

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

École Doctorale des Sciences Fondamentales

Spécialité: Physique des Particules

Études de la troisième génération– pour la physique électro-faible et au-delà –

Romain Madar

Docteur ès-Sciences de l'Université d'Orsay (Paris XI)

Chargé de Recherche au CNRS

Soutenance publique le 11 septembre 2019, devant le jury composé de :

<i>Rapporteuse</i>	Fabienne	LEDROIT-GUILLON	Directrice de recherche (LPSC)
<i>Président</i>	Jean	ORLOFF	Professeur des universités (LPC)
	Dominique	PALLIN	Directeur de recherche (LPC)
<i>Rapporteur</i>	Philippe	ROSNET	Professeur des universités (LPC)
<i>Rapporteuse</i>	Isabelle	WINGERTER-SEEZ	Directrice de recherche (LAPP)
	Alexandre	ZABI	Directeur de recherche (LLR)

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier l'ensemble des membres du jury pour leur intérêt ainsi que pour leur disponibilité. Merci à Philippe Rosnet, Isabelle Wingerter-Seez et Fabienne Ledroit-Guillon pour leur travail de rapporteur et rapporteuses : leur relecture minutieuse et leurs commentaires ont permis d'améliorer ce document. Merci également à Jean Orloff, Dominique Pallin et Alexandre Zabi pour avoir participé au jury et pour les discussions et perspectives sur mes recherches qu'ils ont su apporter lors de la soutenance.

Lors de ma carrière, j'ai rencontré plusieurs personnes qui m'ont marqué d'une manière ou d'une autre et que je voudrais remercier ici, nécessairement de manière non exhaustive. Il m'est difficile de ne pas commencer par mes encadrants de thèse, Marc Besançon et Fabrice Couderc, pour ces trois premières années dans le domaine, certes lointaines mais tellement cruciales dans le déroulement d'une carrière - qu'elle soit académique ou non. Par ailleurs, leur soutien lors des nombreuses candidatures pour des postes permanents m'a réellement aidé à traverser cette "zone de turbulences", de plus en plus difficile pour les jeunes chercheurs. Un grand merci également à Karl Jakobs et son groupe pour m'avoir accueilli pendant trois années durant lesquelles j'ai beaucoup appris et dans d'excellentes conditions.

Ce serait malhonnête de ne pas souligner ici la bonne humeur et la cohésion qui règnent dans le groupe ATLAS du LPC. Cet environnement de qualité a, sans l'ombre d'un doute, joué un rôle important dans la réalisation des recherches décrites dans ce document. Je remercie donc tous les membres de l'équipe ATLAS et plus particulièrement Dominique et David pour leur rôle de chef de groupe, très différents mais très efficaces, chacun à leur manière. Bien sûr, je tiens aussi à remercier les personnes impliquées dans le projet FATALIC avec qui j'ai étroitement travaillé, en particulier François, Roméo, Laurent et Samuel. C'était tout de même une sacrée aventure !

Je voudrais également remercier Nicolas Berger avec qui j'ai échangé sur les différentes méthodes statistiques lors de la rédaction de ce manuscrit. Ces discussions m'ont permis d'approfondir un peu plus ma compréhension de certains points et de les replacer dans un contexte plus général. De même, les quelques discussions que j'ai eu avec Jean sur la notion de naturalité m'ont incité à réfléchir en profondeur à certains aspects sur lesquels on ne s'attarde pas nécessairement. C'était précisément l'une de mes motivations pour préparer cette habilitation. Un grand merci également à Monsieur Philippe Doublet pour la chasse aux coquilles et aux incohérences du manuscrit qu'il a entreprise.

Enfin et surtout, un grand merci à ma famille ! Lucie, merci pour ton soutien qui m'a permis de m'investir pleinement dans ce travail de réflexion (normalement, c'est la dernière fois !) - en dépit de la "situation". Merci Lucas pour m'avoir aidé à décoller le nez de mon écran pour faire une promenade ou, mieux, pour une séance de guilis. Mais la mention spéciale revient clairement au petit dernier, Erwann, qui a attendu que la soutenance soit passée pour voir le jour !

Curriculum vitae

Career Overview

- Sept 2004 **College integration**, *École Normale Supérieure (ENS) de Cachan*.
- 2006–2007 **Agrégation de Sciences Physiques**, *ENS Cachan*, ranked 23/136.
- 2007–2008 **Master**, *Paris XI/ENS Cachan*, Nuclei Particle Astroparticle and Cosmology (NPAC).
- 2008–2011 **PhD thesis**, *CEA-Saclay*, Supervised by M. Besançon and F. Couderc, DØ (Tevatron).
- 2011–2014 **Research associate**, *Freiburg University*, K. Jakobs, ATLAS (LHC).
- 2014–now **Chargé de Recherche CNRS**, *Laboratoire de Physique de Clermont*, ATLAS (LHC).

Probing the Higgs boson using τ lepton final states

- 2008-2011 **Search for $H \rightarrow WW^* \rightarrow \mu\tau + \nu's$** , *CEA Saclay*, DØ.
- Channel improving the sensibility to Tevatron golden channel $H \rightarrow WW^*$ (reaching $\sim 8 \times \text{SM}$)
 - Analyzer and author of the entire search, published for the first time by DØ
 - Significant improvements on τ lepton identification
- 2011-2014 **First evidence for $H \rightarrow \tau\tau$** , *Freiburg University*, ATLAS.
- Only channel allowing to get evidence coupling to fermion with Run 1 data
 - Factor two improvement of the analysis (*e.g.* MVA) with an intermediate dataset
 - Final Run 1 analysis with the first evidence for Higgs- τ Yukawa coupling

Toward the first evidence for the $t\bar{t}\bar{t}$ production

- 2014-2018 **Broad BSM searches with same-sign leptons and b-jets**, *LPC*, ATLAS.
- Low SM background, high discovery potential for many classes of SM extensions
 - Interpretation for several signatures in $t\bar{t}\bar{t}$ and tt final states (SM, EFT, 2HDM, dark matter)
 - Interpretation: interplay of tt and $t + E_T^{\text{miss}}$ final state for dark matter
- 2018-now **Toward the first evidence for $t\bar{t}\bar{t}$ production**, *LPC*, ATLAS.
- Four channels combination with 2015-2016 data, for the first time in ATLAS
 - Co-coordinator of the analysis dedicated to SM production (four channels, ~ 40 persons)
 - Goal: first evidence of $pp \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ with the full Run 2 dataset

Hadronic Calorimeter R&D for HL-LHC

- 2015-2018 **Development of the FATALIC ASIC prototype**, *LPC*, ATLAS.
- Perform several R&D cycles: conception/simulation, realization, measurements
 - Signal processing studies and close work with engineers team
 - Test beam data analysis from scratch (four test beam campaigns)
- 2018-2019 **Production and validation of 11000 front-end boards**, *LPC*, ATLAS.
- Co-responsible of the full production/validation of $\sim 11\,000$ cards
 - Importation and understand the technology and design of an automatic test station
 - Actual production to start in 2020
- 2018-2019 **Calorimeter performances & improvements in HL-LHC**, *LPC*, ATLAS.
- Co-coordinator of the hadronic calorimeter activities
 - Study & improve performances of the calorimeter at the cell/object level for HL-LHC
 - Collaboration with signal reconstruction experts in Brazil (COFECUB funding)

Scientific Supervision

2015-now **2 research associates.**

- Stelios Angelidakis (50 %): signal reconstruction and test beam data analysis
- Sergey Senkin (100 %): signal reconstruction and search dark matter in top final state

2011-now **4 PhD students.**

- Lennart Rustige (100 %): first evidence of SM $t\bar{t}\bar{t}$ production
- Emery Nibigira (30 %): electronics simulation of the hadronic calorimeter for HL-LHC
- William Barbe (30 %): signal reconstruction of the hadronic calorimeter for HL-LHC
- Nils Ruthmann (100 %): search for $H \rightarrow \tau\tau$ decays in the lepton-hadron final state

2011-now **5 undergraduate students.**

- Mikaël Leroy (bachelor): preliminary work on evidence for SM $t\bar{t}\bar{t}$ production
- Théo Megy (master): phenomenology of dark matter model coupled to the top quark
- Gernot Knippen (master): multivariate analysis to improve Higgs boson production separation
- Helge Hass (master): multivariate approach for a search for $H \rightarrow \tau\tau$
- Johanna Nagel (master): exploiting differences between hadronic τ decay modes for $H \rightarrow \tau\tau$

Scientific Responsibilities

- **Coordination (2013-2014)** of the most sensitive channel of $H \rightarrow \tau\tau$ (~ 50 persons)
- **Coordination (2015-2018)** of the same-sign leptons and b-jets search (~ 15 persons)
- **Coordination (2018-now)** of four-top-quarks analysis (~ 40 persons)
- **Coordination (2015-2018)** of FATALIC project (~ 10 persons)
- **Convener (2016-2018)** TileCal simulation & performance for HL-LHC (~ 15 persons)
- **Steering committee member (2016-2018)** TileCal for HL-LHC

Funding Programs

2015-2017 **Regional finding's** for "nouveaux chercheurs" on dark matter search (100 k€).

2018-2022 **COFECUB funding** between France and Brazil, with the LPNHE, on calorimetry.

Communication and Outreach

- **Seminars organization** at the LPC covering high energy and general physics
- **Co-author of a book** about the Higgs boson discovery – [Sur la Route Du Boson](#)
- **Outreach** Serie of seminars for non-HEP physicists and early university students

Teaching experiences

2019–2020 **Lecturer**, *Diplôme Universitaire Data Scientist*, Université Clermont-Auvergne.
Python for data analysis (general lectures, practical sessions and projects)

2013–2014 **Chief assistant**, *Master*, Freiburg University.
Advanced particle physics: in charge of example classes, including simulation, and final exam

2012–2013 **Advanced laboratory course**, *Bachelor*, Freiburg University, experimental projects in atomic and nuclear physics.

2011–2012 **Example classes**, *Bachelor*, Freiburg University, mechanics at L1 level.

2008–2011 **Lecturer**, Institut de Formation d'Ingénieurs de Paris Sud (IFIPS), Orsay.
Course of mathematics for physicists (in charge of lectures, example classes and final exam)

Table des matières

Introduction générale	1
1 Lepton tau et boson de Higgs	3
1.1 Identification des leptons tau dans ATLAS et $D\bar{0}$	4
1.1.1 Signature expérimentale et méthodes d'identification	4
1.1.2 Exploitation du détecteur de pied de gerbe dans $D\bar{0}$	8
1.1.3 Améliorations de l'identification des leptons tau dans $D\bar{0}$	15
1.1.4 Modélisation des variables d'identification dans ATLAS	17
1.2 Boson de Higgs et bosons de jauge à $D\bar{0}$	20
1.2.1 Vue d'ensemble de l'analyse	21
1.2.2 Estimation du fond W +jets	25
1.2.3 Résultat de la recherche et perspectives (de l'époque)	31
1.3 Couplage de Yukawa du lepton tau dans ATLAS	33
1.3.1 La désintégration en lepton tau : motivations et spécificités	33
1.3.2 Aspects expérimentaux de l'état final di-tau	37
1.3.3 Transition de phase : de la recherche à la mise en évidence	40
1.4 Conclusion	51
2 <i>Aparte</i> : méthodes statistiques	53
2.1 Quelques généralités	54
2.1.1 Approches fréquentiste et bayésienne	54
2.1.2 Fonction de vraisemblance	54
2.1.3 Traitement des incertitudes	54
2.1.4 Test d'hypothèse : exclusion et découverte	55
2.2 Comparaison des procédures du LEP, Tevatron et LHC	56
2.2.1 LEP : approche hybride sans profilage	56

2.2.2	Tevatron : approche hybride avec profilage	57
2.2.3	LHC : approche fréquentiste pure avec profilage	57
2.2.4	Avantages et inconvénients de l'approche du LHC	58
2.3	Contributions et discussions	60
2.3.1	Limite attendue et données observées	60
2.3.2	Validation du profilage	64
2.3.3	Discussions	70
2.4	Conclusion	71
3	Quark top et phénomènes nouveaux	73
3.1	Chercher, mais chercher quoi?	75
3.1.1	La (désagréable?) légèreté du boson de Higgs	75
3.1.2	Quelques concepts fondamentaux salvateurs	78
3.1.3	Dénominateur commun : les <i>vector-like quarks</i>	81
3.1.4	Bilan : chercher quoi?	85
3.2	Recherche de phénomènes au-delà du Modèle Standard	85
3.2.1	Stratégie générale de la recherche	86
3.2.2	Estimation des fonds instrumentaux	89
3.2.3	Résultats et contraintes sur les <i>vector-like quarks</i>	99
3.2.4	Recherche de matière noire sans énergie manquante	104
3.3	Production de quatre quarks top	109
3.3.1	Généralités sur la production de quatre quarks top	110
3.3.2	Productions non standards et contraintes obtenues	113
3.3.3	Contraintes sur la production standard avec les données 2015-2016	116
3.3.4	Analyse en cours des données 2015-2018	121
3.4	Conclusion	127
4	Calorimétrie à tuiles scintillantes	129
4.1	Le calorimètre à tuiles de l'expérience ATLAS	130
4.1.1	Principe de fonctionnement	131
4.1.2	Structure du calorimètre	132
4.1.3	Phase de haute luminosité du LHC	134
4.1.4	Projets menés au laboratoire	135
4.1.5	Éléments sur la reconstruction de l'énergie	138

4.2	Électronique de lecture embarquée	141
4.2.1	Rôles et structure de l'électronique embarquée	141
4.2.2	Les trois options proposées	142
4.2.3	FATALIC, un système de lecture tout-en-un	143
4.2.4	Performances du circuit	148
4.3	FATALIC, une perspective historique	152
4.3.1	Revue chronologique du projet	153
4.3.2	Recherche et développements : morceaux choisis	155
4.3.3	Quelques enseignements à tirer	168
4.4	Conclusion	169
	Conclusion et perspectives	171
	Références	173

Introduction générale

Ce document décrit les recherches sur collisionneur hadronique que j'ai menées entre le début de ma thèse et aujourd'hui, soit une période de plus de dix ans. N'existant pas de recommandation sur le style ou sur le contenu de ce type de document, j'ai choisi de présenter ce qui me tenait à cœur. Les recherches incluses dans ce document n'ont donc pas été sélectionnées uniquement pour leur impact scientifique mais aussi pour ce qu'elles m'ont apporté, que ce soit en terme de satisfaction ou de frustration. Par ailleurs, certaines discussions représentent ma compréhension (à l'instant où ce manuscrit est écrit !) sur des sujets d'intérêt, voire simplement un point de vue personnel sur des arguments généraux mis en avant dans la communauté. L'un des aspects particulièrement enrichissants de notre métier est de devoir sans cesse prendre du recul sur les questions de fond, tout en ayant une compréhension profonde de points très spécifiques. Dans ce document, j'ai tenté de retranscrire certaines de ces "réflexions logarithmiques" menées pendant sa rédaction. Enfin, j'ai fait le choix de discuter principalement mes recherches passées, avec assez peu de réflexions prospectives, dans le but de mieux appréhender ma trajectoire scientifique dans son contexte général. Ce bilan est, à mon sens, nécessaire pour mieux identifier le prolongement le plus pertinent de cette trajectoire.

Comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible a clairement été l'un des enjeux principaux de la physique des particules élémentaires de ces dernières décennies. Plus exactement, la perte de prédictivité du Modèle Standard à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV nécessitait l'apparition de phénomènes nouveaux. Le mécanisme de Higgs était l'un des scénarios les plus en vogue, de par sa simplicité et surtout car il permettait de résoudre le conflit entre l'invariance de jauge locale et un spectre de particules massives. J'ai commencé ma carrière avec la recherche du boson de Higgs dans les données collectées par l'expérience $D\bar{O}$ correspondant à des collisions $p\bar{p}$ à une énergie de 1.96 TeV effectuées au Tevatron. En particulier, j'ai travaillé sur le canal $H \rightarrow WW$ avec un lepton tau se désintégrant en hadrons dans l'état final, ce qui m'a naturellement amené à contribuer aux méthodes d'identification de ces particules. À l'arrêt du Tevatron en Septembre 2011, j'ai profité de mon expérience sur les leptons tau pour participer à la recherche du processus $H \rightarrow \tau\tau$ dans les collisions pp enregistrées par le détecteur ATLAS. Ce processus est l'une des meilleures sondes expérimentales pour accéder aux couplages entre le champ de Higgs et la matière, qui ont une particularité importante : *ils ne proviennent d'aucune symétrie* et sont ajoutés de manière empirique, au contraire des bosons de jauge électro-faibles. Ces recherches ont abouti avec la première mise en évidence du processus $H \rightarrow \tau\tau$, tel que prédit par le mécanisme de Higgs. Durant cette première partie de ma carrière, j'ai eu la chance de travailler dans deux environnements différents et ainsi d'être confronté à des problématiques expérimentales (et sociologiques !) variées.

Ma carrière s'est poursuivie au Laboratoire de Physique de Clermont (LPC) en Octobre 2014, où j'ai orienté mes activités vers les expertises du groupe : la recherche de phénomènes nouveaux dans le secteur du quark top. Bien que contextuelle, cette transition restait parfaitement motivée d'un

point de vue scientifique avec l'arrivée des toutes premières collisions à 13 TeV au LHC. En effet, les lacunes connues du Modèle Standard laissent penser qu'une théorie plus complète est nécessaire, mais la valeur observée de la masse du boson de Higgs ne permet aucune estimation fondée sur l'échelle d'énergie à laquelle de nouveaux phénomènes se manifesteraient. L'exploration expérimentale d'un nouveau domaine d'énergie représentait alors une des meilleures opportunités d'apporter des éléments de réponse, à supposer que l'on y découvre quelque chose. Dans ce cadre, j'ai choisi de travailler sur l'état final avec deux leptons ayant la même charge électrique produits en association avec des jets provenant de quarks b . Ce type de collisions peut apparaître dans plusieurs théories au-delà du Modèle Standard mais également dans la production particulièrement spectaculaire de quatre quarks top. Ce processus a l'avantage d'être prédit par le Modèle Standard avec une section efficace tellement faible qu'il n'a encore jamais été observé et représente donc une zone encore inexploree. Cette activité d'analyse au LPC se scinde alors en deux volets : la recherche de phénomènes nouveaux avec les premières données à 13 TeV, et le projet de mettre en évidence pour la première fois la production standard de quatre quarks top avec l'ensemble des données du Run 2 du LHC.

Si aucune déviation entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard n'est observée, alors l'un des moyens de pousser la théorie dans ses retranchements est d'obtenir de meilleures précisions et/ou de mesurer des processus rares encore non observés aujourd'hui. Cette démarche nécessite l'accumulation d'un grand nombre de collisions, ce qui est possible grâce à la phase de haute luminosité du LHC prévue pour 2024. C'est dans ce cadre que je me suis impliqué dans le développement de détecteur, en l'occurrence l'amélioration du calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS. J'ai principalement travaillé sur l'élaboration et la caractérisation d'un circuit intégré, appelé FATALIC, permettant la lecture des signaux électriques du calorimètre. Cette expérience m'a fait découvrir une toute autre facette de la physique des particules, ayant ses problématiques (et son lot de surprises!) bien spécifiques. Ce projet m'a également permis de travailler sur le traitement du signal électrique mis en œuvre dans la reconstruction de l'énergie des cellules et m'a également donné l'occasion de me familiariser avec la calorimétrie en général, notamment lors des quatre tests en faisceaux auxquels j'ai participé.

Le dénominateur commun de ces recherches est donc l'exploitation de la troisième génération de fermions en vue de mieux comprendre les lois de la physique à l'échelle électro-faible et de pouvoir éventuellement aller au-delà. L'organisation du manuscrit suit la structure de cette introduction. Le chapitre 1 décrit mes activités sur l'identification des leptons tau et les recherches du boson de Higgs dans des états finaux avec un lepton tau. Le chapitre 2 offre une parenthèse sur les méthodes statistiques utilisées pour la physique sur collisionneur, avec une discussion sur l'évolution des pratiques entre le LEP et le LHC. Ensuite, les différentes recherches effectuées dans le secteur du quark top sont discutées dans le chapitre 3 et enfin, les développements relatifs au calorimètre hadronique d'ATLAS sont présentés au chapitre 4.

Chapitre 1

Lepton tau et boson de Higgs

Sommaire

1.1	Identification des leptons tau dans ATLAS et DØ	4
1.1.1	Signature expérimentale et méthodes d'identification	4
1.1.2	Exploitation du détecteur de pied de gerbe dans DØ	8
1.1.3	Améliorations de l'identification des leptons tau dans DØ	15
1.1.4	Modélisation des variables d'identification dans ATLAS	17
1.2	Boson de Higgs et bosons de jauge à DØ	20
1.2.1	Vue d'ensemble de l'analyse	21
1.2.2	Estimation du fond W+jets	25
1.2.3	Résultat de la recherche et perspectives (de l'époque)	31
1.3	Couplage de Yukawa du lepton tau dans ATLAS	33
1.3.1	La désintégration en lepton tau : motivations et spécificités	33
1.3.2	Aspects expérimentaux de l'état final di-tau	37
1.3.3	Transition de phase : de la recherche à la mise en évidence	40
1.4	Conclusion	51

Le boson de Brout-Englet-Higgs, appelé boson de Higgs dans ce manuscrit, est le reliquat du mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible [1–3], sur lequel repose le Modèle Standard (MS) [4–7]. Cette particule a été recherchée pendant plusieurs dizaines d'années avant d'être découverte en 2012 au CERN [8, 9]. Sans revenir en détails sur le mécanisme qui prédit l'existence du boson de Higgs, il est important de mentionner les deux questions différentes auxquelles il répond. Il permet tout d'abord de concilier l'invariance de jauge locale avec la courte portée de l'interaction faible en proposant une génération *dynamique* de la masse des bosons de jauge électro-faibles. Même si la masse des fermions ne brise pas l'invariance de jauge en général, la violation maximale de la parité de l'interaction faible conduit à un terme de masse explicite non-invariant. Par conséquent, la masse des fermions doit également être générée de manière dynamique. Pourtant, d'un point de vu plus général, le boson de Higgs ne représente qu'une solution particulière d'une limitation bien plus fondamentale du Modèle Standard : l'impossibilité de prédire la section efficace de la diffusion $WW \rightarrow WW$ à partir d'une énergie de l'ordre du TeV [10]. Cette limitation est indépendante de la construction de la théorie et donc d'un quelconque mécanisme de brisure de symétrie, voire de l'existence même d'une

symétrie sous-jacente. Par ailleurs, elle démontre que l'incomplétude du MS se manifeste à une énergie expérimentalement accessible : l'étude de collisions à haute énergie offre un moyen de découvrir ce qui se cache derrière cette limitation, que ce soit le boson de Higgs ou autre chose. C'est cette dernière considération qui a fait de la recherche du boson de Higgs une des questions centrales de la physique des particules, qui fait l'objet du premier chapitre de ce manuscrit.

La recherche et la caractérisation du boson de Higgs repose sur la manière dont il se couple aux autres particules du Modèle Standard. Son interaction avec les bosons de jauge W et Z est entièrement déterminée par la structure de la symétrie électro-faible, au contraire de son couplage aux fermions - appelé secteur de Yukawa - qui est de nature plus arbitraire, puisque non-contraint par la symétrie électro-faible. Il est donc fondamental de sonder expérimentalement ces deux types de propriétés du boson de Higgs, comme le reflète la structure du présent chapitre. Le lepton tau, lepton chargé de la troisième génération, est le plus lourd lepton du MS ($m_\tau = 1.78 \text{ GeV}$) et possède de ce fait des propriétés uniques. Ce lepton découvert en 1976 [11] est le seul lepton à se désintégrer en hadrons, ce qui permet d'étudier l'interaction forte à la limite de la perturbativité¹, mais rend sa reconstruction difficile tout particulièrement sur collisionneur hadronique. Enfin, sa masse importante induit un couplage au champ de Higgs bien plus grand que ses homologues de la première et seconde générations, ce qui en fait une sonde unique pour le secteur de Yukawa du boson de Higgs. Dans ce chapitre, l'ensemble des recherches sur le lepton tau et le boson de Higgs seront présentées en commençant par l'identification des leptons tau, discutée section 1.1. Les travaux portant sur le couplage entre le champ de Higgs et les bosons de jauge électro-faible W dans l'expérience $D\bar{O}$ au Tevatron sera décrite section 1.2. Enfin, la première mise en évidence du couplage entre le champ de Higgs et le lepton tau dans l'expérience ATLAS au LHC sera discutée section 1.3.

1.1 Identification des leptons tau dans ATLAS et $D\bar{O}$

Cette section est organisée de la manière suivante. Les signatures expérimentales des leptons tau sont discutées à la section 1.1.1, ainsi que la liste des points étudiés pour améliorer leur identification dans l'expérience $D\bar{O}$. Ensuite, l'une des approches basée sur le détecteur de pied de gerbe de $D\bar{O}$ est détaillée à la section 1.1.2. L'amélioration finale obtenue sur l'identification des leptons tau dans $D\bar{O}$ est discutée à la section 1.1.3. Enfin, une étude visant à mieux comprendre les différences d'efficacité d'identification et de réjection entre données et simulation dans l'expérience ATLAS est présentée à la section 1.1.4.

1.1.1 Signature expérimentale et méthodes d'identification

L'exploitation des leptons tau (noté τ) en collisions hadroniques représente plusieurs difficultés. Du fait de son temps de vie ($c\tau_{\text{vie}} = 87 \mu\text{m}$), le lepton tau se désintègre avant d'être détecté et doit donc être reconstruit à partir de ses produits de désintégration. De plus, le(s) neutrino(s) issu(s) de sa désintégration traverse(nt) le détecteur sans interagir rendant une partie de l'énergie du lepton tau non mesurable. La multiplicité des états finaux possibles augmente encore la difficulté avec 35% de désintégration en électron ou muon (noté τ_ℓ) et 65% de désintégration en hadrons (noté τ_h). D'une part, les électrons et muons issus des désintégrations leptoniques du lepton tau, conduisent à un rapport d'embranchement de 9% pour le cas typique d'une résonance se désintégrant en une

1. Par exemple, les fonctions spectrales des désintégrations hadroniques du lepton tau ont été utilisées pour mesurer les corrections non perturbatives de l'interaction forte, entrant dans la prédiction de $g - 2$ du muon [12].

paire de leptons tau $X \rightarrow \tau\tau$. Les leptons produits sont en outre indiscernables de ceux provenant de la désintégration directe des bosons W et Z , ce qui rend difficile la mise en évidence du lepton tau intermédiaire. D'autre part, les modes de désintégration hadronique engendrent des signatures expérimentales multiples selon les hadrons présents dans l'état final (cf. tableau 1.1) et souffrent d'un taux important de contamination en jets, objets fréquemment produits lors de collisions hadroniques. La figure 1.1 compare les signatures typiques d'un lepton tau se désintégrant en hadrons et celle d'un jet. L'identification des leptons tau consiste donc principalement à différencier ces deux objets.

