'améliorer la reconstruction des quarks top dans un tel régime.

Cette méthode donne accès à des électrons qui auparavant étaient rejetés. Il faut donc mesurer les facteurs correctifs à appliquer pour corriger les imperfections de la simulation de ces électrons. Des mesures préliminaires de facteurs d'échelle d'identification sur les électrons se trouvant dans un jets ont ainsi été menées. Deux méthodes sont présentées ainsi qu'une réflexion sur les perspectives à apporter à ces mesures.

Abstract

The Standard Model of particle physics is a very predictive theory, but it still fails to explain some observations and so leads to the idea of the existence of new physics. To discover it experimentally, the ATLAS collaboration analyses the proton-proton collisions provided by the LHC.

Analyses need data of good quality. Hence, the first part of this document describes a work to characterize the coherent noise bursts observed in the liquid argon calorimeters of the ATLAS experiment. Such noise has been studied and cured to ensure a high level of data quality.

The second part of this thesis takes place in the context of a new physics search using top quark pairs. This study is focused on the case where boosted top quarks decay electronically. The reconstruction of top quarks in such cases was never optimized by the ATLAS collaboration. Therefore this study has led to the definition and implementation of a new method called "electron-in-jet removal" improving significantly the top quark reconstruction in such topologies.

This new method gives access to electrons that were previously removed. The correction factor applied to correct the imperfections of the simulation should then be computed for those electrons. Some preliminary measurements have been performed for the cases where the electron is within a jet. Two methods are presented as well as thoughts about future implementations.