Table 1.1: Modes de désintégration hadronique du lepton tau et signatures expérimentales associées.

désintégration typique	BR	signature expérimentale
$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$	10.9%	un dépôt calorimétrique + une trace associée
$\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$	36.5%	un dépôt calorimétrique + une trace associée au moins un sous-dépôt électromagnétique
$\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm (\rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm) \nu_\tau$	13.9%	un dépôt calorimétrique + au moins deux traces

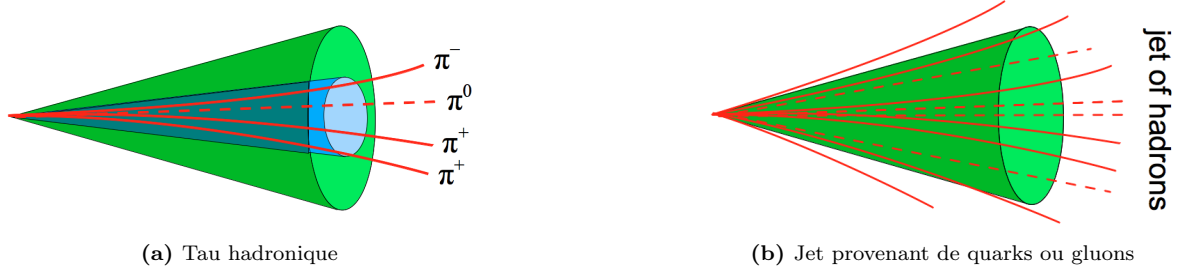


Figure 1.1: Signature expérimentale d'un lepton tau se désintégrant en hadrons (à gauche) et d'un jet issu de l'hadronisation d'un système de quarks ou de gluons (à droite). Schéma extrait de [13].

En résumé, les tau hadroniques sont des objets étroits avec peu de traces ; les propriétés utilisées pour les identifier parmi les jets se regroupent en trois catégories :

1. la (sous-) structure du dépôt calorimétrique ;
2. le nombre de traces et leurs impulsions ;
3. la corrélation entre les traces et le dépôt calorimétrique.

Suivant la résolution des détecteurs (très différente pour les systèmes calorimétriques d'ATLAS et de DØ), ces propriétés peuvent être exploitées plus ou moins finement comme le montrent les quelques exemples qui suivent. Les performances obtenues seront ensuite discutées, pour finir avec une description de la stratégie d'amélioration adoptée.

1.1.1.1 Structure et sous-structure du dépôt calorimétrique

Au premier ordre, ce qui discrimine un tau hadronique d'un jet est l'extension transverse du dépôt calorimétrique : les jets possèdent des dépôts plus larges, comme illustré figure 1.2 avec une fraction d'énergie dans le cône central² proche de 1 dans ATLAS [14] et une faible largeur quadratique moyenne

². Cette fraction, notée f_{cent} , est définie comme l'énergie calorimétrique contenue dans $\Delta R < 0.2$ rapportée à celle contenue dans le cône $\Delta R < 0.4$ (cf. cônes bleu et vert de la figure 1.1).

pondérée par l'énergie des cellules dans DØ [15]. En examinant plus finement la sous-structure du dépôt calorimétrique, les photons de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ peuvent également être résolus afin de reconstruire (idéalement) $\rho^\pm \rightarrow \pi^0\pi^\pm$, ce qui peut avoir un intérêt au-delà de l'identification des leptons tau³. Un calcul simple montre qu'un lepton tau de 50 GeV conduira à un angle typique de 30 mrad entre le π^\pm et le π^0 provenant du ρ^\pm et de 10 mrad pour les deux photons issus de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La granularité du système calorimétrique joue donc un rôle clé dans l'exploitation de cette information. En effet, le calorimètre de DØ a une résolution angulaire de $\delta\phi = 100$ mrad ($\delta\phi = 50$ mrad dans la troisième couche), ce qui rend l'utilisation de ces signatures difficile. Par contre, DØ possède un détecteur de pied de gerbe d'une granularité de 10 mrad et son utilisation dans le cadre de l'identification des leptons tau est discutée section 1.1.2. Dans ATLAS, la granularité angulaire du calorimètre correspond à $\delta\phi = 25$ mrad dans la deuxième couche du calorimètre et à $\delta\theta = 3$ mrad pour la première couche, rendant possible une reconstruction des produits de désintégration du tau. Une méthode, appelée *Tau Particle Flow*, a d'ailleurs été développée [18].

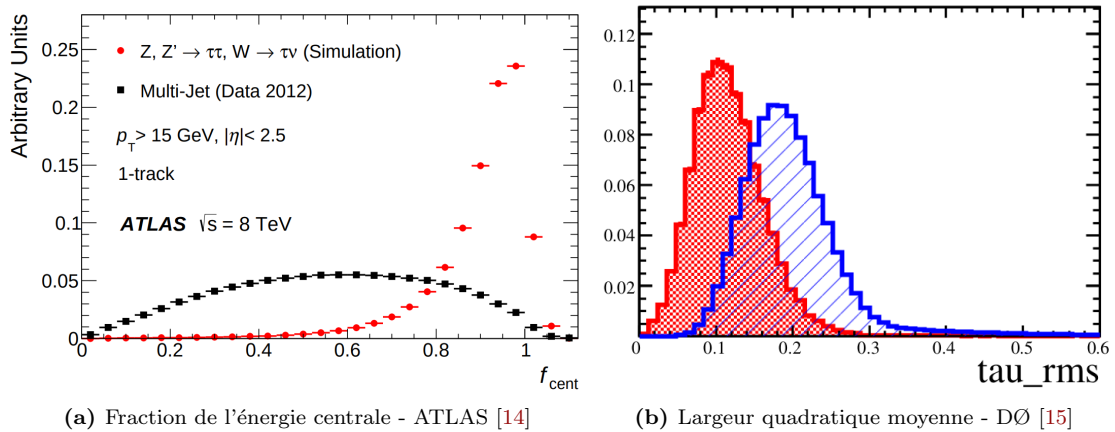


Figure 1.2: Distributions illustrant la répartition de l'énergie dans le dépôt calorimétrique pour les tau hadroniques (histogramme rouge) et les jets (histogrammes noir à gauche et bleu à droite). Les deux observables montrent que les tau hadroniques ont une énergie déposée plus localisée que les jets (fraction centrale plus grande, extension transverse plus faible)

1.1.1.2 Système de traces

Le système de traces issues d'un lepton tau hadronique possède plusieurs propriétés importantes qui le différencient du système de traces d'un jet. Premièrement, un tau hadronique n'aura qu'une ou trois traces dans un cône étroit pointant toutes vers le dépôt calorimétrique, avec une masse invariante associée inférieure à celle du lepton tau. La figure 1.3a montre la distribution du rayon moyen des traces pondérées par leur impulsion pour le lepton tau hadronique et les jets. La figure 1.3b montre la fraction d'impulsion emportée par les traces voisines des 3 traces principales. Par ailleurs, en raison du temps de vol du lepton tau avant sa désintégration, les traces pourront avoir un paramètre d'impact mesurable (suivant la résolution des détecteurs), qui peut alors améliorer la suppression des jets. Cette information n'était pas incluse dans l'algorithme d'identification de DØ et l'amélioration qu'elle apporte sera discutée en section 1.1.3.

3. Accéder expérimentalement aux produits de désintégration individuels du tau permet de remonter à des informations de polarisation et rend possible des mesures de spin, en particulier pour $H \rightarrow \tau\tau$ [16, 17].

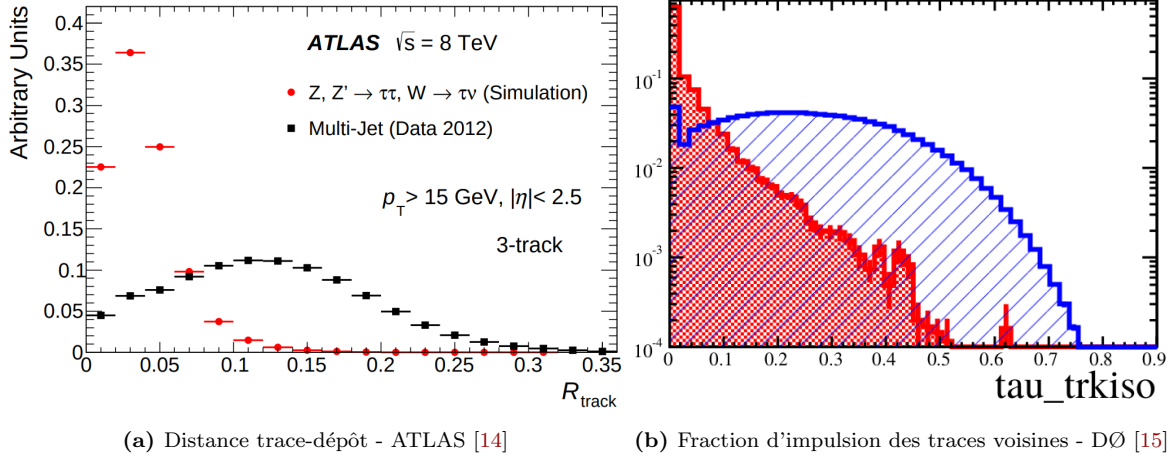


Figure 1.3: Distributions illustrant le faible nombre de traces pour les tau hadroniques (histogramme rouge) et les jets (histogrammes noir à gauche et bleu à droite). Les deux observables montrent que les taus hadroniques ont peu de traces énergétiques formant un cône plutôt étroit.

1.1.1.3 Corrélations entre traces et dépôt calorimétrique

La physique du lepton tau induit nécessairement des corrélations spécifiques entre les propriétés des traces et celles du dépôt calorimétrique. Sans en faire la liste exhaustive, on peut citer la fraction d'énergie neutre qui doit être nulle pour une désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$, ou encore un écart angulaire entre la partie neutre et chargée compatible avec la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$. La distribution d'une variable sondant la fraction d'énergie neutre est montrée par la figure 1.4 pour les candidats tau ayant un sous-dépôt électromagnétique (population enrichie en $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$) à DØ.

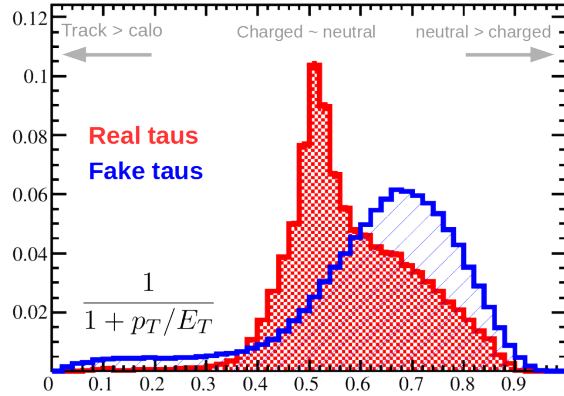


Figure 1.4: Corrélation entre dépôt du calorimètre et traces (distribution de $1/(1+p_T/E_T)$) sondant la fraction d'énergie neutre, différente pour les tau hadroniques et les jets - DØ [14]

1.1.1.4 Performances d'identification

L'ensemble des variables discriminantes ainsi construites est exploité grâce à une méthode multivariée afin de tirer partie des corrélations de manière optimale. Les performances typiques obtenues sont de 65% (60%) d'efficacité pour 1% (2%) de contamination dans DØ (ATLAS). Le comportement des deux algorithmes dépend de la cinématique du candidat ainsi que du type de contamination (jets de quark

ou de gluon) et une comparaison équitable n'est pas directe. Dans les deux expériences, l'étalonnage de ces algorithmes sur des données réelles est nécessaire car les propriétés exploitées peuvent être facilement mal décrites par la simulation (en particulier avec une approche multivariée sensible aux corrélations). En pratique, la méthode dite *tag-and-probe* est utilisée pour mesurer les efficacités dans des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ sélectionnés dans les données et dans la simulation (où le tau *tag* se désintègre suivant $\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\mu$), afin de corriger cette dernière.

1.1.1.5 Stratégie d'amélioration de l'identification des leptons tau dans DØ

Comme indiqué plus haut, l'ensemble de ces variables est exploité dans une méthode multivariée, un réseau de neurones (NN) pour DØ, qui peut être vue comme une fonction $F(\vec{p}, \vec{x})$ des variables d'entrée \vec{x} et de paramètres \vec{p} à ajuster lors de l'entraînement de l'algorithme, en minimisant une fonction d'erreur calculée sur N événements $\epsilon(\vec{p}) = 1/N \sum_{i=1}^N (F(\vec{p}, \vec{x}_i) - F_{vraie}(\vec{x}_i))^2$. On peut montrer que la fonction optimale $\hat{F}(\vec{x}) \equiv F(\vec{p}, \vec{x})$ tend vers le discriminant optimal $\eta(\vec{x}) = S(\vec{x})/(S(\vec{x}) + B(\vec{x}))$ ⁴ où $S(\vec{x})$ ($B(\vec{x})$) représente la fonction de densité de probabilité exacte du signal (bruit de fond) dans l'espace à n -dimensions engendré par \vec{x} . Il est donc possible de dégager deux grands axes, qui se déclinent chacun en plusieurs points, tous testés dans [15] - bien qu'un seul ne soit décrit en détail dans ce manuscrit. Les résultats obtenus sont discutés à la section 1.1.3.

- Améliorer la convergence de la méthode multivariée (minimiser la différence $\hat{F}(\vec{x}) - \eta(\vec{x})$) par :
 1. un ajustement du réseau de neurones (structure, échantillons, nombre d'époques, etc.)
 2. un entraînement dédié pour les candidats de haute impulsion transverse (≥ 45 GeV)
 3. un entraînement dédié pour la région inter-cryostat du détecteur DØ
- Améliorer $\eta(\vec{x})$ en ajoutant de l'information (augmenter la dimension de l'espace) en :
 1. exploitant la granularité fine du détecteur du pied de gerbe de DØ (décrit section 1.1.2)
 2. exploitant la distance de vol du lepton tau (basé sur les algorithmes de *b-tagging* [20])

L'ensemble de ces points a permis d'obtenir une identification des leptons tau plus performante (cf. section 1.1.3), à une exception près : l'exploitation du détecteur de pied de gerbe. Pourtant, c'est précisément cette étude que j'ai choisie de détailler ici pour la simple raison que cet "échec" m'a beaucoup apporté sur le plan scientifique et a éprouvé ma patience et ma ténacité bien plus que la plupart des autres études que j'ai pu mener.

1.1.2 Exploitation du détecteur de pied de gerbe dans DØ

Lors de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$, le système (π^\pm, π^0) provient systématiquement de la désintégration d'un méson ρ^\pm , contrairement au cas d'un jet. Par conséquent, les variables associées aux composantes électromagnétique et hadronique de la gerbe permettent de sonder la présence d'un méson ρ , voire de le reconstruire. Cette information est utilisée dans l'algorithme initial à travers une variable $\delta\alpha \equiv 1/\pi\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ où $\Delta X \equiv X_{trk} - X_{calo}$ mais l'approche tentée dans cette section consiste à incorporer la mesure du détecteur de pied de gerbe (CPS pour "Central Pre Shower"), ayant une segmentation en ϕ dix fois plus fine que celle du calorimètre.

4. Le fait que $\hat{F}(\vec{x})$ converge vers $\eta(\vec{x})$ dans la limite d'un échantillon de statistique infinie s'obtient en dérivant $\int S(\vec{x})(F(\vec{x}) - F_{sig})^2 d\vec{x} + \int B(\vec{x})(F(\vec{x}) - F_{bkg})^2 d\vec{x}$ par rapport à $F(\vec{x})$, où $F_{sig} = 1$ et $F_{bkg} = 0$ [19].

1.1.2.1 Description du détecteur de pied de gerbe

Ce sous-détecteur [21] est situé à un rayon $r_{cps} = 73$ cm du faisceau, entre le solénoïde et le calorimètre (cf. figure 1.5), et couvre la région $|\eta| < 1.31$. Il est composé de trois couches de 2560 bandes scintillantes chacune (*strip*). L'orientation des bandes est différente pour chaque couche, configuration dite stéréo : les bandes de la couche la plus proche du faisceau (notée x dans le texte et z sur la figure 1.5a) sont alignées avec l'axe du faisceau Oz , celles des deux couches suivantes (notées u et v) ont un angle de 23.8 et de -24.0 degrés avec l'axe Oz . La position de l'impact le long d'une bande scintillante n'est pas accessible puisque la bande entière s'allume sous l'effet du passage d'une particule électromagnétique incidente. Par conséquent, cette configuration stéréo est nécessaire pour reconstruire la position du dépôt électromagnétique dans le plan (η, ϕ) .

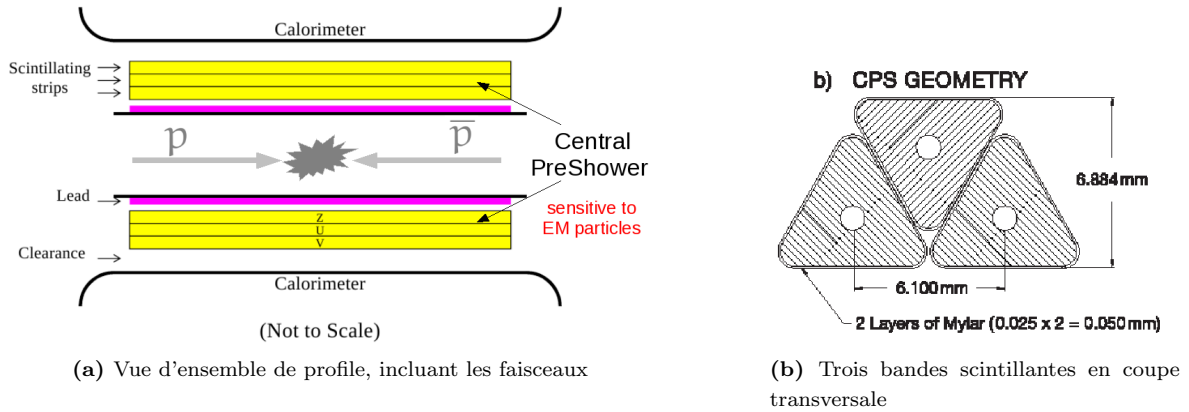


Figure 1.5: Schéma du détecteur de pied de gerbe central avec ses trois couches (à gauche) et de l'agencement des bandes scintillantes entre elles (à droite).

1.1.2.2 Algorithme de reconstruction dédié

La collaboration DØ a développé une reconstruction de dépôt d'énergie dans le CPS, qui a été utilisée en premier lieu. Deux observables ont été construites : $\log(\Delta R(\text{CPS}, \text{trk}))$ sondant l'angle entre la composante électromagnétique et la composante chargée, et $E_{\text{CPS}}/E_{\text{calo}}$ mesure le développement longitudinal de la gerbe. L'introduction de ces deux observables dans le réseau de neurone n'a montré aucune amélioration. Cependant, en raison d'un seuil en énergie sur la reconstruction officielle, 15% des candidats n'ont aucun dépôt CPS associé. Par ailleurs, l'extension spatiale du dépôt dans le CPS n'est pas reconstruite. Pour ces deux raisons, une reconstruction dédiée a été élaborée à partir des informations de chaque bande scintillante au voisinage de la trace du candidat tau. La position de chaque bande est repérée dans le plan $(\phi, z/r_{cps})$ ⁵, correspondant au "déroulement" du cylindre de la figure 1.5a, comme illustré sur la figure 1.6.

5. Cet espace est équivalent au plan (η, ϕ) puisque $\eta = \sinh(z/r_{cps})$.

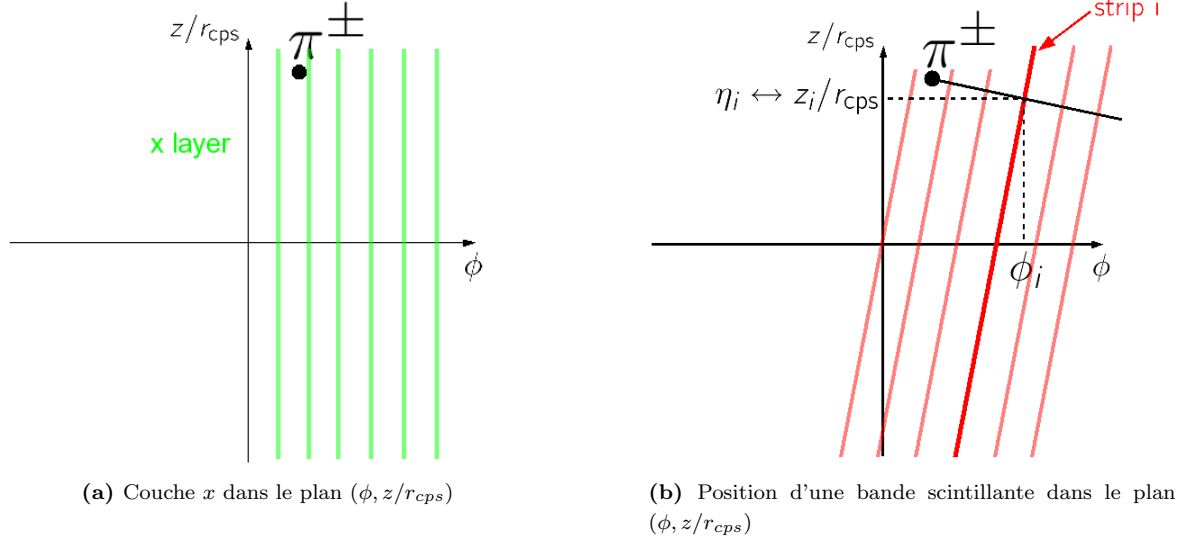


Figure 1.6: Système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie du détecteur de pied de gerbe et définition de la position d'une bande (l'axe du faisceau est l'axe vertical Oz).

Une reconstruction en quatre étapes. D'abord les bandes scintillantes sont combinées par couche, puis les couches u et v sont combinées permettant de reconstruire une position dans le plan (η, ϕ) , enfin la couche x est ajoutée apportant alors une information sur ϕ uniquement. La difficulté principale rencontrée lors de cette reconstruction provient du fait que la position du dépôt le long de la bande n'est pas connue : la bande entière s'allume sous l'effet du passage d'une particule électromagnétique. Cette complication conduit à une quatrième étape visant à limiter la pollution du reste de l'événement sur la mesure du dépôt associé au candidat τ dans le détecteur de pied de gerbe.

1. Pour chaque couche k , la position moyenne $\langle d \rangle_k$ est calculée avec les bandes au voisinage de la trace vérifiant $\Delta R(\text{strip}, \text{track}) \leq 0.3$. La Figure 1.7a illustre la définition de la distance d_i entre la bande i et la trace. L'énergie totale déposée dans la couche k , notée E_k^{tot} , et la taille du dépôt de la couche k , notée σ_k , sont définies par :

$$E_k^{\text{tot}} = \sum_i E_k^i \quad (1.1)$$

$$\langle d \rangle_k = \sum_i \frac{E_k^i}{E_k^{\text{tot}}} d_k^i \quad (1.2)$$

$$\sigma_k^2 = \sum_i \frac{E_k^i}{E_k^{\text{tot}}} (d_k^i - \langle d \rangle_k)^2 \quad (1.3)$$

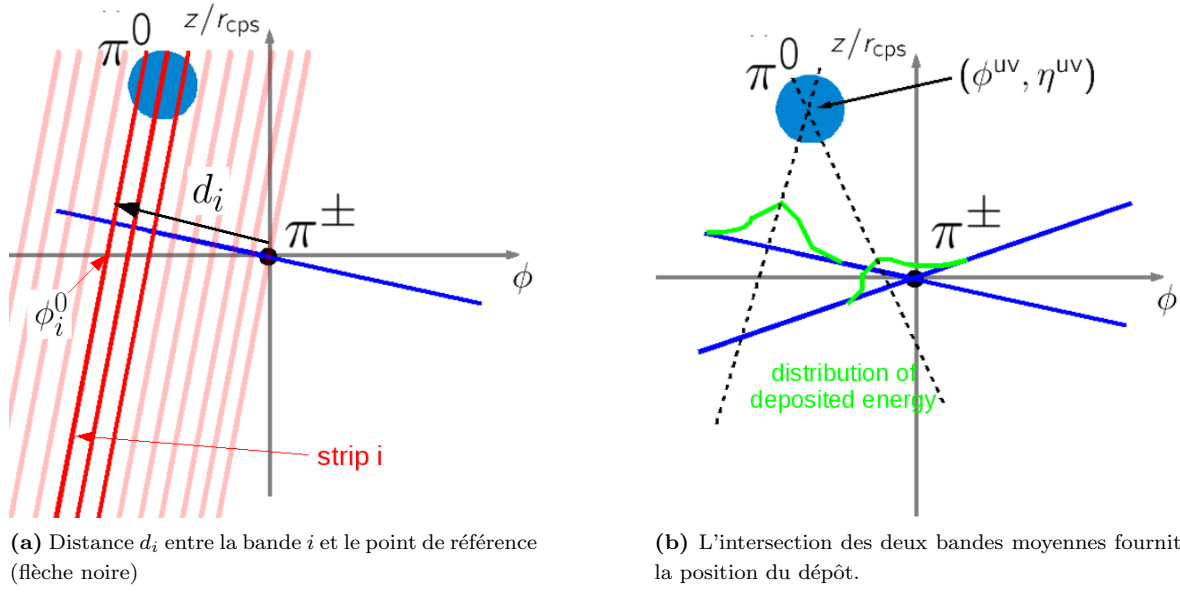


Figure 1.7: Schéma de l'effet d'une particule électromagnétique (ici le système (γ, γ) issu d'un π^0) sur chaque bande scintillante : les bandes touchées sont en gras (à gauche). La figure de droite illustre la reconstruction du dépôt à partir de la combinaison de l'information des couches u et v .

2. Les couches u et v permettent de déterminer complètement la position du dépôt, notée $(\eta^{\text{uv}}, \phi^{\text{uv}})$ en calculant l'intersection des deux droites passant par $(\eta, \phi)_k$ et de pente $\tan \alpha_k$ ($k = u, v$) comme illustré Figure 1.7b :

$$\phi^{\text{uv}} = \frac{1}{\cot \alpha_u - \cot \alpha_v} \left\{ - (1 + \cot^2 \alpha_u) (z/r)_u + (1 + \cot^2 \alpha_v) (z/r)_v \right\} \quad (1.4)$$

$$\frac{r^{\text{uv}}}{z} = \frac{1}{\cot \alpha_u - \cot \alpha_v} \times \quad (1.5)$$

$$\left\{ - \cot \alpha_v (1 + \cot^2 \alpha_u) (z/r)_u + \cot \alpha_u (1 + \cot^2 \alpha_v) (z/r)_v \right\} \quad (1.6)$$

3. La mesure de la couche x concerne uniquement la coordonnée ϕ et se combine avec les mesures des couches u et v par une moyenne pondérée par $1/\sigma$, produisant un dépôt reconstruit avec les caractéristiques suivantes :

$$\eta_{\text{cps}} = \eta_{\text{uv}} \quad (1.7)$$

$$\phi_{\text{cps}} = \frac{\phi_x / \sigma_x^\phi + \phi^{\text{uv}} / \sigma_{\text{uv}}^\phi}{1/\sigma_x^\phi + 1/\sigma_{\text{uv}}^\phi} \quad (1.8)$$

$$E_{\text{cps}} = E_x^{\text{tot}} + E_u^{\text{tot}} + E_v^{\text{tot}} \quad (1.9)$$

$$\sigma_{\text{cps}} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2} \quad (1.10)$$

4. La structure en bandes scintillantes de ce détecteur induit un effet indésirable : une bande proche de la trace peut être activée par une particule éloignée du candidat étudié, comme expliquée sur la figure 1.8a. Dans l'algorithme présenté jusqu'à présent, cette bande est prise en compte alors qu'elle n'est pas associée à l'objet que l'on souhaite reconstruire. Une procédure basée sur les corrélations entre les trois couches a été développée dans le but d'éliminer ces dépôts parasites (cf. figure 1.8b). Un estimateur ξ de la corrélation entre les couches est défini en fonction de la

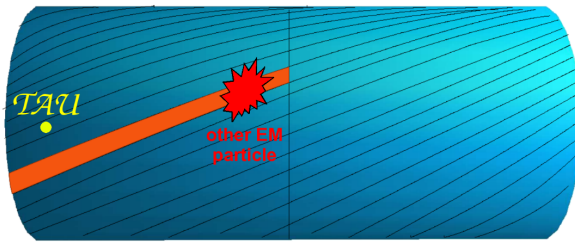
position ϕ :

$$\xi(\phi) = \frac{E_x(\phi) + E_u(\phi) + E_v(\phi)}{\frac{1}{3}(E_x^{\text{tot}} + E_u^{\text{tot}} + E_v^{\text{tot}})}$$

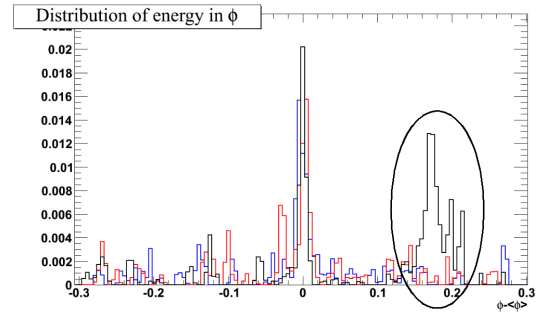
La quantité $\xi(\phi)$ sera plus grande pour les bandes touchées par un dépôt affectant les trois couches simultanément, que pour un dépôt parasite à éliminer. Les bandes sélectionnées doivent satisfaire les critères suivant (ϕ_0 et ϕ_1 sont deux indices courants et s représente l'ensemble des bandes - *strip* - à analyser) :

- la bande $s(\phi_0)$ est sélectionnée si $\xi(\phi_0) \geq \alpha\xi_{\text{max}}$,
- toutes les bandes au voisinage de ϕ_0 sont sélectionnées, *i.e.* $s(\phi_1)$ avec $\phi_1 \in [\phi_0 - \delta\phi; \phi_0 + \delta\phi]$,
- une même bande n'est jamais comptée deux fois.

où α et $\delta\phi$ sont deux paramètres libres de la reconstruction, dont la valeur finale est discutée plus bas.



(a) Puisque la position de l'impact le long de la bande n'est pas déterminée, certains dépôts d'énergie proches du candidat peuvent être utilisés alors qu'ils n'ont aucun lien avec celui-ci.

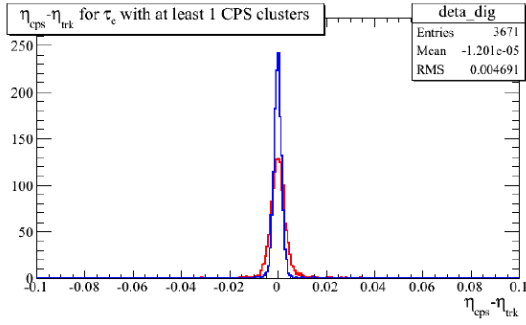


(b) Distribution de l'énergie en fonction de ϕ (centrée sur la position de la trace) pour les trois couches x (noir), u (bleu) et v (rouge). Le cercle noir indique un dépôt d'énergie présent dans la couche x uniquement.

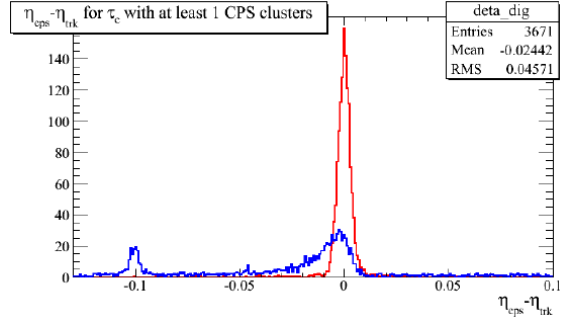
Figure 1.8: Importance des corrélations entre les trois couches du détecteur de pied de gerbe.

Analyse et correction des biais. Dans le but de valider la reconstruction ainsi élaborée, un échantillon d'électrons est analysé pour mesurer le biais et la résolution sur la position du dépôt dans le CPS. Deux effets ont été identifiés et corrigés. D'abord, les valeurs des angles stéréos implémentées dans les données simulées étaient différentes des valeurs "constructeurs" utilisées dans la combinaison des couches u et v de la figure 1.7b. Une méthode d'alignement *in situ* basée sur la résolution de la reconstruction a été mise au point et validée [15]. Le second effet porte sur un biais de la position reconstruite apparaissant lorsque le dépôt à reconstruire est loin du point de référence⁶ (cf. figures 1.9a, 1.9b). L'origine de ce biais réside dans l'estimation des corrélations entre les trois couches : si le dépôt d'énergie se trouve trop loin du point de référence, les angles stéréo impliquent une corrélation entre des positions en ϕ légèrement différentes pour chaque couche comme le suggère la figure 1.9c. Pour pallier ce problème, le processus de reconstruction est itéré en changeant le point de référence afin de réduire la distance entre celui-ci et le dépôt à reconstruire. Le dépôt reconstruit à l'étape $n - 1$ devient le point de référence de l'étape n . En pratique, cinq itérations suffisent. Les figures 1.9c, 1.9d montrent que les itérations suppriment le biais observé.

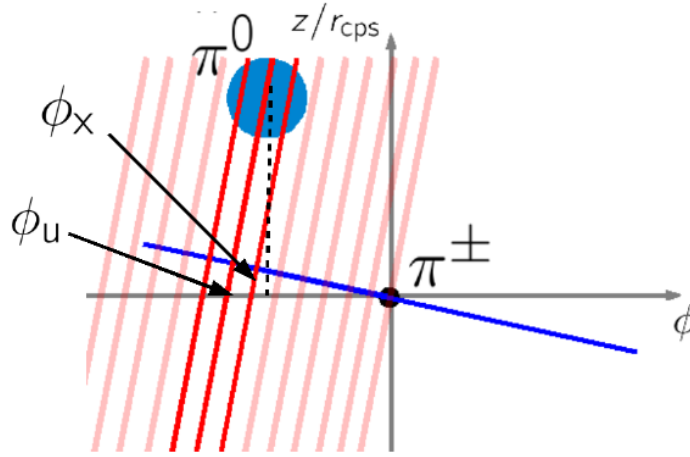
6. L'aptitude de l'algorithme à reconstruire un dépôt électromagnétique (supposé être le π^0) distant du point de référence, *i.e.* la trace (supposée être le π^\pm) est cruciale pour l'identification de $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ puisque la séparation angulaire entre le π^\pm et le π^0 informe sur leur origine commune (ou non).



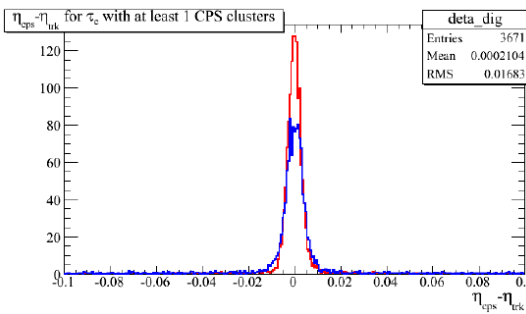
(a) Résolution en η pour la reconstruction officielle (rouge) et la reconstruction dédiée avant correction (bleu), avec un point de référence sur la trace : les dépôts semble être tous reconstruits à la bonne position.



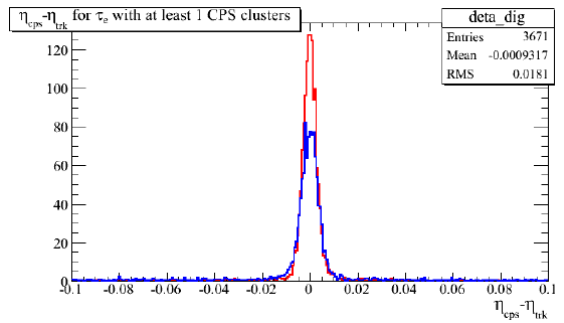
(b) Résolution en η pour la reconstruction officielle (rouge) et la reconstruction dédiée avant correction, avec un point de référence déplacé de (0.1, 0.1) par rapport à la trace : une fraction des dépôts sont artificiellement reconstruit au nouveau point de référence.



(c) Corrélation attendue pour un même dépôt d'énergie à des angles différents suivant les couches $\phi_x \neq \phi_u \neq \phi_v$. Les corrélations attendues sur la couche u (rouge) et sur la couche x (ligne pointillée noire) ont des angles ϕ différents.



(d) Résolution en η pour la reconstruction officielle (rouge) et la reconstruction dédiée après correction (bleu), avec un point de référence sur la trace.



(e) Résolution en η pour la reconstruction officielle (rouge) et la reconstruction dédiée après correction (bleu), avec un point de référence déplacé de (0.1, 0.1) par rapport à la trace : le dépôts sont maintenant reconstruits à la bonne position.

Figure 1.9: Mise en évidence et correction du biais de position avec la distance par rapport au point de référence. Pour l'échantillon d'électrons utilisé ici, la position du dépôt doit être alignée avec celle de la trace, quelque soit la position de référence de la reconstruction.

Optimisation des paramètres de la reconstructions. La reconstruction ainsi mise au point possède trois paramètres : le cône définissant les bandes à garder autour du point de référence ($\Delta R(trk, strip)$), le seuil sur l'estimateur des corrélations couche à couche (α) et l'intervalle en ϕ autour d'une point ayant une forte corrélation qui définit les bandes à garder ($\delta\phi$). Ces paramètres sont optimisés pour maximiser le pouvoir de séparation \mathcal{S} des trois observables CPS ($\log(\Delta R(CPS, trk))$, E_{CPS}/E_{calo} et la taille du dépôt σ_{cps}) entre les leptons tau hadroniques et les jets :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{2} \int \frac{(S(x) - B(x))^2}{S(x) + B(x)} dx$$

où $S(x)$ (resp. $B(x)$) sont les densités de probabilité des leptons tau (resp. des jets) de l'observable étudiée. Cet estimateur tend vers l'unité pour des distributions parfaitement discriminantes et vers zéro pour des distributions identiques. La figure 1.10 montre le comportement de \mathcal{S} pour différents paramètres de reconstruction. Deux points de fonctionnement sont adoptés, le premier avec peu de bandes pour une mesure précise de la position ($\alpha = 80\%$) et l'autre avec plus de bandes pour mesurer l'énergie et la taille du dépôt ($\alpha = 10\%$).

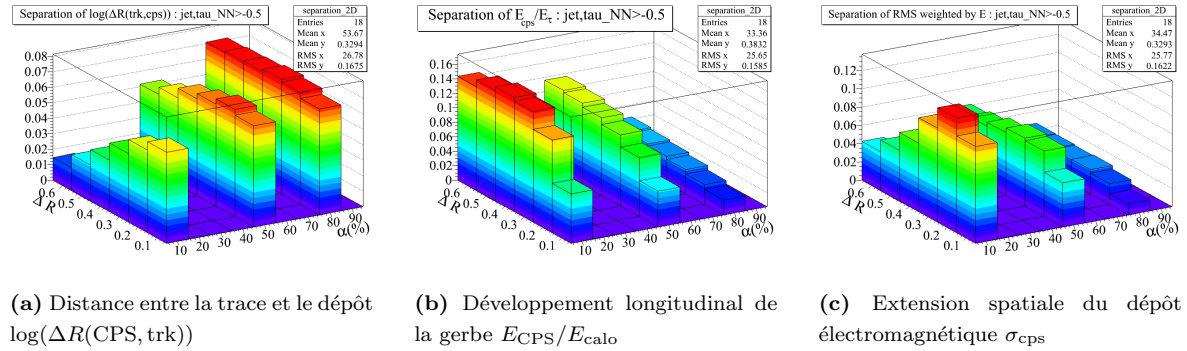


Figure 1.10: Pouvoir de séparation entre les taus hadroniques et les jets en fonction de $\Delta R(trk, strip)$ et de α (pour $\delta\phi = 0.012$)

1.1.2.3 Impact des variables CPS sur l'identification des leptons tau

La figure 1.11 montre les distributions des observables reconstruites pour les tau et les jets, ainsi que les performances du réseau de neurones après re-entraînement incluant ces nouvelles variables. La structure de la distribution de la figure 1.11a montre deux populations pour le cas des leptons tau : l'une à faible ΔR , provenant de la contamination des électrons ; et l'autre à haut ΔR correspondant aux mésons ρ . Malgré le pouvoir discriminant manifeste des trois variables CPS, l'amélioration finale de l'algorithme d'identification est négligeable. Une étude rapide basée sur les particules générées dans la simulation a montré que les jets ayant une grande valeur du réseau de neurone contenait des mésons ρ et leur identification n'apporte donc pas d'information utile. L'autre point est que ces informations sont probablement assez corrélées aux variables déjà présentes dans l'algorithme d'identification pour que leur ajout ne change pas la donne. En définitive, l'information extraite du détecteur de pied de gerbe n'est donc pas gardée pour l'identification des leptons tau.

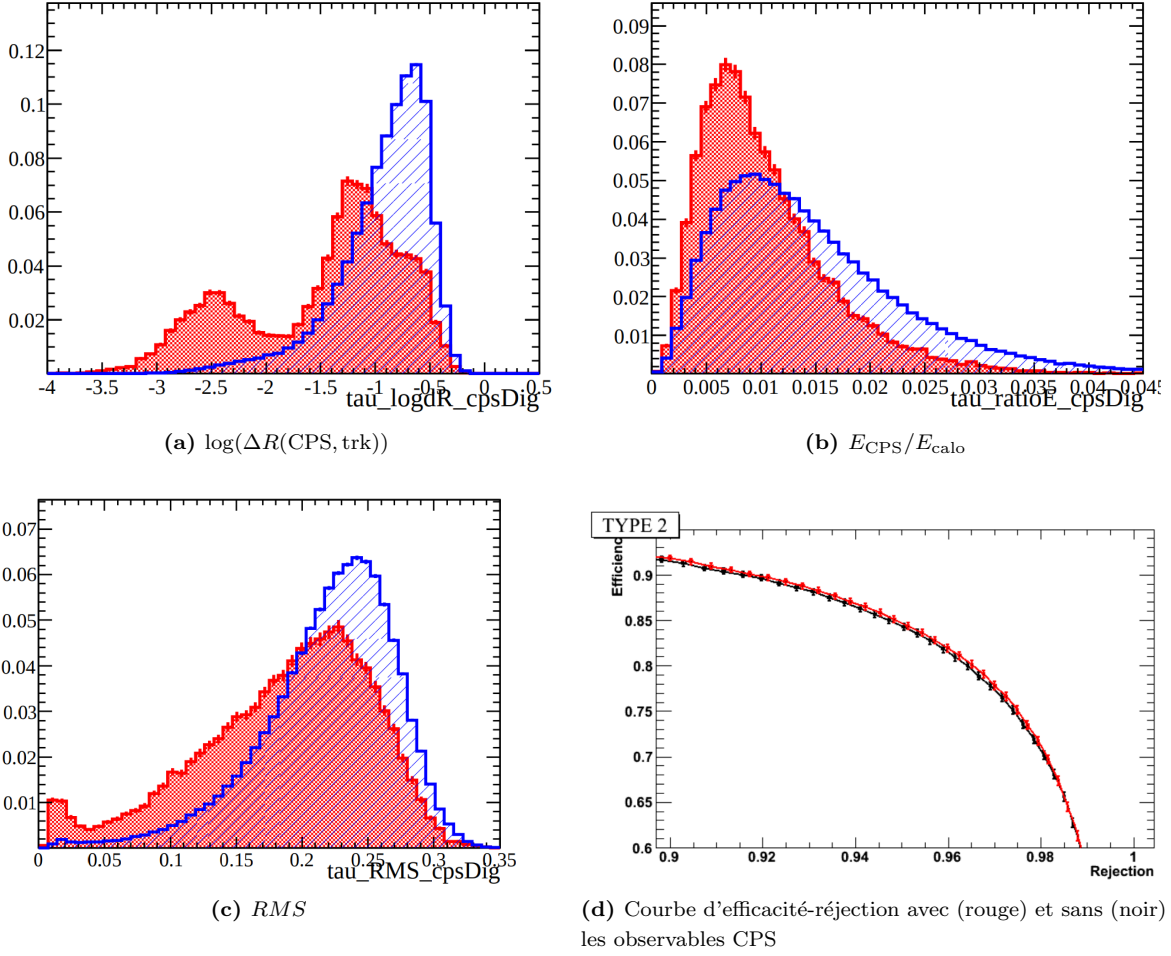


Figure 1.11: Distribution des observables du détecteur de pied de gerbe pour les tau (rouge plein) et les jets (bleu hachuré), et comparaison des performances du réseau de neurones avec et sans l'ajout de ces variables.

1.1.3 Améliorations de l'identification des leptons tau dans DØ

Après avoir implémenté toutes les modifications listées à la fin de la section 1.1.1, il est important de mesurer les performances de la nouvelle identification sur des échantillons indépendants et en particulier sur des données réelles. En effet, l'entraînement est basé sur des tau hadroniques provenant d'événements simulés et des jets provenant de données réelles. Toute situation différente (*i.e.* tau réels et jets simulés) peut exhiber de moins bonnes performances et doit donc être testée. C'est ce qui a été fait en utilisant un échantillon enrichi en événement $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$, dont les bruits de fond principaux proviennent de la production $p\bar{p} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu) + \text{jets}$ (estimée par la simulation) et la production multi-jets (estimée à partir de données). Plus de détails sur l'estimation des fonds instrumentaux qui concernent les tau hadroniques sont donnés aux sections 1.2, 1.3. Le tableau 1.2 donne les nombres de vrais leptons tau identifiés dans la simulation et dans les données pour l'algorithme d'origine et sa version optimisée ainsi que le nombre de jets faussement identifiés, choisi comme étant similaire pour définir des points de fonctionnement comparables. La figure 1.12 montre la distribution de l'impulsion transverse des candidats tau ainsi sélectionnés avec la contribution de chaque bruit de fond, avant identification, après identification d'origine et après identification optimisée.

Table 1.2: Nombre d'événements dans la sélection $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$. L'identification optimisée permet un gain supérieur à 10% dans les données pour une réjection meilleure de plus de 5%.

Identification	tau simulés	tau réels	jets
Avant optimisation	4846	4480	1236
Après optimisations	5226	5026	1162

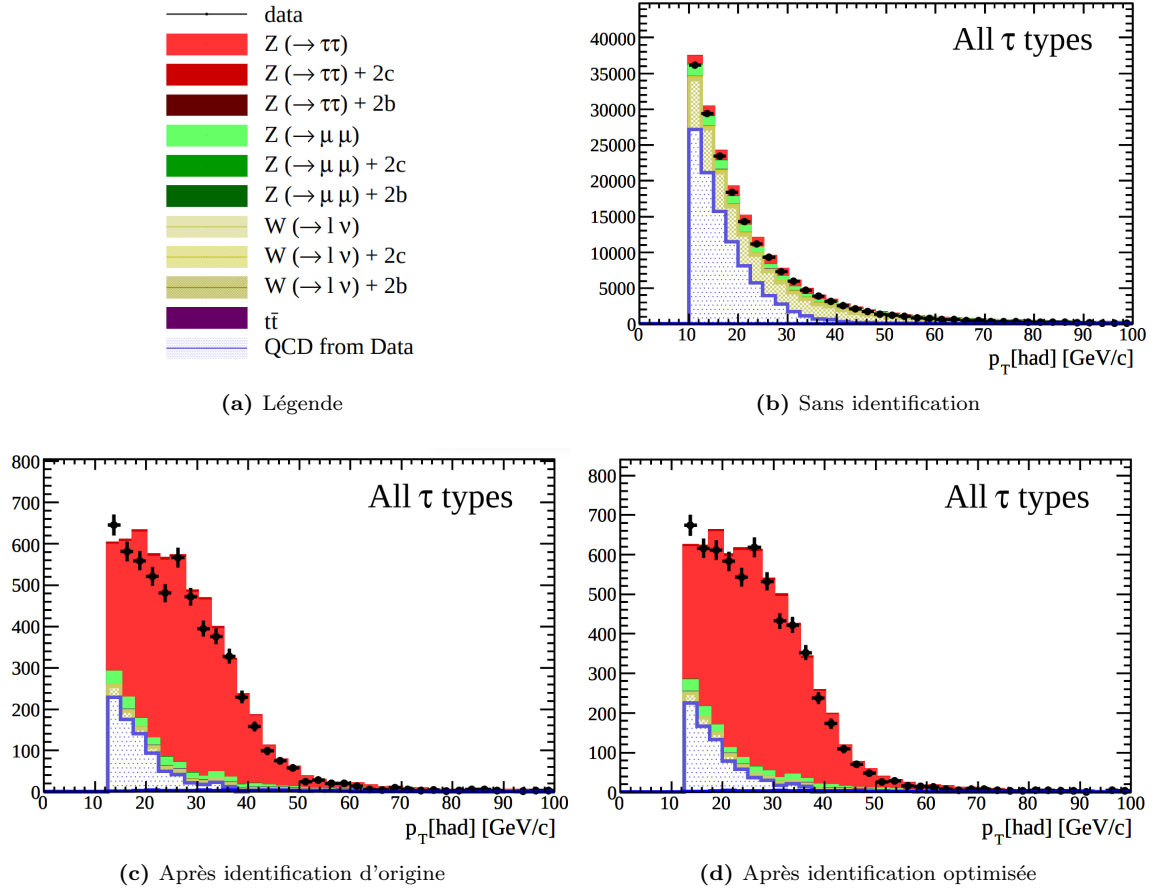


Figure 1.12: Distribution de l'impulsion transverse du candidat tau dans la sélection $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$, avec la contribution de chaque processus.

Un autre point intéressant est de voir l'effet d'un entraînement de l'algorithme d'identification dédié aux candidats de haute impulsion transverse. En effet, la comparaison du rapport signal (tau) sur bruit (jets) entre l'identification d'origine et l'identification optimisée en fonction de l'impulsion du candidat montre un gain particulièrement important au dessus de 40 GeV (cf. figure 1.13).

Par manque de temps, cette version optimisée de l'identification des leptons tau n'a pas été exploitée dans la recherche décrite à la section 1.2 [22] mais l'a été dans la dernière recherche du boson de Higgs dans l'état final $\tau\tau jj$ à $D\bar{D}$ [23], incluse dans la combinaison finale $D\bar{D}$ [24].

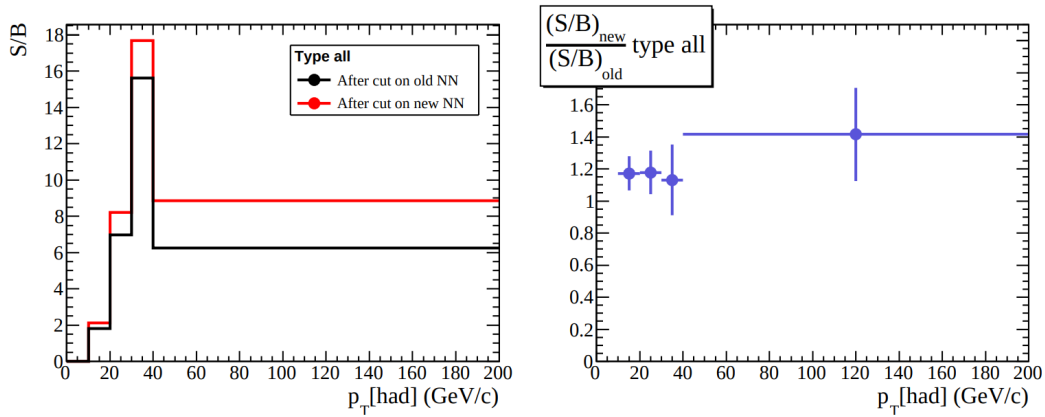


Figure 1.13: Comparaison des rapports signal sur bruit dans la simulation avant et après optimisation en fonction de l'impulsion transverse du candidat.

1.1.4 Modélisation des variables d'identification dans ATLAS

Cette section décrit une étude menée dans ATLAS visant à mieux comprendre les différences d'efficacité d'identification des leptons tau (et de réjection des jets) entre données et simulation, conduisant à des facteurs correctifs de l'ordre de 10%. Bien que cette étude n'ait pas conduit à une publication scientifique à part entière, elle a permis de dégager des axes d'amélioration clairs pour mieux décrire (et ainsi mieux exploiter) ces particules. L'identification des leptons tau parmi les jets dans ATLAS se fait par un algorithme d'arbres de décision (BDT) [14]. Par ailleurs, ce travail doit être replacé dans un contexte un peu plus général, avec deux implications particulières :

1. responsabilité d'une *task force* de l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ visant à comprendre une sur-estimation de la prédiction $Z \rightarrow \tau_\mu\tau_h$, qui s'est révélée être liée à l'identification des leptons tau à l'avant du détecteur ($1.5 \leq |\eta| \leq 2.5$) ;
2. contribution à la description des hadrons par une simulation rapide du calorimètre [25], appelée AFII⁷, pour mieux comprendre les effets des fluctuations de gerbe hadronique par rapport à leur comportement moyen. J'ai étudié ces effets en comparant la simulation complète et rapide pour des pions uniques, ainsi que pour des leptons tau, en incluant une comparaison avec les données.

La question clé de cette étude est : quelle(s) propriété(s) fondamentale(s) faut-il corriger pour obtenir une description correcte de la distribution du BDT, en particulier dans la région $\text{BDT} \sim 1$ (cf. figure 1.14) ? En effet, il est toujours plus satisfaisant de corriger une ou deux distributions capturant un problème bien identifié plutôt que de corriger une distribution plus complexe (tel un BDT) sans vraiment en comprendre l'origine.

⁷. Cette simulation *Atlas Fast simulation II* utilise une approche paramétrique des dépôts d'énergie fondée sur les propriétés moyennes des gerbes.

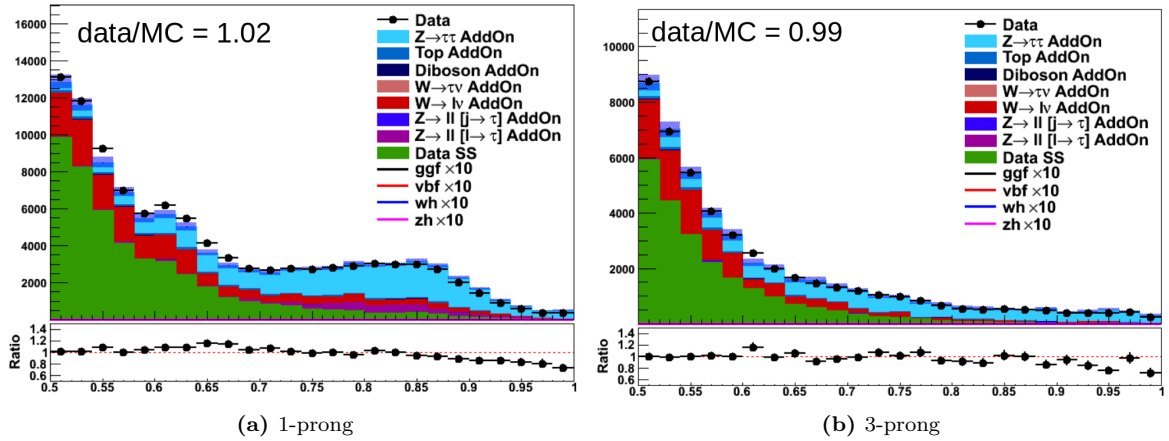


Figure 1.14: Distribution de la variable de sortie du BDT d'identification des leptons tau dans ATLAS pour 13 fb^{-1} de données enregistrées en 2012 dans l'état final $\tau_\mu \tau_h$, pour les candidats ayant une trace (à gauche) et trois traces (à droite). Les bruits de fond sont estimés par la méthode dite *OS-SS*, rapidement décrite à la section 1.3.2.

Pour ce faire, plusieurs observables utilisées dans le BDT d'identification ont été comparées dans la simulation et les données, ce qui a permis d'en isoler deux exhibant un désaccord significatif : f_{core} (fraction d'énergie dans le cône central de $\Delta R = 0.2$ par rapport au cône de $\Delta R = 0.4$) et R_{trk} (moyenne sur les traces de $\Delta R(trk, \tau_h)$ pondérée par p_T^{trk}). La comparaison des données et de la simulation est utilisée pour extraire une correction en deux étapes : (1) correction de f_{core} (2) correction résiduelle de R_{trk} dérivée après avoir appliqué la correction basée sur f_{core} . La figure 1.15 montre la valeur de ces corrections (panel du bas sur les figures 1.15a, 1.15b), ainsi que son effet sur la distribution du BDT.

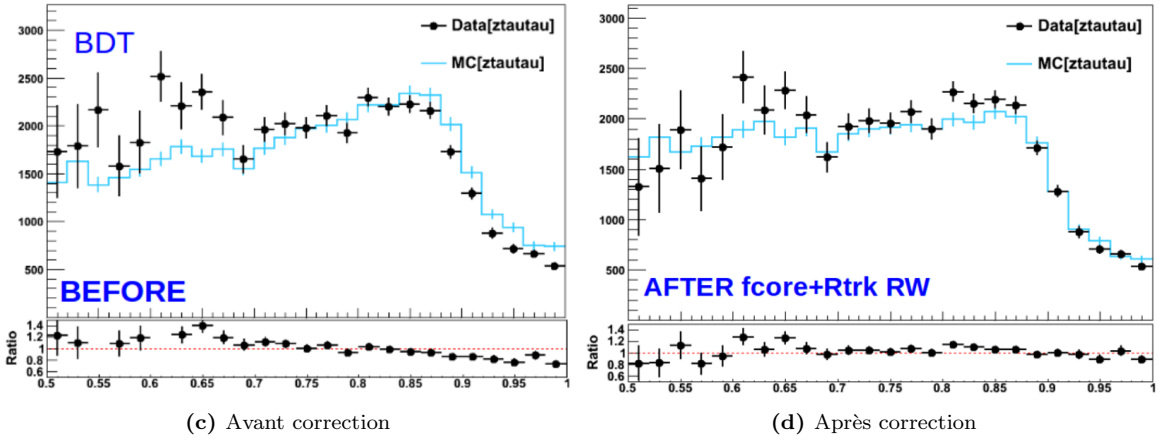
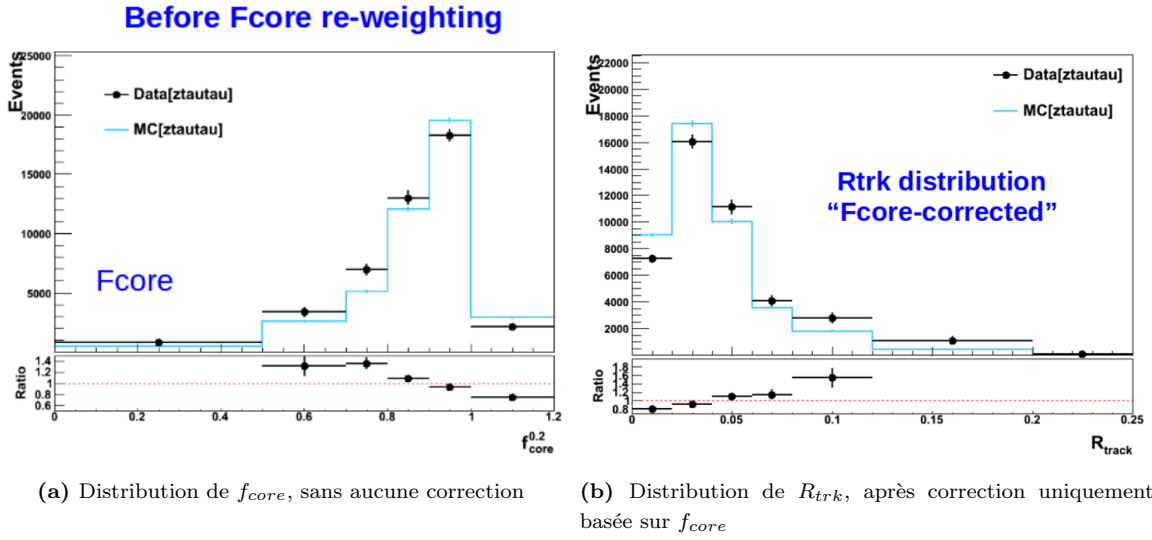


Figure 1.15: Comparaison des données et de la simulation (événements $\tau_\mu\tau_h$) pour les deux variables f_{core} et R_{trk} ainsi que les facteurs correctifs associés (en haut). Effet de cette correction sur la distribution du BDT (en bas).

Cette étude montre donc qu'il est possible de mieux décrire l'identification des leptons tau grâce à la correction de deux observables fondamentales. Il a été également montré que la mauvaise description de la fraction d'énergie centrale f_{core} était plus prononcée pour les candidats ayant $|\eta| \geq 1.5$ (cf. figure 1.16). Par ailleurs, la valeur moyenne de f_{core} change assez drastiquement à $\eta = 1.5$, transition qui semble se propager au BDT (cf. figure 1.17). Cette valeur de η correspondant physiquement au cryostat du calorimètre électromagnétique central à l'endroit où passent les câbles nécessaires au fonctionnement du calorimètre. Il est donc probable que certains détails du détecteur réel soient mal simulés dans cette région. Ces observations ont apporté des éléments pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de la *task force* mentionnée plus haut dans cette section.

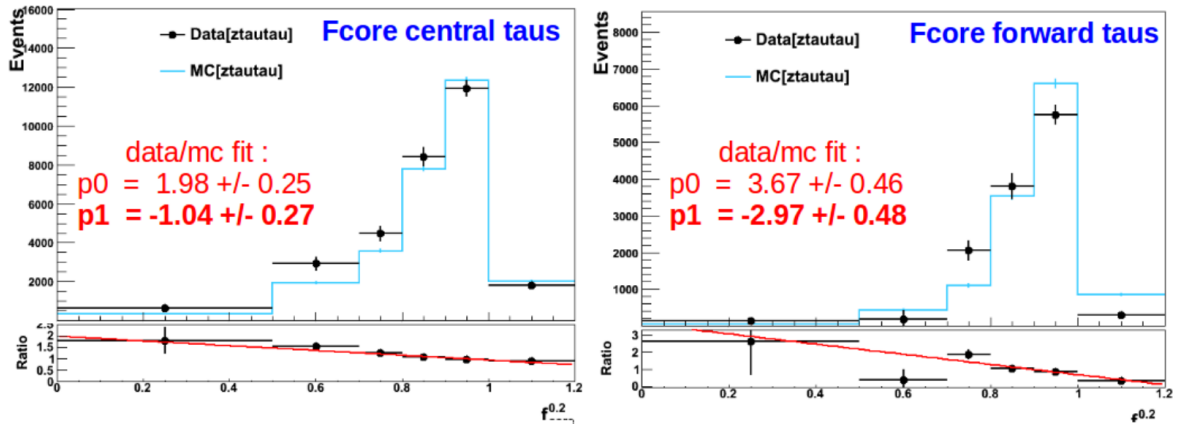


Figure 1.16: Distribution de f_{core} pour les données et la simulation pour les candidats centraux $|\eta| < 1.5$ (gauche) et à l'avant du détecteur $|\eta| \geq 1.5$ (droite). Les ajustements des rapport donnés/simulation montrent un biais plus important pour les leptons tau à l'avant.

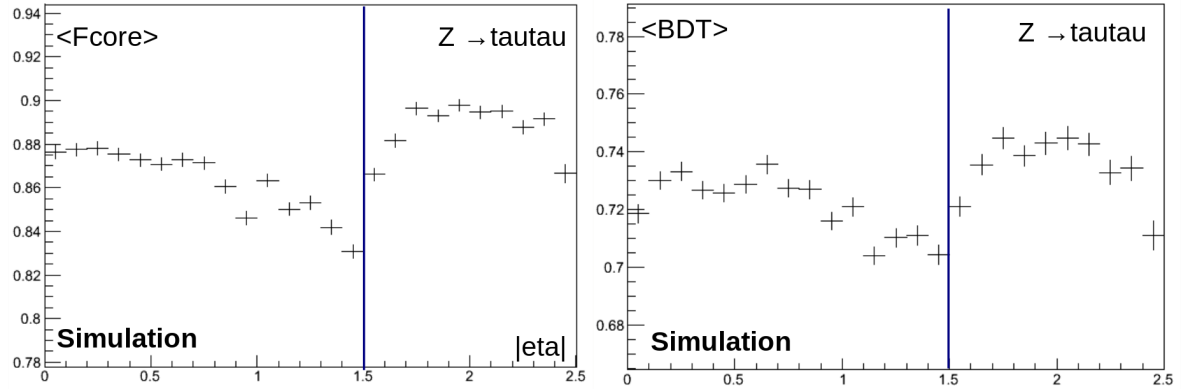


Figure 1.17: Valeur moyenne de f_{core} (à gauche) et du BDT (à droite) en fonction de la pseudo-rapidité du candidat pour des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ simulés.

1.2 Boson de Higgs et bosons de jauge à DØ

Afin de comprendre le contexte de ces recherches, il convient de donner quelques éléments de l'état de l'art sur la recherche du boson de Higgs à la fin des années 2000. Durant cette période, le LHC était encore en phase de mise en fonctionnement alors que les deux expériences CDF et DØ du Tevatron étaient à leur meilleur niveau de maturité (ce qui signifie aussi proche de la fin). Durant une fenêtre de quelques années, le Tevatron était donc la seule machine sensible au boson de Higgs, en particulier à une masse d'environ $m_H \sim 165$ GeV correspondant au seuil de la désintégration $H \rightarrow WW$. Dans le cas d'un boson de Higgs plus léger ($m_H \sim 120$ GeV), le mode de désintégration dominant est $H \rightarrow b\bar{b}$, difficilement exploitable sur collisionneur hadronique, à moins d'avoir en plus un ou plusieurs objets faciles à reconstruire. C'est exactement le cas pour la production du boson de Higgs associée avec un boson vecteur $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$. Ce mécanisme, appelé production associée, est le deuxième mode de production et représente $\sim 15\%$ de la production totale du boson de Higgs ($m_H = 125$ GeV) au Tevatron⁸.

8. Pour les collisions proton-proton du LHC, la production associée arrive en troisième avec 5% environ de la section efficace totale. Le second mode de production est la fusion de bosons vecteurs et représente 6%.

Le programme de recherche du boson de Higgs du MS dans les collisions proton anti-proton se concentrait donc sur les processus $VH(\rightarrow bb)$ et $H \rightarrow WW$. En parallèle, plusieurs scénarios au-delà du MS étaient encore possibles compte tenu des contraintes pré-LHC, et deux grands axes de recherche dans le secteur du Higgs étaient explorés à $D\bar{O}$. Le premier portait sur le boson de Higgs neutre dans l'extension super-symétrique minimale du MS (MSSM) [26] et le deuxième sur la recherche d'une quatrième génération de fermions, impactant fortement le mode de production principal du boson de Higgs par fusion de gluons.

L'analyse décrite dans cette section se concentre sur le processus $H \rightarrow WW$ où l'un des bosons W se désintègre en lepton tau, et l'autre en muon. La signature recherchée est donc un tau hadronique, un muon isolé et de l'énergie transverse manquante provenant des neutrinos émis. Ce canal vient, pour la première fois, compléter les recherches dominantes la sensibilité (désintégrations électron-électron, électron-muon et muon-muon) afin d'obtenir la meilleure contrainte combinée possible sur le boson de Higgs du MS. Les données analysées ont été enregistrées entre Avril 2002 et Août 2010, correspondant à une luminosité intégrée de 7.3 fb^{-1} .

Après une discussion rapide sur la stratégie générale d'analyse (section 1.2.1), une nouvelle approche permettant d'estimer le bruit de fond W +jets (à la fois essentielle et difficile) sera décrite (section 1.2.2). Enfin, le résultat de la recherche est discuté et une mise en perspective sur l'état de l'art sur le secteur du Higgs est donnée (section 1.2.3).

1.2.1 Vue d'ensemble de l'analyse

La stratégie générale de la recherche est d'identifier dans les données un excès d'événements par rapport au bruit de fond du MS. Après la pré-sélection des événements ayant un muon isolé et un lepton tau hadronique, l'échantillon est dominé par la production de bosons Z se désintégrant en une paire de leptons tau. Une fraction non négligeable d'événements est issue de la production de bosons W en association avec un ou plusieurs jets (dont l'un d'entre eux est reconstruit comme un lepton tau) ou encore de processus QCD conduisant à un état final multi-jets (MJ) où un jet est reconstruit comme un muon faussement isolé et un autre comme un tau hadronique. La modélisation de ces deux processus par la simulation est peu fiable et doit donc s'appuyer sur des données judicieusement sélectionnées. Quelques détails sur l'estimation du fond W +jets sont discutés en section 1.2.2. L'estimation du fond multi-jets, obtenue à l'aide de deux méthodes indépendantes⁹, n'est pas présentée dans ce document mais une description complète est donnée à la section 7.5 de [15]. Par ailleurs, les électrons et les muons peuvent être également faussement reconstruits comme un lepton tau, en particulier *via* les désintégrations du type $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ conduisant à une trace et à un dépôt calorimétrique d'une fraction électromagnétique non négligeable. Une faible fraction de $Z(\rightarrow \ell\ell)$ +jets passe en effet la pré-sélection. La figure 1.18 montre la comparaison entre les données et le fond prédit, ainsi que sa composition, après la pré-sélection des événements.

9. L'une est basée sur un échantillon de données où le lepton tau et le muon ont la même charge électrique (limité statistiquement), et l'autre est basée sur un échantillon de données avec un muon non-isolé. Une troisième méthode, basée sur un échantillon de leptons tau mal identifiés, sera brièvement discutée section 1.3.2.

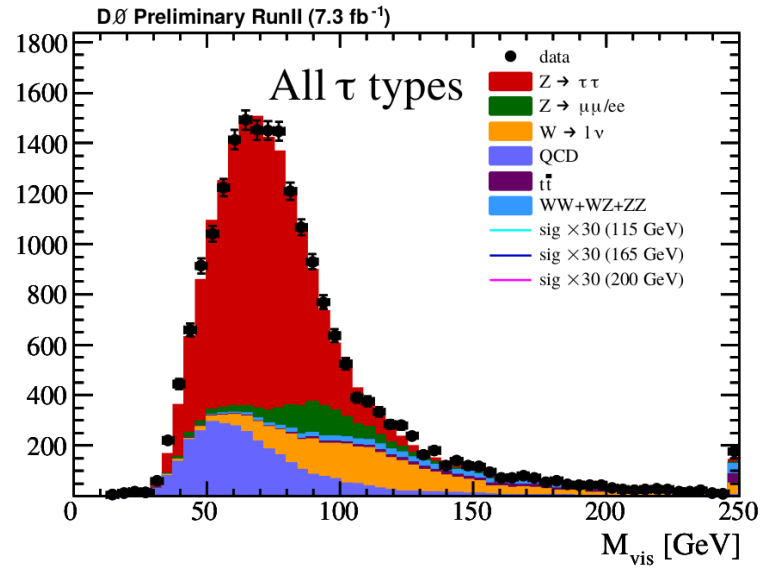


Figure 1.18: Distribution de la masse invariante du système formé par le lepton tau, le muon et l'énergie transverse manquante (appelée masse visible M_{vis}) à la pré-sélection. Les données (histogramme noir) sont comparées à la prédiction des bruits de fond, divisée en processus physique sous-jacent (histogrammes colorés).

Une étape importante de l'analyse consiste alors à valider la modélisation de chaque bruit de fond en comparant les données à la prédiction théorique dans plusieurs régions de l'espace des phases, chacune enrichie en un processus particulier et appelée région de contrôle (cf. figure 1.19).

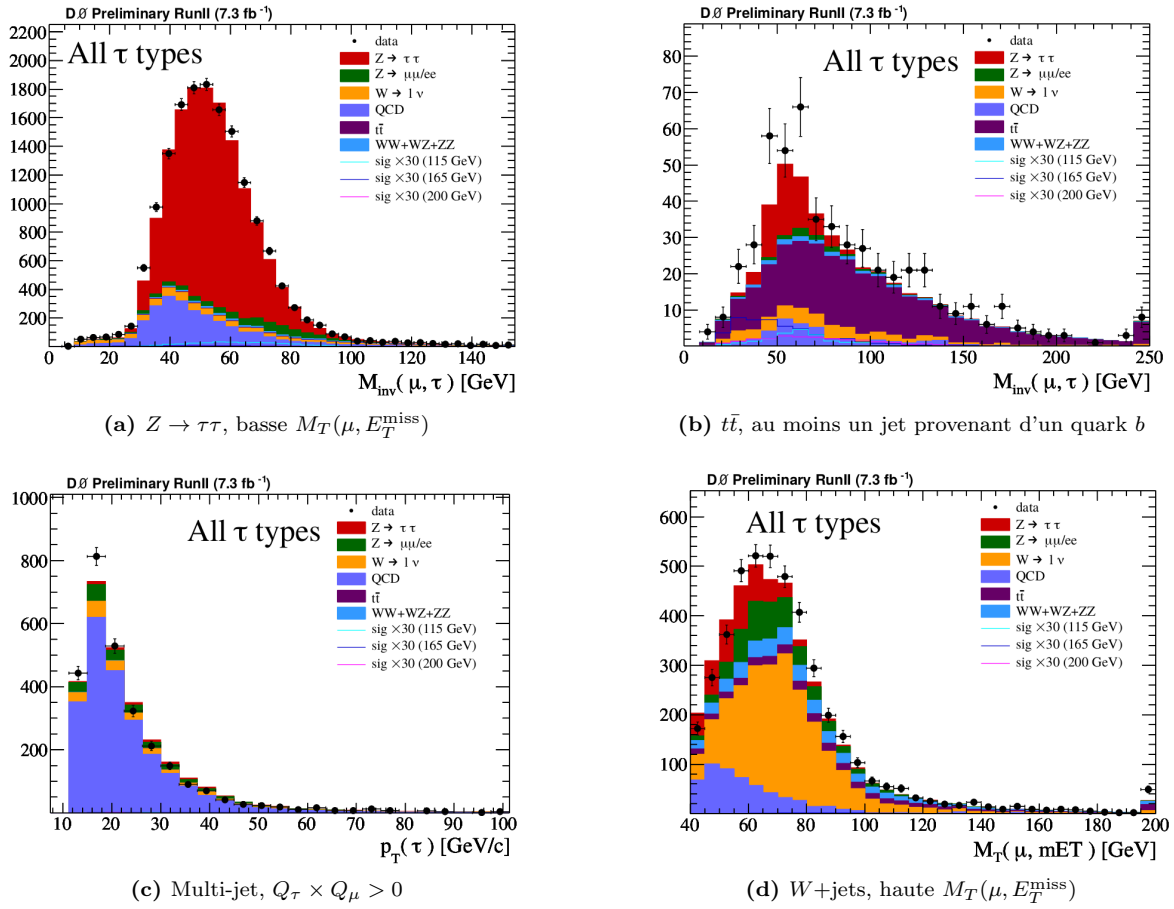


Figure 1.19: Distribution de différentes variables dans des échantillons enrichis en chaque bruit de fond. Les estimations de $Z \rightarrow \tau\tau$ et $t\bar{t}$ proviennent de la simulation, alors que le fond multi-jet est estimé à partir d'un lot de données ayant un muon non-isolé. Le fond W +jets est estimé suivant la méthode décrite section 1.2.2.

Une fois la prédiction des bruits de fond validée, une sélection cinématique est mise en place pour supprimer 99% du fond $Z \rightarrow \tau\tau$ en gardant 80% du signal ($m_H = 165$ GeV) : $M_T^{\text{min}} > 25$ GeV, où la distribution de $M_T^{\text{min}} \equiv \min [M_T(\tau, E_T^{\text{miss}}), M_T(\mu, E_T^{\text{miss}})]$ est montrée figure 1.20. L'échantillon est alors composé d'environ 70% de W +jets, 10% de multi-jets et les 20% restant sont constitués des productions de $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee/\mu\mu$ et de paires de bosons vecteurs.

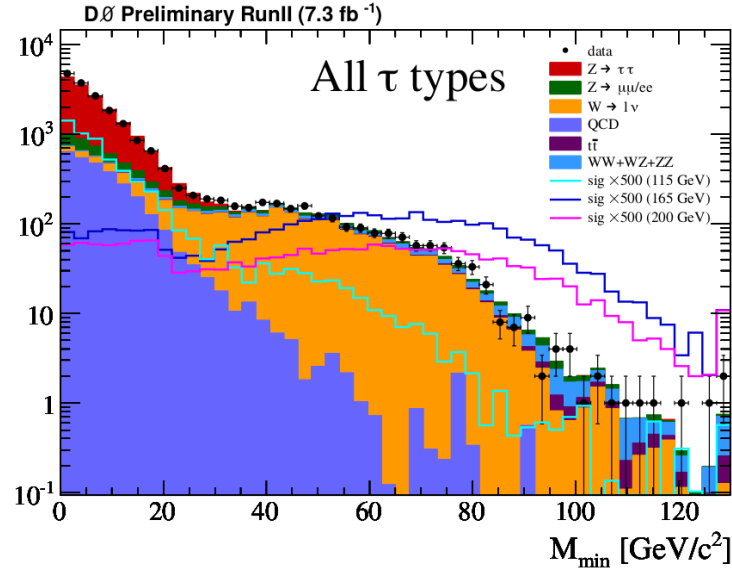


Figure 1.20: Distribution de M_T^{\min} , montrant que la région de signal définie par $M_T^{\min} > 25$ GeV ne contient presque plus d'événements $Z \rightarrow \tau\tau$ mais conserve les événements de signal pour $m_H \geq 165$ GeV.

Pour augmenter la sensibilité de l'analyse, on exploite certaines propriétés physiques du boson de Higgs et/ou du processus W +jets ayant des conséquences observables. En effet, certaines variables discriminent le signal du bruit de fond et peuvent être combinées dans un réseau de neurones qui sera alors particulièrement sensible au processus recherché. Sans donner la liste exhaustive des observables utilisées, quelques propriétés exploitées sont décrites ci-dessous et quelques distributions discriminantes choisies sont données dans la figure 1.21.

- la masse du boson de Higgs nécessite une énergie dans le centre de masse partonique suffisante, contrairement au processus W +jets. Cette propriété peut être sondée par plusieurs variables traduisant la dureté de la collision partonique, comme par exemple la masse visible M_{vis} (cf. figure 1.21a) ;
- la nature scalaire du champ de Higgs induit une corrélation angulaire entre les deux leptons produits, en particulier lorsque les bosons W sont créés sur couche de masse et au repos, c'est-à-dire au seuil $m_H = 2m_W$. En effet, la conservation du moment cinétique total et la structure du couplage $V - A$ entre le W et le doublet (ℓ, ν_ℓ) conduit à une émission des deux leptons dans la même direction (cf. figure 1.21b) ;
- la production de boson W en collisions $p\bar{p}$ induit une corrélation entre la direction d'émission du W et sa charge électrique en raison du contenu du proton, plus riche en quark u . Par ailleurs, les amplitudes de la production de bosons W en voie t favorisent la production du W dans les régions avant et arrière du détecteur. Ces propriétés peuvent être sondées, entre autre, grâce à l'angle entre le muon et l'axe du faisceau (cf. Figure 1.21c).

Un total de 17 observables est utilisé (cf. tableau 7.6 de [15]) pour entraîner les réseaux de neurones (un par hypothèse de masse) avec les événements simulés W +jets comme bruit de fond. Les incertitudes systématiques sur cette distribution finale sont estimées pour chacun des bruits de fond et prises en compte pour dériver le résultat final. La limite d'exclusion sur la section efficace de production de $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\mu$ en fonction de m_H est discutée à la section 1.2.3.

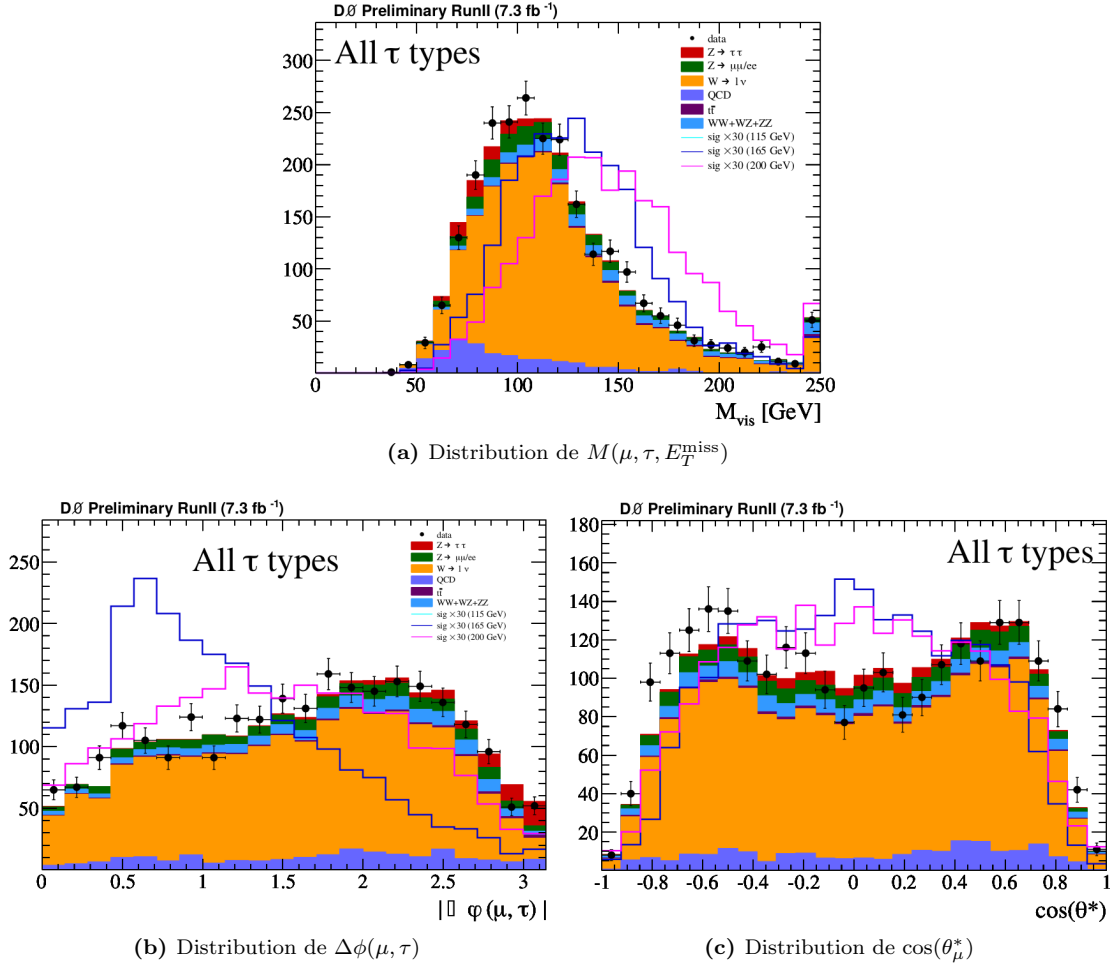


Figure 1.21: Distribution de quelques variables discriminantes dans la région de signal.

1.2.2 Estimation du fond W+jets

1.2.2.1 Présentation du problème

Normaliser un bruit de fond instrumental grâce à un lot de données particulier est une procédure standard en physique sur collisionneur hadronique. En effet, les simulations sont rarement fiables pour estimer ce type de fond et ce, pour différentes raisons dépendantes des effets instrumentaux et/ou physiques mis en jeu. Une des méthodes classiques (dite ABCD) consiste à considérer deux observables qui définissent chacune deux régions, l'une enrichie en bruit de fond et l'autre en signal. L'espace des phases formé par ces deux observables est donc découpé en quatre régions (d'où le nom ABCD) dont une seule est enrichie en signal. Sous certaines hypothèses, il est possible d'estimer le nombre d'événements de bruit de fond attendu dans la région de signal par une règle de trois, comme explicité plus loin dans cette section.

Dans la suite de cette section, la plupart des résultats sont dérivés séparément pour chacun des trois types de candidat τ définis dans l'expérience $D\emptyset$. Ces types, notés type 1/2/3, sont définis par des critères de reconstruction différents, adaptés à chaque type de désintégration hadronique - précisément donnés dans le tableau 1.1.

Dans le cas précis du bruit de fond W +jets de cette analyse, où l'un des jets est faussement identifié

comme un lepton tau, la première observable pertinente est le produit des charges électriques du lepton tau et du muon. En effet, le signal apparaît uniquement pour des événements où les leptons ont des charges opposées (appelés *OS* pour Opposit Sign), contrairement aux événements où les deux leptons reconstruits ont la même charge (*SS*). La seconde observable est la valeur du réseau de neurones (NN) d'identification du candidat tau, puisque les événements à bas NN sont par définition enrichis en jets alors que le signal aura une valeur de NN proche de 1. En pratique, les quatre régions de travail sont définies par $\{NN \leq 0.2, NN \geq 0.9\} \times \{OS, SS\}$. Pour justifier cette étude, on constate effectivement que la simulation n'est pas fiable pour décrire ce bruit de fond et justifie une estimation basée sur les données (cf. figure 1.22).

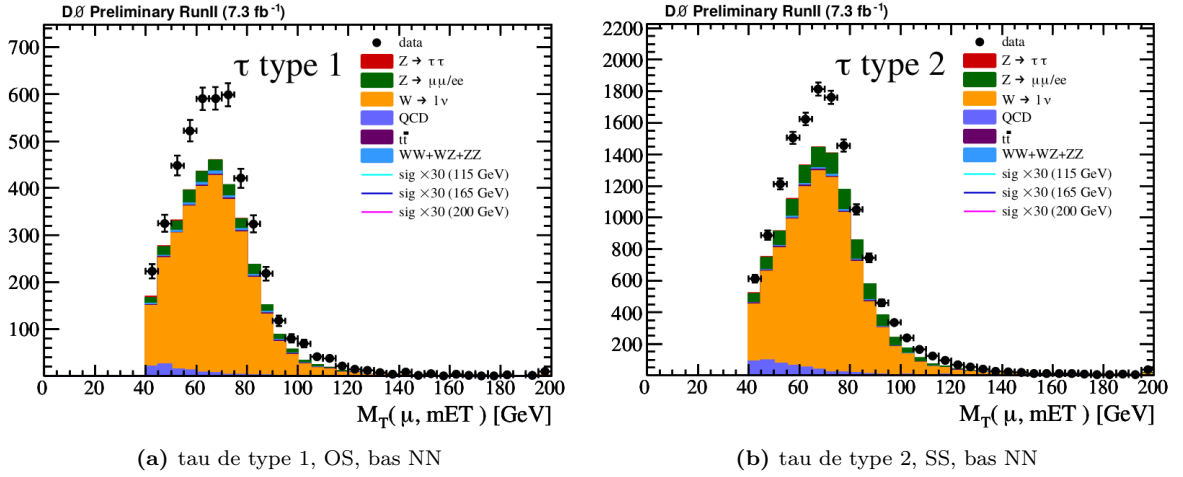


Figure 1.22: Comparaison de la simulation standard et des données pour la distribution de la masse transverse du candidat W (*i.e.* $m_T(\mu, E_T^{\text{miss}})$) pour les événements OS et SS à bas NN. Les types de tau sont définis dans le tableau 1.1.

La méthode ABCD consiste, dans ce cas précis, à calculer le rapport $r^{SS} = N_{high}^{SS}/N_{low}^{SS}$ entre les nombres d'événements à haut et bas NN dans la région SS, et de supposer que ce rapport ne dépend pas du produit des charges, *i.e.* $r^{SS} = r^{OS}$. Le nombre d'événements prédit dans la région de signal (OS et haut NN) s'obtient alors par une règle de trois : $N_{low}^{OS} \times r^{SS}$ (cf. figure 1.23a). Il est facile de montrer que l'hypothèse $r^{SS} = r^{OS}$ est équivalente à l'indépendance du rapport $f_{OS/SS} \equiv N^{OS}/N^{SS}$ avec la valeur du NN. Le rapport $f_{OS/SS}$ contient une information importante, puisque tout écart à 1.0 indique une corrélation de charge entre le muon et le lepton tau, ce qui constitue une caractéristique essentielle de certains processus (voire d'effets instrumentaux)¹⁰. Les histogrammes noirs de la figure 1.24 montrent que cette corrélation de charge évolue fortement avec le NN (passant de 1.5 à 3 pour les candidats de type $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$), et invalide donc la méthode ABCD pour ce cas précis.

10. Deux exemples importants permettent de fixer les idées : la production de $H/Z \rightarrow \tau\tau$ aura $f_{OS/SS} \gg 1$ ($f_{OS/SS} \rightarrow \infty$ sans effet de détecteur) alors que la production MJ aura $f_{OS/SS} \approx 1$

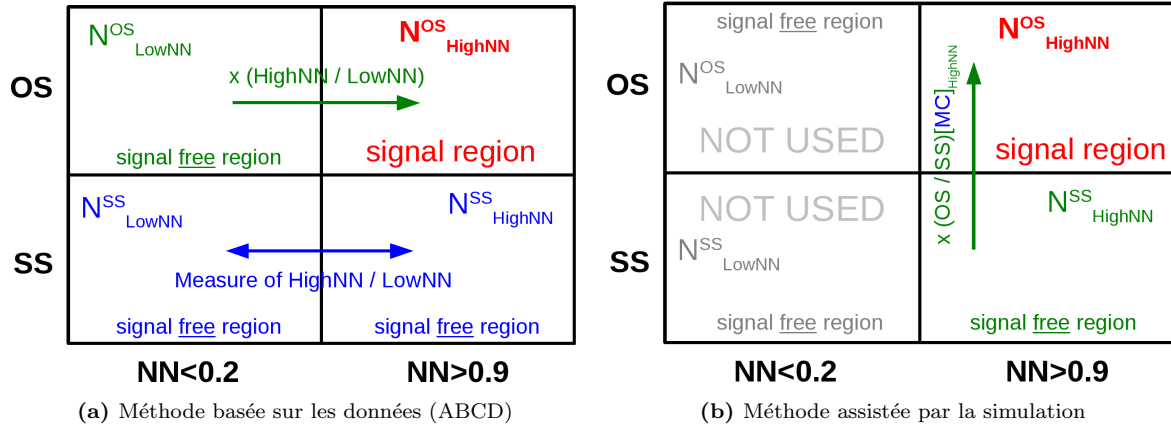


Figure 1.23: Séparation de l'espace des phases considéré et extrapolations possibles d'un nombre d'événements de contrôle (vert) en utilisant un facteur de transfert (bleu) pour prédire le nombre d'événements dans la région de signal (rouge).

Une autre méthode de normalisation de ce bruit de fond serait d'utiliser le rapport $f_{os/ss}$ à haut NN prédit par la simulation pour le processus W +jets afin d'extrapoler le nombre d'événements observés dans la région SS à haut NN à la région de signal (cf. figure 1.23b). L'hypothèse qui sous-tend cette approche est d'avoir une simulation qui reproduit correctement le rapport $f_{os/ss}$ observé dans les données. La comparaison des histogrammes noirs et bleus de la figure 1.24 montre que la simulation ne décrit pas l'observable en question, et invalide donc cette seconde approche.

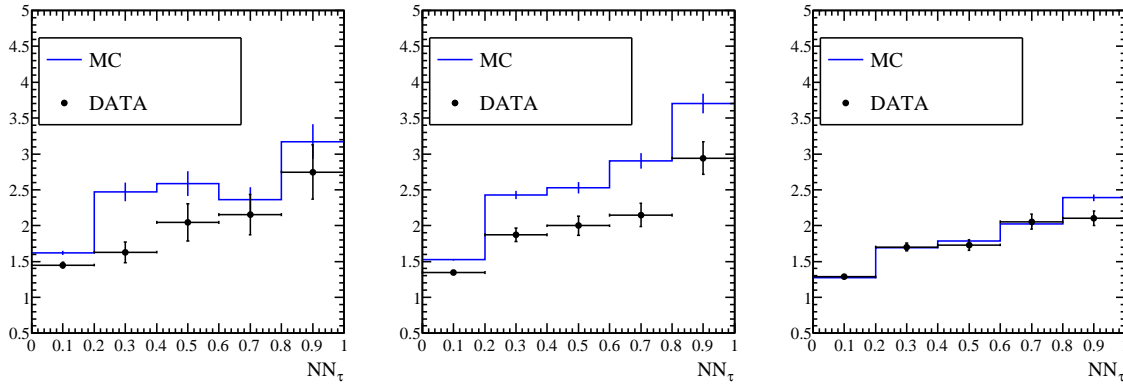


Figure 1.24: Corrélation de charge $f_{os/ss}$ en fonction du NN pour les trois types de candidats, chacun correspondant aux signatures décrites dans le tableau 1.1.

1.2.2.2 Origine de la corrélation de charge

La raison commune qui rend les deux approches décrites inutilisables est l'évolution de la corrélation de charge électrique entre le muon et le tau avec le NN d'identification. Il est donc naturel d'essayer de comprendre l'origine de cette dépendance. Il existe un premier effet au niveau des modes de production W +jets, comme illustré figure 1.25. En effet, $W + q$ contribue plutôt à des hautes valeurs de $f_{os/ss}$ puisque le muon et le quark (donnant lieu au candidat tau) sont de charge opposées. Par contre, $W + g(\rightarrow q\bar{q})$ aura plutôt un rapport $f_{os/ss} = 1$ puisque la charge du tau reconstruit est aléatoire selon que le parton faussement reconstruit comme un tau soit un quark, un anti-quark ou un gluon

(si dernier s'est directement hadronisé).

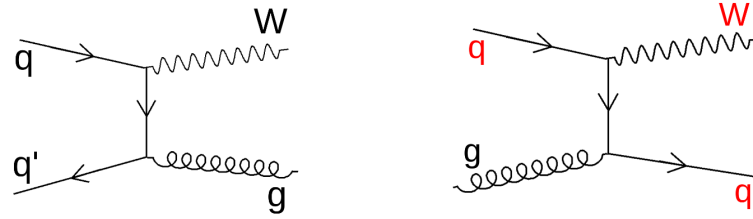


Figure 1.25: Deux mécanismes de production W +jets montrant un gluon (à gauche) et un parton de charge opposée à celle du W (à droite). Dans le cas du gluon, le processus $g \rightarrow q\bar{q}$ conduit à une charge aléatoire suivant si le quark ou l'anti-quark est l'origine du candidat tau reconstruit.

Ces différents états finaux sont ensuite reconstruits, avec toutes les imperfections que cela implique. Pour comprendre comment cette phase modifie ce premier niveau de corrélation, il est nécessaire d'identifier la particule générée de la simulation correspondant au candidat tau reconstruit, appelée dans la suite parton du lepton tau¹¹. L'analyse de la composition partonique en fonction du NN est donnée par la figure 1.26. La fraction de gluons passe de 41% pour les candidats vérifiant $NN < 0.9$ à 12% pour $NN > 0.9$ ¹². L'importante fraction de gluons est cohérente avec le rapport $f_{os/ss}$ proche de 1.0 à bas NN, observé sur la figure 1.24.

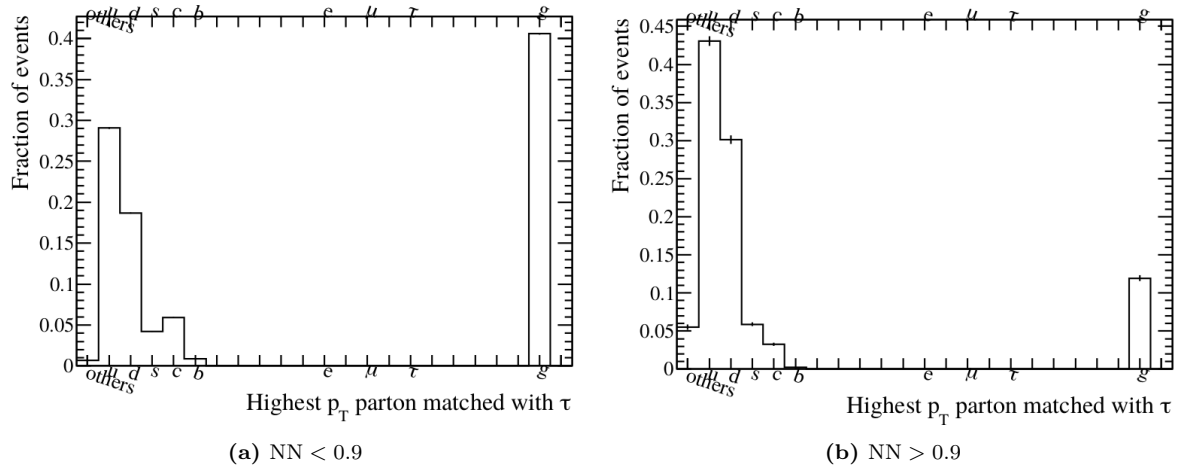


Figure 1.26: Type de particules qui conduisent à un candidat tau reconstruit pour deux régions de NN, pour un lot d'événement simulés W +jets.

Il est également possible d'étudier la fraction de candidats tau dont la charge électrique est identique à celle du parton associé, et ce en fonction de la valeur de NN. Ces fractions renseignent sur l'altération de la corrélation introduite à la figure 1.25, induite par les effets de reconstruction. La figure 1.27 montre en effet que ces fractions dépendent fortement du NN. La charge du parton initiale est conservée 1.7 fois plus souvent qu'elle est inversée pour $NN < 0.1$, alors qu'elle l'est 2.8 fois plus souvent pour $NN > 0.9$. Ceci s'explique notamment par l'isolation du candidat dans le trajectographe, qui est une

11. Ce parton est sélectionné comme étant la particule générée de plus haute impulsion transverse dans un cône en ΔR de 0.5 autour du candidat reconstruit. Seuls les quarks, gluons et leptons sont considérés (les autres types de particules sont regroupés dans une même catégorie "autre").

12. Cette réduction de gluon à haut NN s'explique par une largeur plus importante des jets de gluons, variable exploitée pour l'identification des leptons tau (cf. figure 1.2b)

variable importante d'identification (cf. figure 1.3b). À bas NN, les candidats sont mal isolés et ont par conséquent plusieurs traces proches les unes des autres. Suivant la (les) trace(s) sélectionnée(s) pour mesurer la charge, une erreur peut être commise. Ce mécanisme est atténué pour les candidats bien isolés peuplant la région de haut NN.

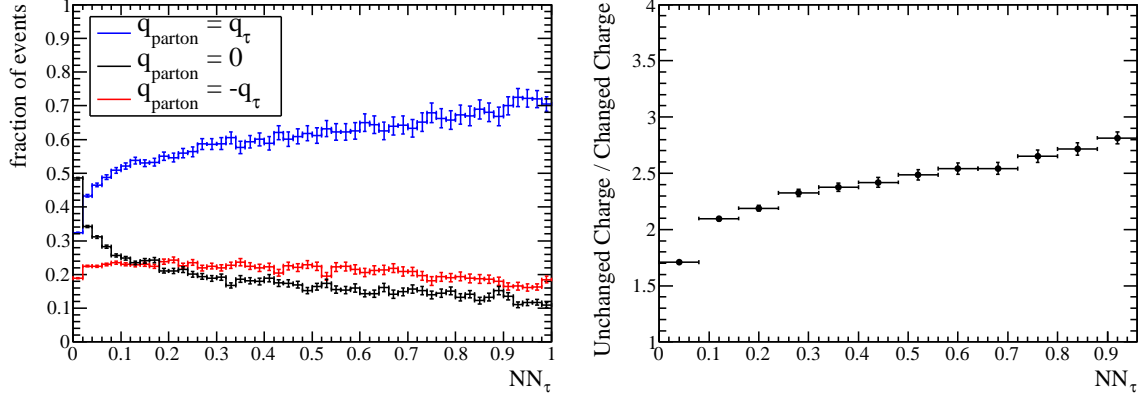


Figure 1.27: À gauche : fraction de candidats tau dont la charge est identique (bleu) ou non (rouge) à la charge du parton associé. Le cas $q_{parton} = 0$ (noir) correspond aux gluons dont la population se concentre à bas NN comme discuté dans le texte. À droite : rapport des fractions $q_{parton} = q_\tau$ et $q_{parton} = -q_\tau$.

Pour résumer, deux effets impactent la valeur du rapport $f_{os/ss}$: la fraction des modes de production de W +jets avec ou sans corrélation de charge entre le W et le parton (indépendant du NN), et la probabilité que la charge du parton soit conservée lors de la reconstruction (dépendant du NN). La dépendance de $f_{os/ss}$ avec le NN de la figure 1.24 résulte donc de la convolution de ces deux effets, dont (au moins) un semble être mal décrit par la simulation. La factorisation et la correction de ces effets fait l'objet de la section suivante.

1.2.2.3 Paramétrisation de la corrélation de charge et ajustement aux données

En séparant les événements W +jets en trois catégories suivant leur corrélation de charge au niveau partonique, *i.e.* $Q_W \times Q_{parton} < 0$ (noté N_{OS}^{truth}), $Q_W \times Q_{parton} = 0$ (noté N_g^{truth}), $Q_W \times Q_{parton} > 0$ (noté N_{SS}^{truth}), il est possible de relier le nombre d'événements reconstruits OS (noté N_{OS}) et SS (noté N_{SS}) aux probabilités (fonctions de NN) qu'un parton chargé soit reconstruit comme un tau de même charge (\mathcal{P}_+) ou non (\mathcal{P}_-)¹³ et celle qu'un gluon soit reconstruit comme un tau (\mathcal{P}_0) :

$$N_{OS} = \mathcal{P}_+ N_{OS}^{truth} + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 N_g^{truth} + \mathcal{P}_- N_{SS}^{truth} \quad (1.11)$$

$$N_{SS} = \mathcal{P}_- N_{OS}^{truth} + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 N_g^{truth} + \mathcal{P}_+ N_{SS}^{truth} \quad (1.12)$$

En supposant que les rapports de probabilités $\rho_0 \equiv \mathcal{P}_0/\mathcal{P}_+$ et $\rho_- \equiv \mathcal{P}_-/\mathcal{P}_+$ sont bien décrits par la simulation, ainsi que leur évolution avec NN, il est possible de re-écrire N_{OS} et N_{SS} en fonction de trois inconnus : $F(NN) \equiv \mathcal{P}_+ N_{OS}^{truth}$ (relié au taux de mauvaise identification de quark en tau),

13. Il est nécessaire d'avoir deux probabilités car $\mathcal{P}_+ + \mathcal{P}_- \neq 1$. En effet, les cas où le parton n'est pas reconstruit comme un tau doit être également considérés.

$R_0 \equiv N_g^{truth}/N_{OS}^{truth}$ (relié à la proportion de gluons) et $R_- \equiv N_{SS}^{truth}/N_{OS}^{truth}$.

$$N_{OS} = F \times (1 + \rho_0 R_0 + \rho_- R_-) \quad (1.13)$$

$$N_{SS} = F \times (\rho_- + \rho_0 R_0 + R_-) \quad (1.14)$$

Ces inconnues sont alors déterminées dans les données en maximisant une fonction de vraisemblance construite sur les régions OS et SS chacune découpée en 9 intervalles de NN (allant de 0 à 0.9 pour exclure la région de signal). Il est intéressant de noter quelques points :

- le seul paramètre libre qui dépend du NN est F
- le rapport $f_{os/ss}$ prédit est entièrement déterminé par R_0 et R_- (indépendante de F)
- le système est sur-contraint : 11 degrés de liberté (9 $F(\text{NN})$ et 2 $R_{0/-}$) pour 18 contraintes (2×9 intervalles en NN pour OS/SS).

1.2.2.4 Résultats

Une fois que les valeurs des paramètres dans les données sont déterminées, il est possible de corriger la simulation événement par événement par re-pondération, dépendante de la valeur du NN et du type d'événement partonique. La figure 1.28 montre la comparaison de cette simulation ainsi corrigée avec les données pour deux régions particulières (figures 1.28a, 1.28b), ainsi que pour l'évolution du rapport $f_{os/ss}$ avec la valeur du NN (figure 1.28c). L'accord observé montre que ce modèle qui inclut l'ensemble des données OS et SS sur tout le spectre en NN permet effectivement d'avoir une description satisfaisante du bruit de fond W +jets, et de dépasser ainsi les difficultés discutées au tout début de cette section. Deux sources d'incertitude sont considérées et estimées à partir de la simulation, conduisant à une incertitude totale de 11% dans la région où le signal est attendu. Ces deux incertitudes tiennent compte des effets suivants (plus de détails sont donnés au chapitre 6 de [15]) :

1. l'incertitude sur les fonctions ρ_i , estimée en comparant celles mesurées dans les événements $Q_W \times Q_{parton} > 0$ et celles mesurées dans les événements $Q_W \times Q_{parton} < 0$;
2. l'incertitude sur l'exactitude des paramètres ajustés, estimée en comparant les valeurs vraies des paramètres aux valeurs ajustées dans la simulation.

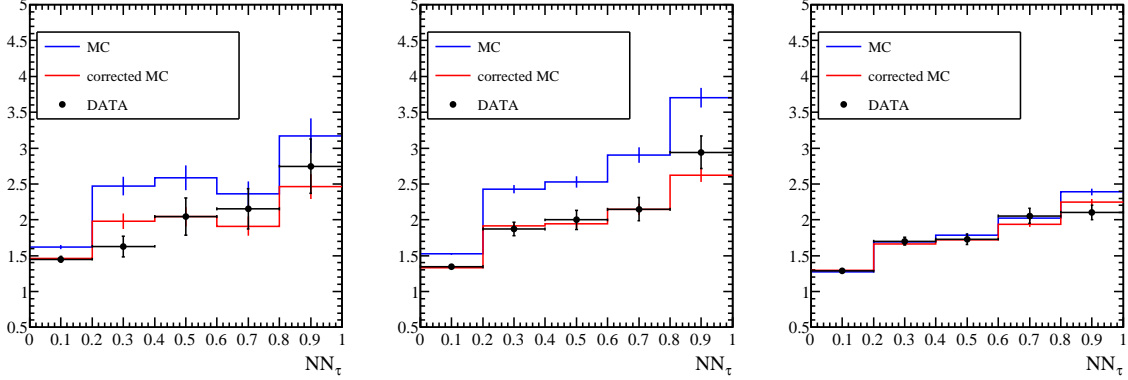
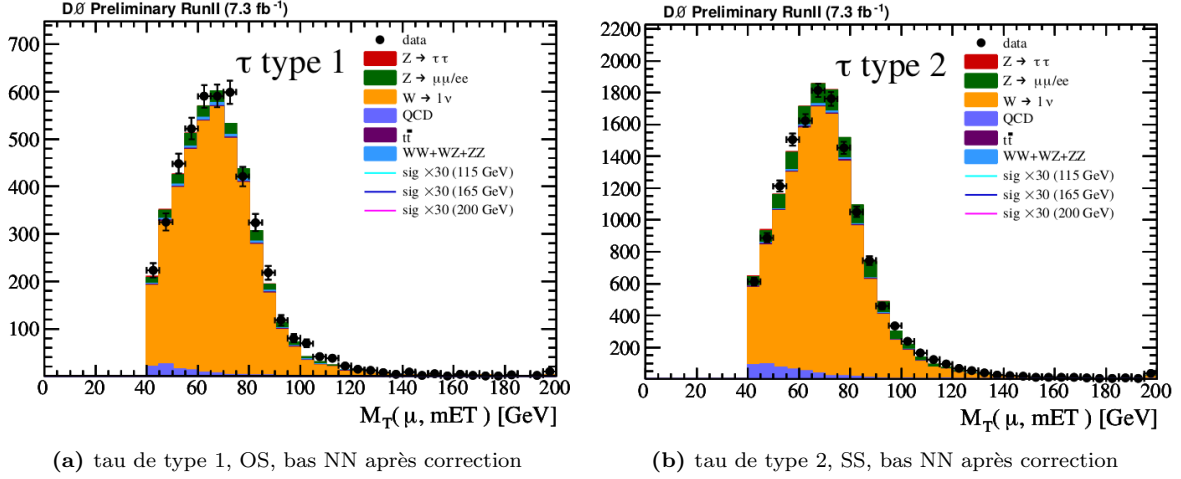
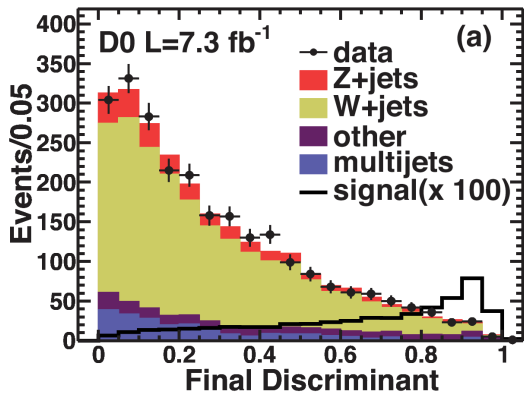


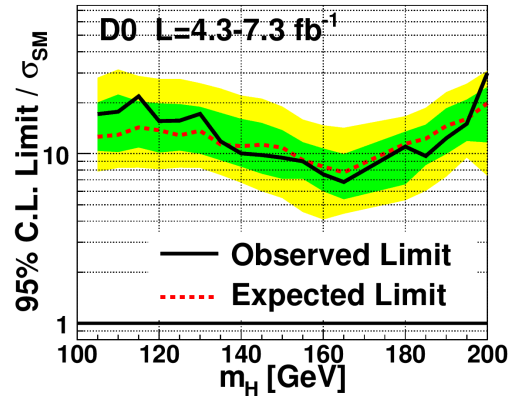
Figure 1.28: Comparaison de la simulation corrigée et des données.

1.2.3 Résultat de la recherche et perspectives (de l'époque)

Le résultat de la recherche du boson de Higgs dans sa désintégration $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\tau$ est donc basé sur une compréhension solide du bruit de fond dominant ainsi que sur une discrimination signal/bruit de fond utilisant une analyse multivariée. Le discriminant final utilisé pour extraire une limite d'exclusion sur le processus recherché est donné par la figure 1.29a. La sensibilité maximale obtenue est de l'ordre de 8 fois la section efficace prédite par le MS pour $m_H \sim 165$ GeV. Ce résultat est combiné avec la recherche dans le canal $H(\rightarrow \tau\tau)+\text{jets}$ visant le processus $H \rightarrow \tau\tau$, sensible à basse masse. La limite obtenue en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs est donnée à la figure 1.29b. Cette analyse est publiée [22] et également incluse dans les combinaisons finales sur le boson de Higgs de $D\bar{O}$ [24] et du Tevatron [27].



(a) Discriminant final pour la recherche du processus $H \rightarrow WW$



(b) Limite d'exclusion combinée avec la recherche $H(\rightarrow \tau\tau)+\text{jets}$ contribuant à $m_H \leq 135$ GeV

Figure 1.29: Résultat de la recherche décrite et sa combinaison avec $H(\rightarrow \tau\tau)+\text{jets}$ [22].

À l'été 2011, les premières contraintes des expériences ATLAS et CMS sur le boson de Higgs ont été obtenues. La figure 1.30 montre l'état des recherches avec une superposition des régions en masse exclues au LEP, au Tevatron ainsi qu'au LHC. Il est intéressant de constater que la première zone de sensibilité du LHC était à haute masse, là où le gain apporté par l'énergie des collisions est le plus important et également où les bruits de fond attendus sont plus faibles. Les mesures de précision électro-faibles favorisent un boson de Higgs plutôt léger, *i.e.* $m_H \leq 150$ GeV, ce qui semble compatible avec l'intervalle 115 – 145 GeV restant possible compte tenu des données observées jusqu'alors. Il est intéressant de noter que le LEP est resté le plus compétitif dans le régime des très basses masses.

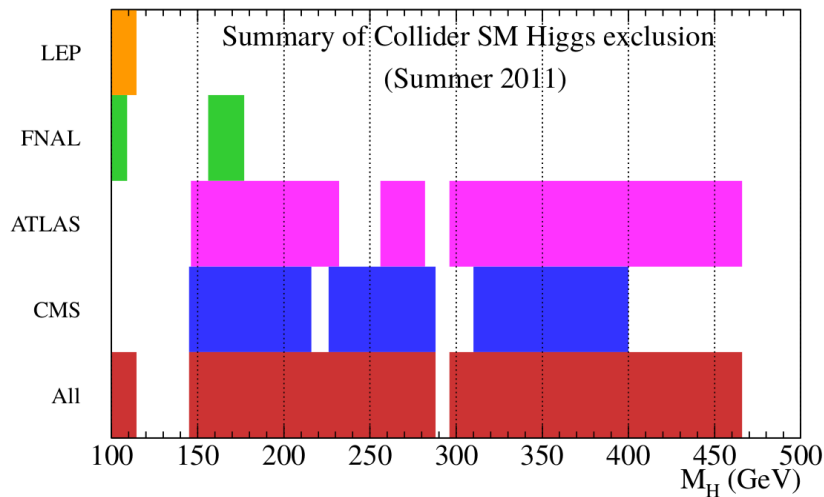


Figure 1.30: Intervalles de masse exclus par chacune des expériences à l'été 2011. La ligne 'All' correspond à une simple réunion des intervalles et non à une combinaison.

En Juillet 2012, la découverte d'un boson de 125 GeV avec des couplages similaires au boson de Higgs est annoncée par les expérience ATLAS et CMS. Depuis, les propriétés de cette particule ont été mesurées avec une précision déjà impressionnante et correspondent effectivement au boson de Higgs prédit en 1964. Parmi ces propriétés, la hiérarchie de couplage aux autres particules en fonction de leur masse reste une signature bien spécifique au secteur responsable de la brisure de symétrie électro-faible.

Le secteur fermionique y joue un rôle singulier essentiellement car aucune symétrie fondamentale ne contraint le couplage du boson de Higgs aux fermions, au contraire du couplage aux bosons de jauge. L'accès aux couplages fermioniques par l'expérience revêt donc une importance toute particulière et fait précisément l'objet de la section suivante.

1.3 Couplage de Yukawa du lepton tau dans ATLAS

Le LHC a été construit (entre autres) pour trancher sur l'existence du boson de Higgs. En effet, le gain en énergie dans le centre de masse des collisions entre le LHC et le Tevatron conduit à une section efficace de production du boson de Higgs plus grande d'un facteur ~ 40 . Le programme de recherche du boson de Higgs au LHC a donc été bien plus large qu'au Tevatron en raison d'un pouvoir exploratoire naturellement plus important. Les canaux qui ont permis sa découverte avaient soit une section efficace importante tel que $H \rightarrow WW$, soit une signature très facilement identifiable, tel que $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ou $H \rightarrow \gamma\gamma$. La désintégration étudiée dans ce manuscrit, $H \rightarrow \tau\tau$, n'est pas un canal de découverte mais représente par contre un accès expérimental direct au secteur fermionique. Par ailleurs, le canal de désintégration $H \rightarrow \tau\tau$ a longtemps été l'un des plus sensibles au mode de production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs (VBF). Ce mode de production fait intervenir le processus $WW \rightarrow WW$, dont l'amplitude viole l'unitarité dans le cadre du MS (sans boson de Higgs) à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. C'est donc un processus d'un intérêt particulier car il connecte une limitation théorique du MS *indépendamment du mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible* à une quantité directement mesurable à une énergie accessible par l'expérience.

Après une courte discussion de la pertinence du processus $H \rightarrow \tau\tau$, quelques unes des caractéristiques principales de cet état final sont décrites (section 1.3.1). Les aspects expérimentaux de la recherche seront ensuite abordés avec un accent sur mes contributions les plus importantes, à savoir le contrôle des fonds (section 1.3.2) et les ré-optimisations successives qui ont permis la première mise en évidence de ce processus (section 1.3.3). Enfin, l'interprétation statistique des résultats est l'une de mes contributions majeures à cette analyse qui représente un effort important tant sur le plan technique que conceptuel dépassant le cadre de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$. Ce travail sera restitué dans un contexte plus général au chapitre 2.

1.3.1 La désintégration en lepton tau : motivations et spécificités

1.3.1.1 Les désintégrations fermioniques du boson de Higgs

Les quatre désintégrations fermioniques principales du boson de Higgs sont $b\bar{b}$ (57%), $\tau\tau$ (6%), $c\bar{c}$ (6%) et $\mu\mu$ (0.02%). Le mode de désintégration ayant la signature expérimentale la plus distinctive est $H \rightarrow \mu\mu$ mais représente aussi le rapport d'embranchement le plus faible. La dernière recherche effectuée par ATLAS exploitant 139 fb^{-1} de données à 13 TeV est sensible à une section efficace $pp \rightarrow H(\rightarrow \mu\mu) + X$ 1.3 fois plus grande que la prédiction du MS [28]. La désintégration $H \rightarrow c\bar{c}$ est globalement inexploitable en collisions hadroniques en raison d'un bruit de fond trop important et d'un étiquetage difficile des jets provenant de quarks c . Le mode de désintégration dominant $H \rightarrow b\bar{b}$ nécessite un lepton supplémentaire¹⁴ pour réduire le bruit de fond $pp \rightarrow b\bar{b}$, un million de fois plus important. Le mode de production associée $VH(\rightarrow b\bar{b})$ offre donc une signature utilisable expérimentalement mais qui

14. Il existe au moins une recherche de $H \rightarrow b\bar{b}$ sans lepton, basée sur la production VBF et sa topologie particulière en terme de jets [29].

reste difficile à analyser, dont la première observation date de l'été 2018 [30]. Enfin, la désintégration $H \rightarrow \tau\tau$ ne représente qu'un rapport d'embranchement modeste mais le bruit de fond associé est bien moins important, provenant essentiellement de la production de bosons Z et d'effets instrumentaux de mauvaise identification des leptons tau. La première mise en évidence du couplage du boson de Higgs aux leptons tau a été établie en 2013 [31] et publiée en 2015 [32]. Par ailleurs, tous les états finaux du système (τ, τ) peuvent être exploités avec une sensibilité relativement similaire. Ce dernier point est important car il permet de comprendre pourquoi la désintégration $H \rightarrow \tau\tau$ donne accès au mode de production VBF, par opposition à la désintégration $H \rightarrow WW$ (21%) où les états finaux di-leptoniques (4%) dominent la sensibilité correspondant à un rapport d'embranchement effectif de 0.8%.

En résumé, l'état final di-tau est sensible aux deux modes de production dominants du boson de Higgs illustrés sur la figure 1.31 : la fusion de gluons et la fusion de bosons vecteurs. La recherche décrite dans ce document est donc largement basée sur les propriétés de ces deux processus, qu'il convient de rapidement décrire ainsi que les précisions théoriques associées.

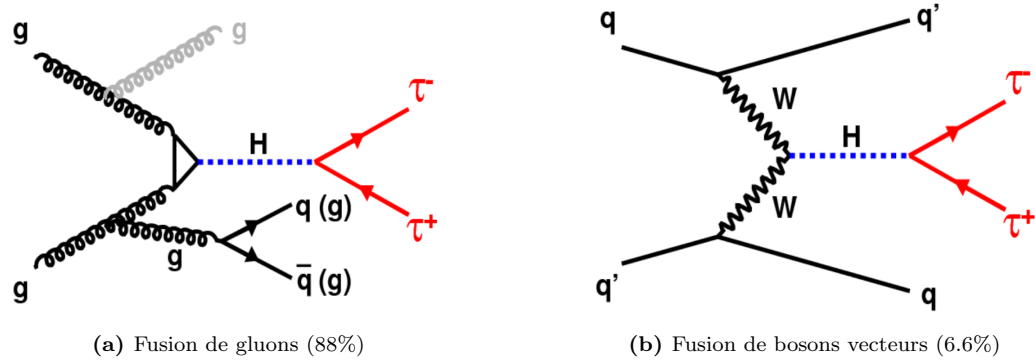


Figure 1.31: Productions du boson de Higgs contribuant à l'état final di-tau et fraction de la production totale pour $m_H = 125$ GeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV de $\sigma_{\text{tot}} = 25.5$ pb (illustrations de [33]).

1.3.1.2 Corrections radiatives et incertitudes (exclusives) associées

Les bosons de Higgs produits par le mécanisme de fusion de gluons (figure 1.31a) peuvent avoir une impulsion transverse relativement conséquente en raison d'importantes radiations de quarks et de gluons. Par ailleurs, le calcul perturbatif de la section efficace du processus $gg \rightarrow H + X$ souffre de corrections d'ordres supérieurs significatives, se traduisant par une incertitude importante par variation de l'échelle de renormalisation¹⁵. Puisque la composition du bruit de fond peut drastiquement changer en fonction du nombre de jets reconstruits, il est nécessaire de pouvoir estimer l'incertitude pour chaque multiplicité de jets. L'approche la plus simple est de propager la variation d'échelle de renormalisation sur la section efficace totale et comparer les prédictions après sélection sur le nombre de jets, appelées sections efficaces *exclusives*. Cette approche peut conduire à une sous-estimation de l'incertitude pour chaque multiplicité de jets, comme discuté dans le paragraphe qui suit.

Des travaux théoriques de 2011 [34] ont montré que les incertitudes sur les sections efficaces exclusives en nombre de jets et leurs corrélations pouvaient avoir une structure complexe complètement négligée lors de l'approche classique. De plus, ces effets dépendent du seuil en impulsion transverse considéré

¹⁵. Pour rappel, un calcul exacte est indépendant de l'échelle de renormalisation. Toute variation observée pour un développement perturbatif tronqué, informe sur les termes d'ordre supérieur manquants

pour compter les jets (p_{cut}). Le point de départ de cette étude est d'exprimer les sections efficaces exclusives uniquement en fonction de sections efficaces *inclusives* avec au moins n jets (notées $\sigma_{\geq n}$) qui peuvent être considérées comme indépendantes¹⁶. Dans l'exemple simple de deux catégories, zéro ou au moins un jet vérifiant $p_T > p_{\text{cut}}$, la section efficace totale peut s'écrire $\sigma_{\geq 0} = \sigma_0(p_{\text{cut}}) + \sigma_{\geq 1}(p_{\text{cut}})$, et l'incertitude sur σ_0 peut alors se calculer à partir des section efficaces inclusives, en utilisant la relation $\sigma_0 = \sigma_{\geq 0} - \sigma_{\geq 1}$. Les travaux de [34] permettent alors de déterminer les incertitudes perturbatives de σ_{tot} et $\sigma_{\geq 1}$ ainsi que la matrice de corrélation entre σ_{tot} , σ_0 et $\sigma_{\geq 1}$ en se basant sur la structure même des différents développements perturbatifs. Il est alors montré que, selon la valeur numérique de p_{cut} , l'incertitude pour chaque multiplicité de jet peut être sous-estimée par rapport à l'approche traditionnelle décrite ci-dessus, comme illustré figure 1.32 pour le cas où seules les collisions sans jets sont considérées (*jet veto*).

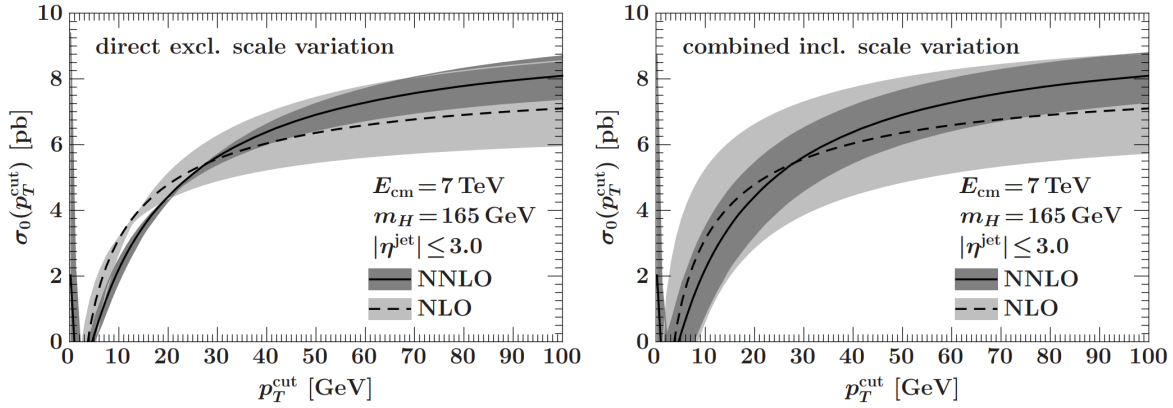


Figure 1.32: Incertitude sur σ_0 en fonction de p_{cut} pour la méthode traditionnelle basée sur les sections efficaces exclusives (à gauche) et la méthode décrite dans [34] basée sur les sections efficaces inclusives (à droite).

Le mécanisme de production par fusion de bosons vecteurs est bien moins sensible aux corrections d'ordres supérieurs de l'interaction forte, ce qui rend les corrections d'origine électro-faible possible-ment significatives. J'ai étudié les corrections radiatives électro-faibles de ce processus, notées NLO EW (*Next to Leading Order Electro-Weak*), grâce au générateur *Higgs bosons Attached to WeaK bosons* (HAWK) [35] afin d'en sonder l'impact après reconstruction, par rapport aux corrections NLO QCD déjà prises en compte dans la simulation utilisée dans le contexte de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$. Puisque la simulation est normalisée à la section efficace totale NLO QCD+EW, il s'agit d'étudier les distorsions cinématiques par rapport au NLO QCD. L'effet le plus manifeste porte là encore sur l'impulsion transverse du boson de Higgs¹⁷, qui tend cette fois à être *réduit* par les amplitudes électro-faibles d'ordre supérieur, comme le montre la figure 1.33. Cependant, la variation d'acceptance due aux effets électro-faibles après reconstruction est de l'ordre de 2%, ce qui est négligeable compte tenu des précisions expérimentales envisageables dans la recherche décrite ici.

16. À ordre fixé, $\sigma_{\geq N}$ débute à un ordre différent en α_s pour chaque N (cf. paragraphe après l'équation (2) de [34]).

17. Cette observable a été au centre de plusieurs optimisations qui ont permis la mise en évidence (cf. section 1.3.3), d'où l'importance d'estimer l'impact des ordres supérieurs sur cette propriété.

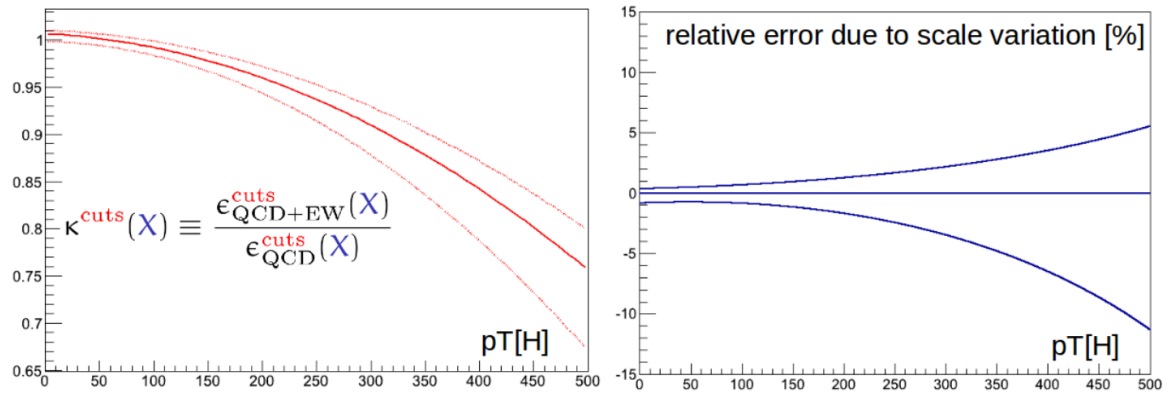


Figure 1.33: Rapport d’acceptances entre les prédictions NLO QCD+EW et NLO QCD (noté κ) en fonction de p_T^H (à gauche) et son incertitude relative due aux variations d’échelles de renormalisation et factorisation (à droite).

1.3.1.3 Les deux topologies typiques d’événements

La discussion de la section précédente est particulièrement pertinente dans le contexte de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ pour deux raisons principales liées à l’importance de la présence (ou non) de jets.

- La sensibilité au mode de production $gg \rightarrow H$ est augmentée si plusieurs jets sont présents : les radiations sont plus probables pour le processus de la figure 1.31a que pour la production électro-faible de bosons Z . La topologie associée est appelée *boostée* car le boson de Higgs possède l’impulsion transverse engendrée par toutes les radiations. La reconstruction de la masse invariante du système (τ, τ) , variable clé dans cette recherche, est facilitée par cette topologie (cf. section 1.3.2).
- La sensibilité au mode de production VBF est augmentée si deux jets dos-à-dos et proches du faisceau (*i.e.* à grand $\Delta\eta_{jj}$) sont présents *sans* jets centraux : les seules particules colorées de la figure 1.31b ne sont impliquées que dans la contribution de type “voie t ” de l’amplitude et sont donc produit vers l’avant. Au contraire, la contribution type “voie s ” est purement électro-faible, n’est donc pas sujette aux radiations QCD. La topologie correspondante est appelée *VBF*.

Dans ces deux topologies sur lesquelles l’analyse repose, l’incertitude sur le signal peut devenir importante et son estimation doit être menée avec attention. La section précédente montre que la structure des corrélations entre les incertitudes exclusives en nombre de jets peut devenir complexe et surtout dépendante de la définition des jets. Afin de contourner cette difficulté, il a été décidé de ne pas axer la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ sur une catégorisation basée sur le nombre de jets, mais plutôt sur l’impulsion transverse reconstruite du système (τ, τ) . En effet, cette observable est bien plus facile à contrôler d’un point de vue théorique et ne dépend plus de p_{cut} . En outre, les sélections de la topologie VBF ont été choisies pour réduire le plus possible la contribution $gg \rightarrow H$, difficile à prédire avec précision compte tenu des critères demandés sur les jets. Les deux topologies ainsi introduites sont illustrées sur la figure 1.34 qui montre la distribution du bruit de fond total et du signal pour les deux observables impliquées p_T^H et $\Delta\eta_{jj}$.

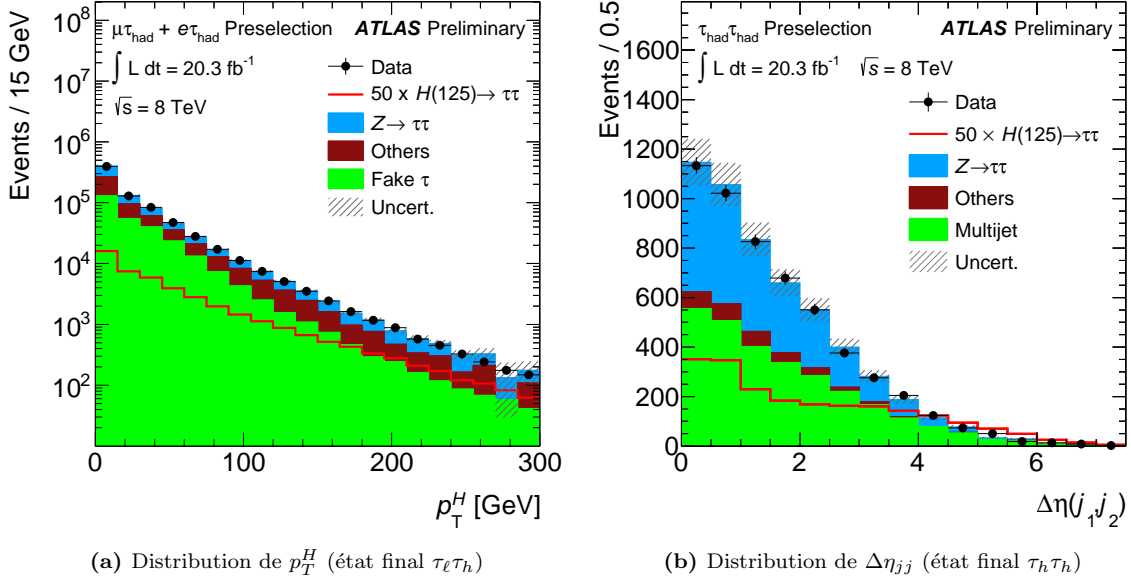


Figure 1.34: Observable permettant de définir les deux topologies de collisions sur lesquelles la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ est basée [31].

1.3.2 Aspects expérimentaux de l'état final di-tau

Dans cette section, plusieurs aspects généraux du processus $H \rightarrow \tau\tau$ sont discutés afin donner les éléments clés qui ont permis la première mise en évidence détaillée dans [32]. Les contributions les plus significatives à cette analyse auxquelles j'ai directement participé portent sur le canal avec un lepton et un tau hadronique, avec l'optimisation de la sensibilité et l'estimation des fonds. Mais avant de décrire ces deux points, une rapide revue des signatures et techniques expérimentales de l'état final di-tau est présentée.

1.3.2.1 Les trois états finaux possibles et leur reconstruction

Il existe trois états finaux observables engendrés par une paire de leptons tau, selon la désintégration de chaque lepton tau. La désintégration purement leptonique (notée $\tau_\ell\tau_\ell$) possède un rapport d'embranchement assez faible, mais n'est pas polluée par les jets faussement reconstruits comme un τ hadronique. Au contraire, le canal purement hadronique (notée $\tau_h\tau_h$) possède un rapport d'embranchement plus important mais souffre d'un bruit de fond instrumental substantiel provenant des collisions multi-jets, difficile à estimer. Cet état final nécessite également une identification des tau hadroniques rapide (*online*) pour le système de déclenchement nécessaire à l'acquisition des données. Enfin, la désintégration hybride (notée $\tau_\ell\tau_h$) est le canal le plus sensible avec un rapport d'embranchement aussi important que $\tau_h\tau_h$ et un bruit de fond instrumental bien plus facile à contrôler, provenant essentiellement de la production W +jets. Le tableau 1.3 résume les propriétés de chacun des états finaux considérés.

Table 1.3: Signatures d'une paire de leptons tau avec leurs caractéristiques essentielles.

	$\tau_\ell\tau_\ell$	$\tau_\ell\tau_h$	$\tau_h\tau_h$
BR	12%	46%	42%
nombre de ν 's	4	3	2
rapport signal/bruit	modeste	important	modéré
fonds physiques	$Z \rightarrow \tau\tau, t\bar{t}$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z \rightarrow \tau\tau$
fonds instrumentaux	très faible	faible	important

Une complication supplémentaire de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ est l'impossibilité de reconstruire le système, puisqu'entre deux et quatre neutrinos sont produits, échappant à une détection directe. La seule information accessible expérimentalement est l'énergie transverse manquante¹⁸ correspondant à la composante transverse de l'impulsion de l'ensemble des neutrinos, $\vec{E}_T^{\text{miss}} = \sum_i \vec{p}_T^{\nu_i}$. La masse invariante du système di-tau, grandeur fondamentale pour la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$, nécessite la connaissance de l'impulsion vectorielle de chaque neutrino et n'est donc pas mesurable directement. L'information manquante est d'autant plus grande que le nombre de neutrinos est important. L'approximation la plus simple est alors de considérer la masse invariante $m(\tau_{\text{vis}}^1, \tau_{\text{vis}}^2, \vec{E}_T^{\text{miss}})$. Il existe plusieurs techniques pour aller plus loin. Deux d'entre elles sont décrites ci-dessous, reposant chacune sur un alignement plus ou moins exact des neutrinos avec les produits de désintégrations visibles des leptons tau.

1. *L'approximation collinéaire* [36] consiste à déduire l'impulsion longitudinale de la composante invisible de chaque lepton tau dans l'hypothèse d'un alignement parfait. Cette hypothèse n'est vérifiée que si l'impulsion des leptons tau est grande par rapport à leur masse, *i.e.* pour une résonance lourde et/ou boostée, comme le montre une étude préliminaire que j'ai menée dans le contexte de la recherche d'un boson de Higgs super-symétrique sur $D\bar{O}$ [37].
2. *L'algorithme Missing Mass Calculator (MMC)* [38] permet d'estimer l'impulsion totale (*i.e.* pas seulement longitudinale), et donc la direction, de la composante invisible de chaque lepton tau à partir des résolutions en direction et en énergie de tous les objets reconstruits. La maximisation, événement par événement, d'une fonction de vraisemblance permet alors de déterminer les impulsions des composantes visibles et invisibles les plus probables, compte tenu des impulsions mesurées et des résolutions expérimentales associées. Cette méthode est plus stable vis-à-vis du boost des leptons tau.

1.3.2.2 Éstimation des bruits de fond

La nature des bruits de fond instrumentaux pour le canal $\tau_\ell\tau_h$ est exactement la même que pour la recherche $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu_\mu\tau\nu_\tau$ de la section 1.2. Les jets et, dans une plus faible proportion, les électrons et muons peuvent être faussement reconstruits comme un lepton tau, contributions notées respectivement $j \rightarrow \tau_h$ et $\ell \rightarrow \tau_h$. Le bruit de fond physique reste essentiellement la production de boson Z , avec une faible fraction de production de di-bosons (VV) et de paires de quarks top ($t\bar{t}$). Quatre méthodes sont utilisées pour estimer ces bruits de fond :

1. La méthode OS-SS (*Opposite Sign minus Same Sign*) pour estimer les contributions provenant de $j \rightarrow \tau_h$, correspondant aux processus W +jets, $Z(\rightarrow \ell\ell)$ +jets et $t\bar{t}$; Cette méthode est basée sur un lot de données où le lepton tau et le lepton léger ont la même charge électrique ;

18. Cette appellation est abusive puisqu'une énergie n'est pas une quantité vectorielle, il s'agit d'impulsion manquante.

2. La méthode FF (*Fake Factor*) pour estimer les contributions provenant de $j \rightarrow \tau_h$, correspondant aux processus W +jets, $Z(\rightarrow \ell\ell)$ +jets et $t\bar{t}$. Cette méthode est basée sur un lot de données avec des leptons tau mal identifiés (ayant un faible BDT) ;
3. La méthode de simulation corrigée pour estimer le fond relatif à la production de bosons Z , c'est-à-dire $Z \rightarrow \tau\tau$ et $Z(\rightarrow \ell\ell)$ +jets (avec $\ell \rightarrow \tau_h$). Cette méthode consiste à corriger la distribution simulée des jets très à l'avant (typique de la topologie VBF) grâce à un échantillon de $Z \rightarrow \ell\ell$ sélectionné dans les données ;
4. La méthode dite d'*embedding* pour estimer le fond $Z \rightarrow \tau\tau$. Cette méthode consiste à remplacer un muon reconstruit par un lepton tau simulé dans un lot de données $Z \rightarrow \mu\mu$ [39].

Avec mon étudiant, Nils Ruthmann, nous avons appliqué et amélioré la méthode OS-SS (utilisée pour l'étude de la section 1.1.4). Nous avons mis en place la méthode de simulation corrigée, et nous avons participé aux validations des méthodes FF et d'embedding. J'ai décidé de décrire ici uniquement la méthode OS-SS et ses limites (motivant la méthode alternative FF), car certains effets sont analogues à ceux discutés à la section 1.2.2 sur l'estimation du fond W +jets à $D\emptyset$. Plus de détails sur ces méthodes sont donnés dans [32] et [40].

La méthode OS-SS consiste à estimer la composante du fond instrumental par les données SS, corrigées par le rapport OS/SS¹⁹ (noté r_{QCD}) mesuré dans une région enrichie en fond multi-jets, ayant typiquement une faible énergie transverse manquante. Ce rapport n'est en général pas exactement égale à 1.0 en raison de processus physique ayant une corrélation de charge tel que $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$. La contribution $j \rightarrow \tau_h$ est donc simplement définie par $r_{QCD}N_{SS}^{data}$ et le nombre total d'événements de bruits de fond attendu peut donc s'écrire :

$$N_{OS}^{bkg} = r_{QCD}N_{SS}^{data} + N_{add-on}^{Z \rightarrow \tau\tau} + N_{add-on}^{W+jets} + N_{add-on}^{Z \rightarrow \ell\ell} + N_{add-on}^{t\bar{t}} + N_{add-on}^{VV}$$

où la composante SS de chaque processus simulé est soustraite à la composante OS correspondante (termes $N_{add-on}^{process}$) afin d'éviter d'être comptée deux fois. Cette soustraction compense exactement la contre partie dans les données SS seulement si leur normalisation est la même dans les données et la simulation, ce qui n'est pas le cas - entre autre - pour le fond W +jets. Des facteurs correctifs de normalisation (notés k) sont donc mesurés pour chaque processus dans des régions de contrôle, pour les événements OS et SS séparément afin de tenir compte des différentes fractions de quarks et gluons pour W +jets. Il est intéressant de constater la manifestation d'effets similaires à ceux que j'ai mis en évidence, deux ans plus tôt, durant l'élaboration de l'estimation du fond W +jets de la section 1.2.2, à savoir des facteurs correctifs différents pour les événements OS et SS. Ces différences ont été étudiées dans ATLAS à un niveau plus général que celui de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ et ont été également identifiées comme provenant de la fraction de quarks et de gluons, visiblement là encore mal décrite par la simulation. Au final, les facteurs correctifs mesurés pour la méthode OS-SS ont des valeurs comprises entre 0.85 et 1.45 selon les processus et les produits des charges considérés (cf. section 5.5.2 de [40]). En définitive, les termes de *add-on* s'écrivent :

$$N_{add-on}^{process} = k_{OS}^{process}N_{OS}^{process} + r_{QCD}k_{SS}^{process}N_{SS}^{process}$$

Cette méthode est assez simple à mettre en place et permet une bonne description du fond (cf. figure 1.35), mais reste limitée par la statistique disponible dans les événements de données SS. Pour contourner ce problème, une méthode alternative a été développée en se basant sur un lot de données

19. Ce rapport est identique au $f_{os/ss}$ défini à la section 1.2.2.

de leptons tau mal identifiés (donc essentiellement des jets étroits avec peu de traces). La démarche est donc similaire à celle de l'analyse faite sur $D\bar{O}$: le produit des charges fournit une méthode fiable pour l'estimation des fonds instrumentaux mais devient vite limité par la statistique disponible dans les données. Le contournement de cette difficulté se fait en relâchant le critère d'identification du lepton tau dans ATLAS ou du muon dans $D\bar{O}$ (cf. note de bas de page 9). Enfin, notons que l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ est bien moins contaminés par le fond W +jets dans les régions de signal par rapport à la recherche de $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\mu$, et une approche plus simple que celle décrite à la section 1.2.2 est suffisante pour prédire ce bruit de fond.

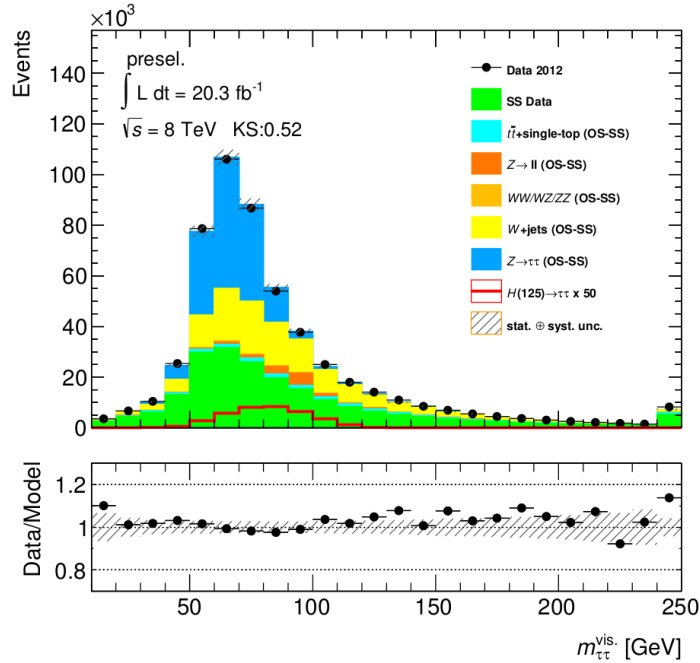


Figure 1.35: Distribution de la masse visible du système (τ, τ) au niveau pré-sélection [40].

1.3.3 Transition de phase : de la recherche à la mise en évidence

Lorsque j'ai commencé à travailler sur la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$, le seul résultat publié analysait les 4.7fb^{-1} de collisions à 7 TeV enregistrées par ATLAS en 2011 excluant un signal 3.4 fois plus grand que celui prédit par le Modèle Standard [41]. On parlera d'une sensibilité de $3.4\sigma_{\text{SM}}$, où σ_{SM} représente la section efficace de $pp \rightarrow H(\rightarrow \tau\tau) + X$ prédite par le MS. Cette analyse de référence est basée sur des sélections rectangulaires et est notée CB0 (pour *Cut Based 0*) dans la suite. Deux phases d'optimisation, décrites à la section section 1.3.3.1, ont permis de transiter de cette phase de recherche à une analyse réellement sensible à ce processus, qui s'est conclue par la première mise en évidence de $H \rightarrow \tau\tau$ avec une des meilleures contraintes sur le mode de production VBF. Ces résultats sont donnés à la section 1.3.3.2.

1.3.3.1 Évolution de la sensibilité entre 2011 et 2013

En étudiant les sensibilités de chaque état final de l'analyse des données de 2011 [41], j'ai constaté que le canal $\tau_\ell\tau_h$ était moins sensible que le canal $\tau_h\tau_h$ ($6.4\sigma_{\text{SM}}$ *v.s.* $6.3\sigma_{\text{SM}}$), démontrant que cette première recherche pouvait être améliorée. La première phase d'optimisation à laquelle les étudiants,

Nils Ruthmann et Helge Hass, et moi avons fortement contribué, s'est focalisée sur ce lot de données. D'abord, une restructuration profonde de la catégorisation des événements a été étudiée avec l'introduction d'une catégorie boostée (cf section 1.3.1). Ensuite, la topologie VBF a été re-définie pour être bien plus stricte. La réelle difficulté de ces optimisations est en fait la fiabilité de la modélisation du bruit de fond et du signal dans ces régions de plus en plus spécifiques. Ces études ont été menées en parallèle, notamment sur les questions de corrections radiatives et d'incertitudes exclusives en nombre de jets discutées section 1.3.1. Enfin, plusieurs autres propriétés cinématiques ont été explorées pour réduire le bruit de fond instrumental et/ou non-résonnant, discutées en détails pour l'état final $\tau_\ell\tau_h$ au chapitre 6 de [42]. Ces études ont conduit à une amélioration d'un facteur 1.7 sur la limite d'exclusion du taux de production de $pp \rightarrow H(\rightarrow \tau\tau) + X$ en utilisant les données de 2011, passant de $3.6\sigma_{\text{SM}}$ à $2.1\sigma_{\text{SM}}$ (cf. figure 1.36a et figure 1.36b). Cette nouvelle stratégie d'analyse toujours basée sur des sélections rectangulaires, appelée CB1 (pour *Cut Based 1*), est également appliquée aux données de 2012 disponibles à cette période (65% du lot final), visant un résultat préliminaire avant la fin de l'année. La combinaison des données de 2011 et 2012 est alors capable d'exclure un taux de production de $1.2\sigma_{\text{SM}}$ (cf. figure 1.36c), correspondant à une significativité de découverte attendue de 1.7σ pour une masse $m_H = 125$ GeV. Ce résultat préliminaire [43] a été présenté à la conférence LHCP en Novembre 2012 et conclue cette première phase d'optimisation.

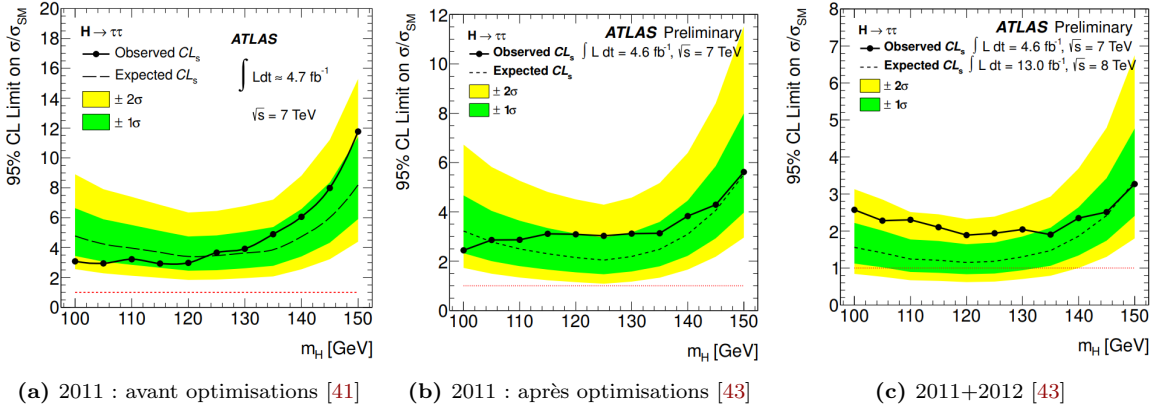


Figure 1.36: Limite d'exclusion de la section efficace du processus $pp \rightarrow H(\rightarrow \tau\tau) + X$ normalisé à la prédiction du MS pour les données de 2011 avant (à gauche) et après (au milieu) optimisations, et en incluant 65% des données à 8 TeV enregistrées en 2012 (à droite).

Le besoin d'une deuxième phase d'optimisation part d'un simple constat : le gain statistique des données de 2012 supplémentaires attendues conduit à une significativité de découverte d'environ 2σ . Cela fixe le niveau d'amélioration à viser pour obtenir une mise en évidence de $H \rightarrow \tau\tau$ avec les données de la première phase de fonctionnement du LHC. C'est la raison pour laquelle cette deuxième phase s'est orientée vers une approche multivariée (en l'occurrence un BDT), notée MVA, dont quelques points clés sont décrits ici.

Les BDTs utilisés sont entraînés spécifiquement pour chaque topologie, VBF et boostée, et pour chaque canal de désintégration, avec un nombre de variables d'entrée variant de 5 à 9, incluant la masse invariante $m_{\tau\tau}$. La masse du boson de Higgs utilisée pour définir l'échantillon d'entraînement est de 125 GeV. Quelques observables discriminantes sont décrites pour chacune des deux topologies de l'état final $\tau_\ell\tau_h$. L'ensemble des variables utilisées est discuté en détails dans [32].

- *Topologie boostée* (cf. figure 1.37)

- $p_T^{\text{sum}} = \sum_{\text{obj}} p_T^{\text{obj}}$ est la somme algébrique des impulsions transverses de tous les objets reconstruits. Cette observable sonde l'activité globale de l'événement légèrement plus importante pour le signal que pour le bruit de fond.
- $\Delta R(\ell, \tau)$ est principalement sensible au bruit de fond non-résonnant, en particulier la production de W +jets. Pour le bruit de fond résonnant, cette observable est fortement corrélée avec la masse (et l'impulsion transverse) de la résonance.
- p_T^ℓ/p_T^τ permet également de séparer la production de W +jets et les deux processus résonnant $H/Z \rightarrow \tau\tau$, puisque l'impulsion emportée par le τ_ℓ et le τ_h seront similaires dans le cas d'une résonance.

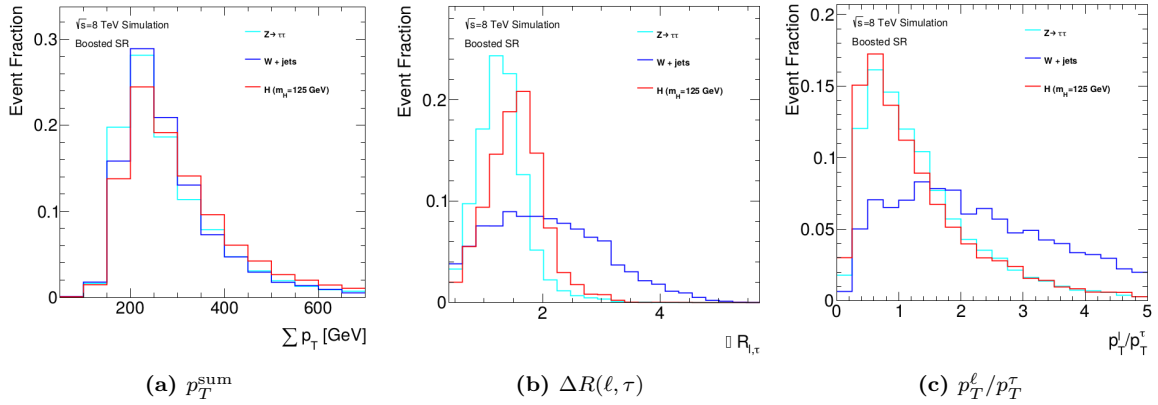


Figure 1.37: Exemples de variables discriminantes utilisées pour entraîner le BDT dédié à la topologie boostée.

- *Topologie VBF* (cf. figure 1.38)
 - $p_T^{\text{tot}} = |\vec{p}_T^\ell + \vec{p}_T^\tau + \vec{p}_T^{j1} + \vec{p}_T^{j2} + \vec{E}_T^{\text{miss}}|$ sonde la présence de radiations supplémentaires. En effet, $p_T^{\text{tot}} = 0$ pour la production VBF du boson de Higgs, si aucun jet supplémentaire n'est produit. Cet équilibre n'est en principe pas vérifié pour les bruits de fond.
 - m_{jj} est la masse invariante des deux jets à l'avant qui est plus grande pour le signal que pour le bruit de fond.
 - la centralité du lepton en η est une variable continue variant de 0 (si η^ℓ n'est pas inclus dans $[\eta^{j1}, \eta^{j2}]$) à 1 (si $\eta^\ell = (\eta^{j1} + \eta^{j2})/2$). Cette observable sonde directement la topologie VBF avec le boson de Higgs central (amplitude $WW \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ en voie s) et les deux jets à l'avant (amplitude $q_1q_2 \rightarrow q_3q_4$ par "échange" de boson vecteur en voie t).

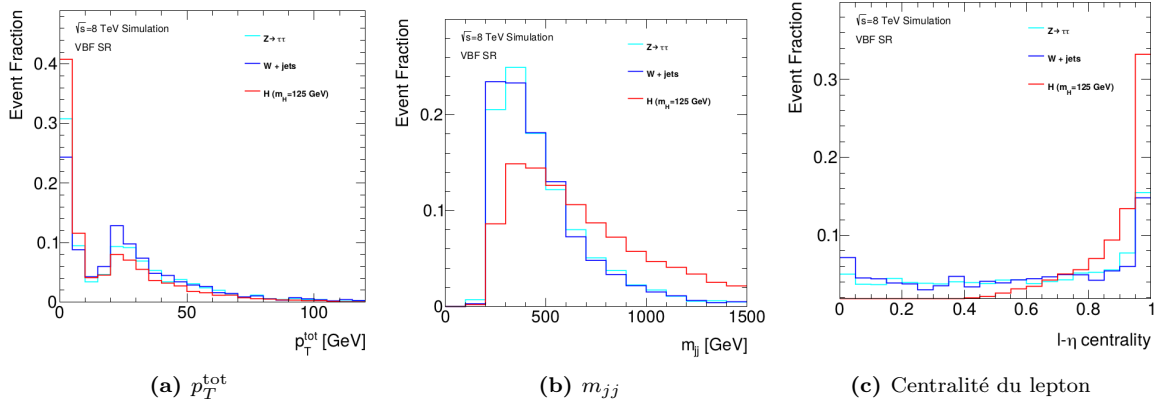


Figure 1.38: Exemples de variables discriminantes utilisées pour entraîner le BDT de la topologie VBF.

Même si plusieurs difficultés techniques ont du être surmontées (sur-entraînement, taille des échantillons pour les bruits de fond, optimisations des hyper-paramètres, etc.), la première phase d’optimisation a rendu l’identification des variables d’entrée du BDT relativement aisée. Par contre, deux questions importantes ont mobilisé beaucoup d’efforts à la fois pour le développement de la stratégie d’analyse et sa revue interne, compte tenu de l’enjeu du résultat attendu. En effet, si un excès d’événements est observé dans les données, il doit pouvoir être identifié avec certitude comme provenant de la production d’un boson de Higgs de 125 GeV. La première question, classique pour une analyse MVA, porte sur la fiabilité de la simulation à décrire les variables d’entrée ainsi que leurs *corrélations*. Pour y répondre, nous avons d’abord vérifié l’accord entre données et prédiction pour chaque variable d’entrée. Ensuite, nous avons analysé les évolutions de la moyenne d’une variable x_1 en fonction d’une variable x_2 , pour toutes les paires (x_1, x_2) , pour les données et le bruit de fond prédit (cf. figure 1.39). Enfin, la dernière validation consiste à s’assurer que la prédiction du bruit de fond décrit correctement la distribution du BDT pour différentes régions de contrôle, comme dans la figure 1.40 montrant cette validation pour la topologie VBF.

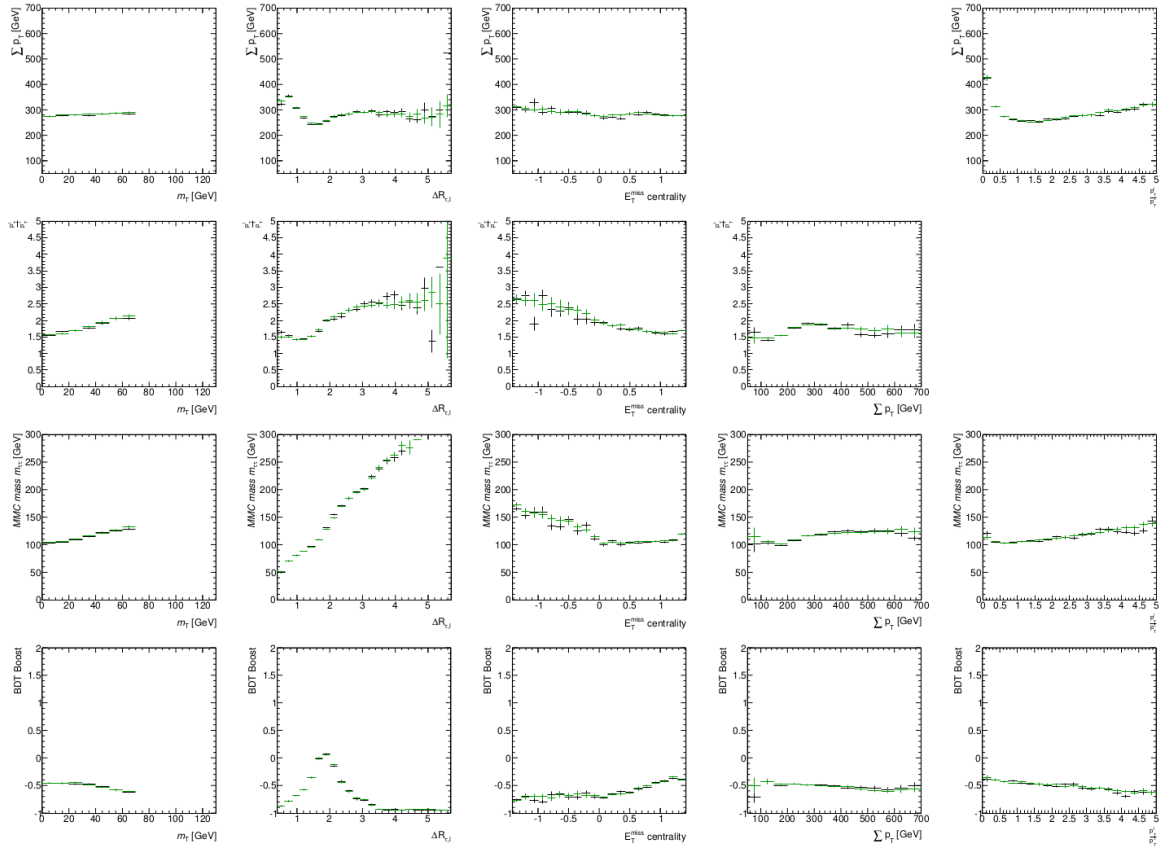


Figure 1.39: Corrélations à 2D pour quelques paires de variables, observées dans les données (noir) et prédites pour le bruit de fond (vert), pour la topologie boostée. La dernière ligne montre la corrélation avec le BDT et les emplacements vides correspondent aux éléments diagonaux de la matrice formée par x_1 et x_2 (partiellement montrée ici) [40].

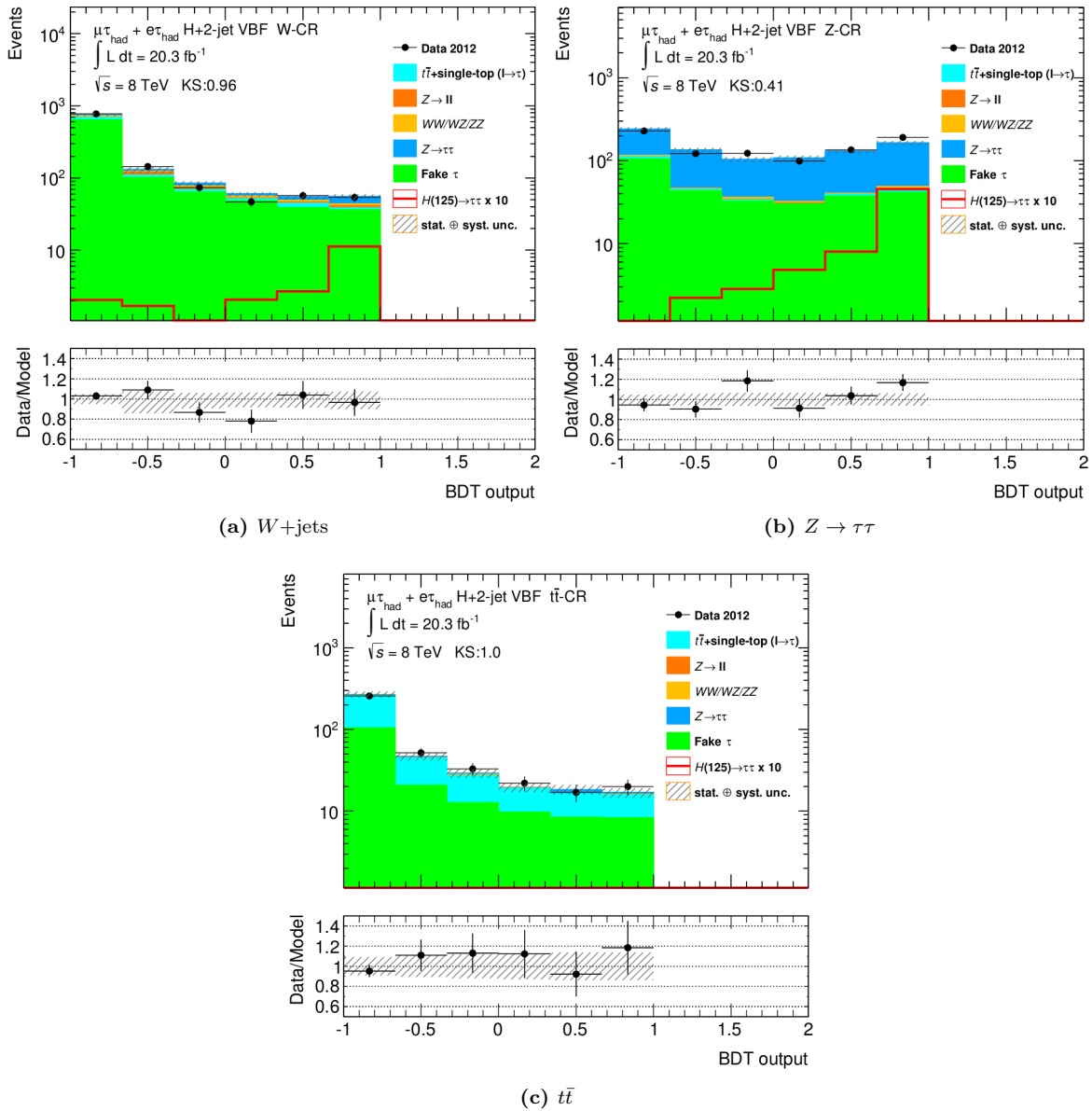


Figure 1.40: Comparaison entre données et prédiction de la distribution du BDT de la topologie VBF pour trois régions de contrôle [40].

La deuxième question porte sur la sensibilité en masse de l’analyse MVA. En effet, puisque la masse du système (τ, τ) est une variable d’entrée et que le BDT est entraîné sur un échantillon de signal $H(125) \rightarrow \tau\tau$, tout excès à haut BDT - même artificiel - aura une masse proche de 125 GeV par construction. Beaucoup de discussions ont eu lieu pour savoir s’il n’était pas plus judicieux de factoriser la mesure de l’excès et la “mesure” de sa masse, afin de garder ces deux informations comme *indépendantes*, apportant une meilleure identification du processus $H \rightarrow \tau\tau$. Plusieurs scénarios ont été testés comme par exemple une extraction de signal basée sur une distribution bi-dimensionnelle avec un BDT ne contenant pas la masse invariante $m_{\tau\tau}$, et la masse $m_{\tau\tau}$. Toutes les approches testées visant à supprimer $m_{\tau\tau}$ conduisaient à une dégradation notable de la sensibilité. Cette question de la compatibilité avec un boson de Higgs de 125 GeV a été abordée de deux manières différentes, discutées à la section 1.3.3.2.

Pour finir cette section, les sensibilités obtenues aux différentes étapes d’optimisation (CB0 \rightarrow CB1 \rightarrow MVA) sont données dans le tableau 1.4 et la figure 1.41 permet une comparaison avec le gain purement statistique attendu, pour le canal $\tau_\ell\tau_h$ et la combinaison des trois canaux. Ces illustrations résument le chemin parcouru pour atteindre une sensibilité de découverte attendue de 3.4σ . La section suivante présente les résultats observés dans les données et leur impact.

Table 1.4: Sensibilité attendues (exclusion μ_{excl} et découverte p_0 exprimée en déviation standard) en fonction des différentes phases d’optimisation présentées et différentes luminosités intégrées à 7/8 TeV (nombres entre parenthèses exprimés en fb^{-1}), pour le canal $\tau_\ell\tau_h$ et la combinaison.

		CB0 (4.7)	CB1 (4.7)	CB1 (4.7/13)	MVA (4.7/20)
		[41]	[43]	[43]	[32, 40]
$\tau_\ell\tau_h$	μ_{excl}	6.4	3.0	2.0	-
	p_0	-	-	-	2.3
$\tau\tau$	μ_{excl}	3.5	2.0	1.2	-
	p_0	-	-	1.7	3.4

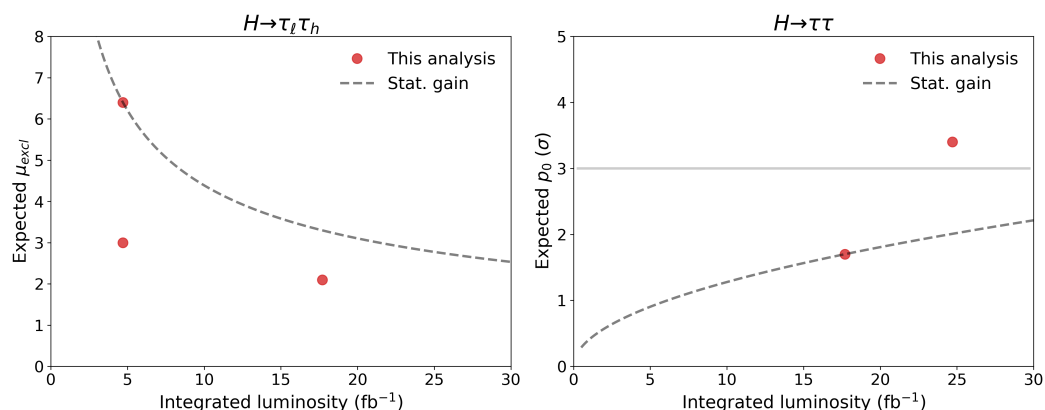
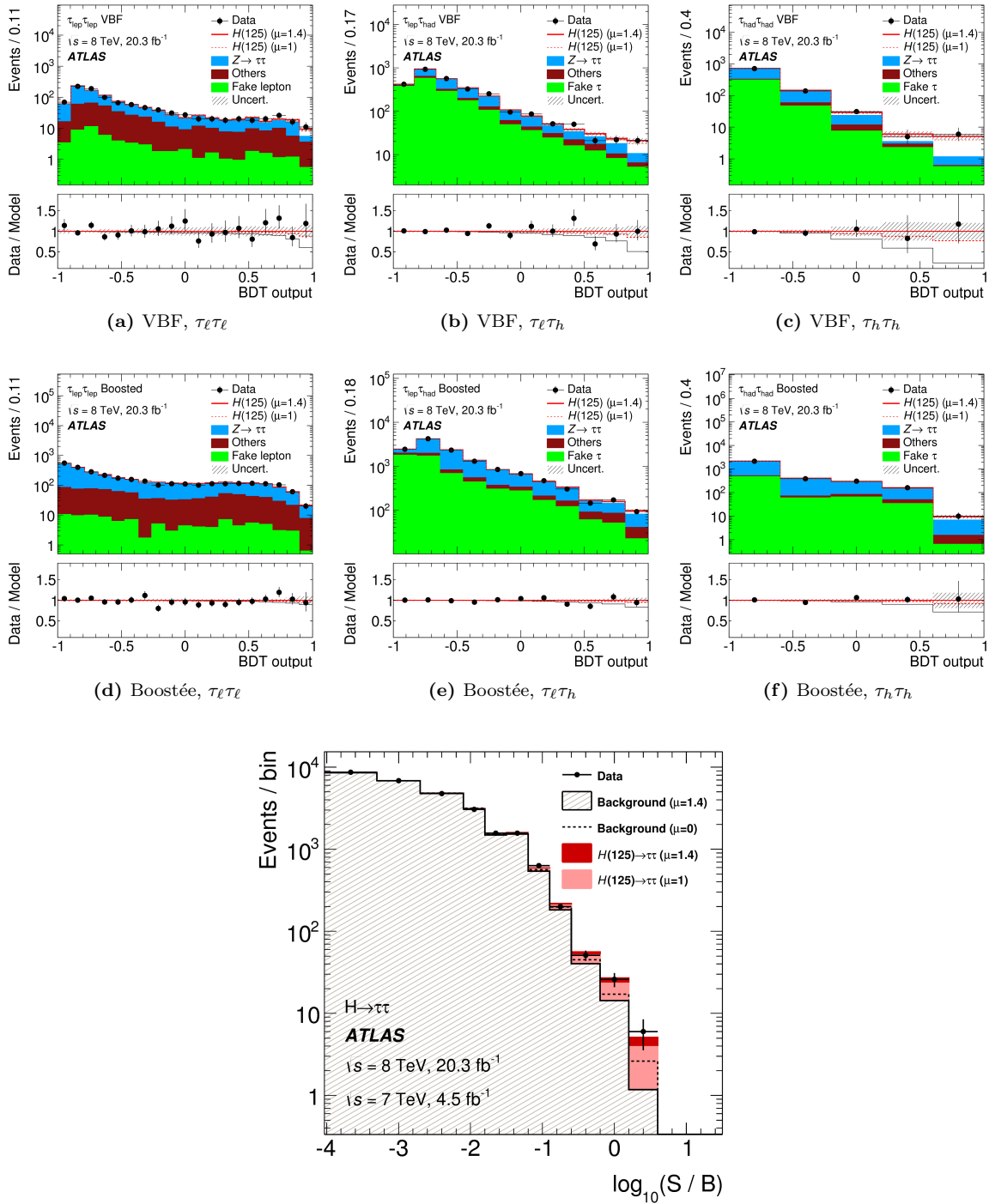


Figure 1.41: Évolution de la sensibilité en exclusion du canal $\tau_\ell\tau_h$ (à gauche) et de la sensibilité en découverte du canal $\tau\tau$ (à droite) en fonction de la quantité de données analysées, superposée à l’évolution attendue pour un gain purement statistique. Les deux points rouges à 4.7fb^{-1} correspondent aux deux analyses CB0 et CB1, appliquées au même échantillon de données (à gauche). La barrière des 3σ est atteinte grâce à une importante amélioration *au-delà du gain statistique* justifiant une approche multi-variée.

1.3.3.2 Résultats et impact sur le secteur du Higgs

La figure 1.42 montre la distribution des variables discriminantes pour les trois canaux dans les deux topologies considérées, ainsi que la distribution de $\log_{10}(S/B)$ de tous les événements indépendamment de leur topologie ou de leur état final. Un excès est clairement visible à haute valeur de BDT pour les trois canaux dans la topologie VBF et la figure 1.42g montre que le modèle du bruit de fond n’est pas capable de s’ajuster aux données sans supposer l’existence de $H \rightarrow \tau\tau$, comme le montre la ligne en pointillés noire (la notion d’ajustement du bruit de fond aux données est discutée au chapitre 2). La distribution des BDTs de la topologie boostée montre que la sensibilité au processus $gg \rightarrow H$ est moindre mais la combinaison des trois canaux conduit à une significativité de 2.6σ . En effet, la figure 1.43 donne le détail de la mesure du signal pour différents échantillons selon l’année de prise

de données, la topologie ou le mode de désintégration recherché. La mesure est exprimée en terme de section efficace normalisée à sa prédiction du MS, également appelée force du signal, notée μ .



(g) Distribution du $\log_{10}(S/B)$ toutes catégories confondues

Figure 1.42: Comparaison entre données et prédiction avec et sans boson de Higgs pour la distribution du BDT dans la topologie VBF (en haut) et boostée (au milieu) des trois canaux. Les panels inférieurs de chaque graphique montrent le rapport entre les données et le modèle sans (noir) et avec (rouge) boson de Higgs. Le facteur de normalisation de 1.4 pour le signal correspond à la valeur ajustée dans les données [32].

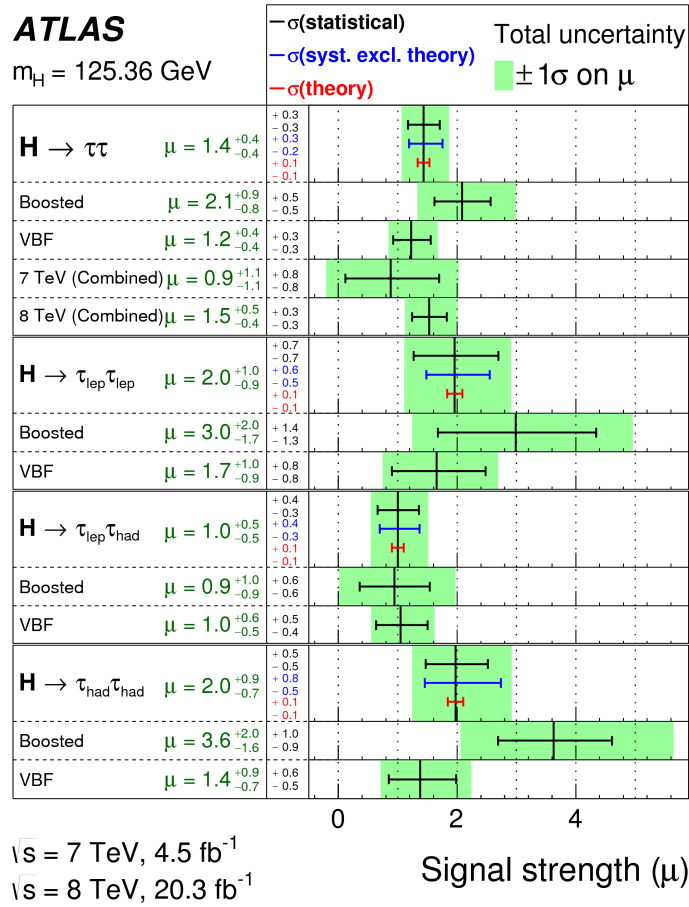


Figure 1.43: Taux de production $pp \rightarrow H(\rightarrow \tau\tau) + X$ mesuré (normalisé à la prédiction du MS) par année, par topologie et par canal [32].

La probabilité que les données observées correspondent à une fluctuation du bruit de fond est au niveau de 4.5σ , l'excès $H \rightarrow \tau\tau$ prédit par le Modèle Standard correspondant à une probabilité attendue de 3.4σ . Lors de la discussion sur l'analyse multivariée, la question de compatibilité de l'excès avec une résonance de 125 GeV a été soulevée. Deux points permettent d'y répondre : le spectre de masse invariante pondéré par la valeur de $\ln(1 + S/B)$ de chaque événement (donnant plus d'importance à la région $\text{BDT} \sim 1$), et une analyse indépendante basée sur des sélections rectangulaires non biaisée, bien que moins sensible. La figure 1.44 montre les deux distributions en masse et indiquent clairement que l'excès observé est compatible avec une résonance de 125 GeV. La figure 1.45 montre une collision candidate pour la production VBF avec les deux jets à l'avant et les produits de désintégration du boson de Higgs ($\tau_e\tau_h$) dans la partie centrale.

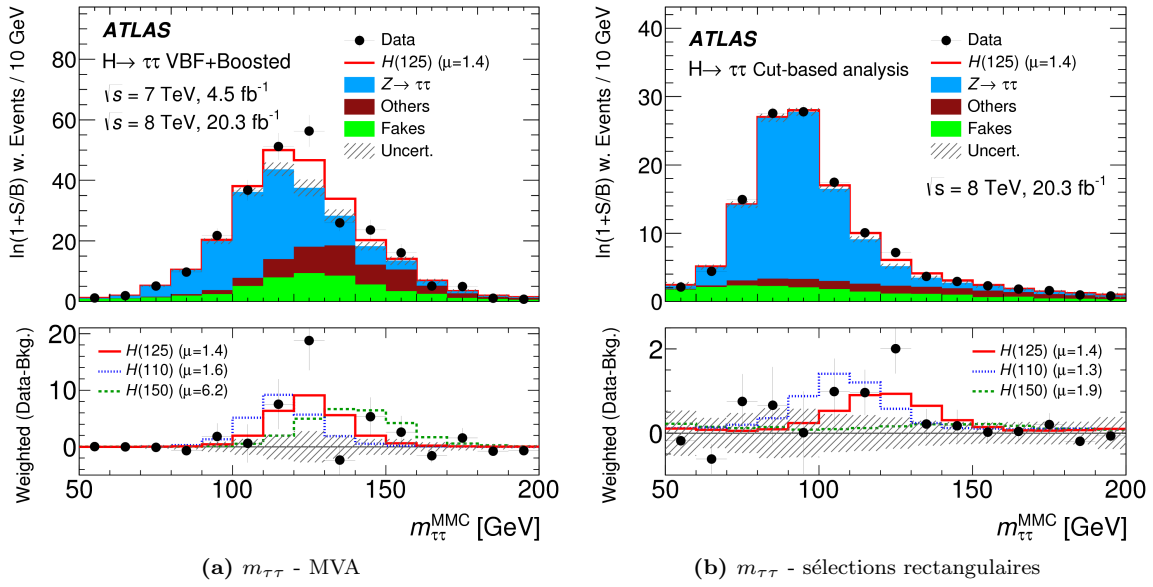


Figure 1.44: Distribution de la masse invariante du système di-tau pour l'analyse MVA pondérée par $\ln(1 + S/B)$ (à gauche) et l'analyse avec sélections rectangulaires (à droite) [32].

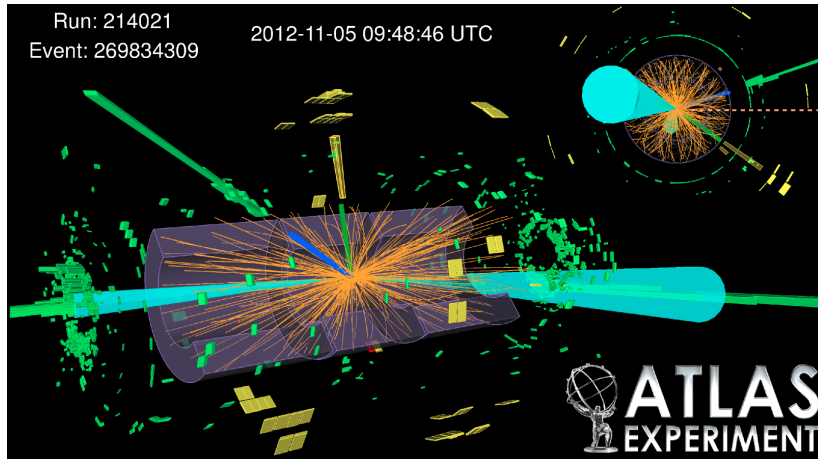


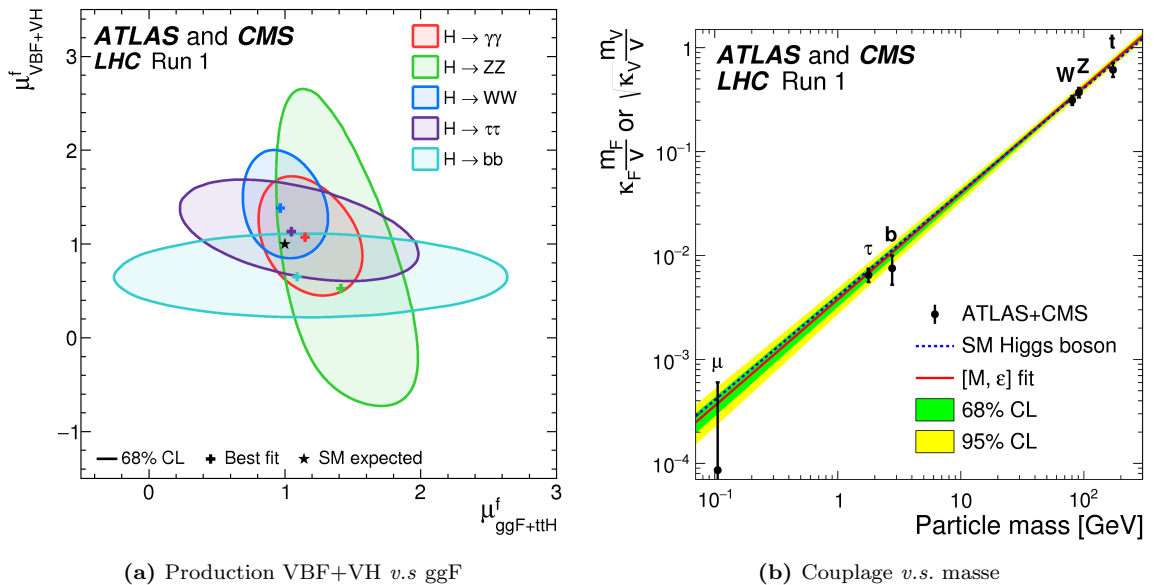
Figure 1.45: Collision candidate pour la production VBF d'un boson de Higgs, se désintégrant en $\tau_e \tau_h$, l'électron (lepton tau) étant la trace bleue (verte). Caractéristiques de la collision : $p_T^e = 56 \text{ GeV}$, $p_T^h = 56 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} = 113 \text{ GeV}$, $m_{jj} = 1.53 \text{ TeV}$, $m_{\tau\tau} = 127 \text{ GeV}$, $\text{BDT}=0.995$, $S/B=1$ [32].

Une description détaillée des incertitudes systématiques de l'analyse multivariée est discutée dans [32, 40], et seuls quelques points importants sont présentés ici. Les incertitudes conduisant aux contributions dominantes sur l'incertitude totale sur la force du signal mesurée μ sont, par ordre d'importance : l'échelle d'énergie des jets, la normalisation des bruits de fond et la statistique limitée des échantillons servant à l'estimation des fonds (justifiant par exemple l'importance de la méthode FF pour les fonds du type $j \rightarrow \tau_h$, comparée à la méthode OS-SS). La sensibilité de cette analyse reste limitée par la statistique des données dans les régions de signal. Le tableau 1.5 résume l'impact des incertitudes principales sur la mesure de la force du signal μ .

Table 1.5: Impact des sept incertitudes principales sur la précision de la mesure $\mu = 1.43$ [32].

Source	$\Delta\mu$
statistique des données	+0.27 -0.26
énergie des jets	± 0.13
normalisation des fonds	± 0.12
statistique des fonds	± 0.10
$BR(H \rightarrow \tau\tau)$	± 0.08
énergie des leptons tau	± 0.07
identification des leptons tau	± 0.06
incertitude systématique totale	+0.33 -0.26
incertitude totale	+0.43 -0.37

Pour conclure cette section, la figure 1.46 montre deux impacts importants de cette analyse dans la combinaison des mesures faites par ATLAS et CMS avec les données de la première phase de fonctionnement du LHC [44]. Bien que n'ayant pas travaillé directement sur cette combinaison, il me semble important de mentionner que le canal $H \rightarrow \tau\tau$ a une sensibilité similaire au canal de découverte $H \rightarrow WW$ pour le mode de production par fusion de bosons vecteurs (cf. figure 1.46a), processus d'un intérêt singulier comme expliqué à l'introduction de la section 1.3. Le second point important est de pouvoir tester la relation entre masse et couplage, tellement spécifique au secteur du Higgs, avec une mesure *directe* à basse masse et dans le secteur fermionique. Le canal $H \rightarrow \tau\tau$ contribue à démontrer que la résonance observée obéit effectivement à la dynamique imaginée pour briser la symétrie électro-faible (cf. figure 1.46b).


Figure 1.46: Contrainte sur les modes de production VBF+VH et GGF du canal $H \rightarrow \tau\tau$ comparé aux autres canaux (à gauche) et évolution du couplage entre le boson de Higgs et les particules du MS en fonction de leur masse (à droite) [44].

1.4 Conclusion

Mes recherches sur les leptons tau ont conduit, d'une part à une amélioration significative de leur identification et d'autre part à deux résultats relatifs au mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible dans le Modèle Standard. Au delà des aspects purement scientifiques, il y a certains éléments de contexte que je souhaite mentionner car ils ont joué un rôle au moins aussi important dans l'évolution de ma carrière.

L'étude sur le détecteur de pied de gerbe à $DØ$ a été ma première véritable expérience dans la recherche, qui s'est révélée assez difficile mais tellement représentative de ce que nécessite ce métier : enthousiasme et persévérance ! La recherche du processus $H \rightarrow WW$ dans l'état final $\mu + \tau$ constitue un résultat scientifique modeste (bien que pertinent, remis dans son contexte), mais m'a clairement permis de prendre part aux recherches sur le boson de Higgs, à cette période charnière entre l'arrêt de Tevatron et le démarrage du LHC. Avoir pu travailler sur une expérience telle que $DØ$ m'a apporté une base particulièrement solide de connaissances, principalement car j'étais à chaque fois le seul physicien impliqué. Cette situation, bien plus rare sur les expériences LHC, permet de se confronter à toutes les étapes d'une analyse et ainsi d'acquérir plus facilement une vision d'ensemble.

La première mise en évidence du processus $H \rightarrow \tau\tau$ est probablement le résultat scientifique le plus impactant de ce chapitre, voire de ce manuscrit. Je m'estime extrêmement chanceux d'avoir pu contribuer à ce résultat, en particulier dans le contexte de la découverte toute récente d'une nouvelle particule élémentaire. En effet, je suis arrivé au bon moment avec une maturité scientifique suffisante pour comprendre les enjeux et les défis expérimentaux mis en jeu, mais surtout pour réellement *contribuer* à mieux connaître cette toute nouvelle particule. Cette composante contextuelle tient uniquement d'un concours de circonstances favorable, qui n'arrive qu'une fois dans une vie (s'il arrive!).

Pour finir, il est important de mentionner que tout le travail fait dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ est le résultat d'un effort collectif, même pour les contributions qui ont été qualifiées de personnelles. L'apport d'une personne unique n'est pas toujours simple à estimer car il peut prendre différentes formes, allant d'une distribution judicieusement choisie à une remarque percutante lors d'une réunion de travail. La plupart des idées décrites dans ce chapitre ont été élaborées au minimum avec mes deux étudiants Nils et Helge, qui étaient véritablement moteurs dans la réflexion.

Chapitre 2

Aparte : méthodes statistiques

Sommaire

2.1	Quelques généralités	54
2.1.1	Approches fréquentiste et bayésienne	54
2.1.2	Fonction de vraisemblance	54
2.1.3	Traitement des incertitudes	54
2.1.4	Test d'hypothèse : exclusion et découverte	55
2.2	Comparaison des procédures du LEP, Tevatron et LHC	56
2.2.1	LEP : approche hybride sans profilage	56
2.2.2	Tevatron : approche hybride avec profilage	57
2.2.3	LHC : approche fréquentiste pure avec profilage	57
2.2.4	Avantages et inconvénients de l'approche du LHC	58
2.3	Contributions et discussions	60
2.3.1	Limite attendue et données observées	60
2.3.2	Validation du profilage	64
2.3.3	Discussions	70
2.4	Conclusion	71

Les méthodes statistiques permettent d'interpréter les données observées en terme de contraintes sur la théorie. Cette étape comporte une certaine part d'arbitraire inhérente au processus, avec des méthodes et même des philosophies différentes suivant les domaines scientifiques. Durant le recherche du processus $H \rightarrow \tau\tau$, j'ai découvert l'approche statistique utilisée dans l'expérience ATLAS, différente de celle utilisée à $D\bar{O}$. Ces différences ont induit une réflexion assez profonde sur ces méthodes sur le plan conceptuel, et les conséquences pratiques (positives ou négatives) ont été sources de discussions plutôt longues - à tel point que c'est sûrement devenu le facteur limitant lors de la revue interne du résultat $H \rightarrow \tau\tau$. Ce travail et les réflexions associées ont été menés afin de progresser efficacement sur la recherche du processus $H \rightarrow \tau\tau$ mais dépasse le cadre de cette analyse et fait par conséquent l'objet d'un chapitre à part.

2.1 Quelques généralités

2.1.1 Approches fréquentiste et bayésienne

La base de toute interprétation statistique est la *fonction de vraisemblance* qui traduit la relation de causalité entre les données observées et le modèle considéré, notée $\mathcal{L}(\text{data} | \text{model})$. Il existe deux grandes approches statistiques qui exploitent cette relation de manière différente pour extraire de l'information à partir des données. L'approche *fréquentiste* considère la fonction de vraisemblance comme la probabilité d'observer des données "data" en supposant le modèle "model". Cette probabilité décrit le comportement des données obtenues si l'expérience - ou pseudo-expérience - était répétée un grand nombre de fois (d'où le nom *fréquentiste*). En comparant les données réellement observées à leur distribution régie par $\mathcal{L}(\text{data} | \text{model})$, il est possible de quantifier la compatibilité des données avec le modèle supposé. Au contraire, l'approche *bayésienne* utilise la fonction de vraisemblance pour actualiser la probabilité *a priori* d'un modèle¹, notée $P_{\text{prior}}(\text{model})$, grâce à l'observation considérée comme étant unique. Cette probabilité *a posteriori* du modèle est proportionnelle à la fonction de vraisemblance : $P_{\text{post}}(\text{model}) \propto \mathcal{L}_{\text{bayes}}(\text{model} | \text{data}) \times P_{\text{prior}}(\text{model})$. Entre ces deux philosophies opposées existe tout un continuum de procédures statistiques hybrides exploitant des idées de chaque approche, avec leurs points forts et leurs points faibles. La suite de cette section porte sur des méthodes plutôt fréquentistes - bien plus répandues en physique sur collisionneur - avec une touche bayésienne.

2.1.2 Fonction de vraisemblance

La définition de la fonction de vraisemblance nécessite l'introduction de quelques notations, en particulier pour la prise en compte des incertitudes. Celles-ci affectent les prédictions du modèle à travers des paramètres supplémentaires, appelés *paramètres de nuisance* (NP). Pour une expérience de comptage, la probabilité de Poisson, dont la valeur centrale est la prédiction du bruit de fond et du signal, permet de construire $\mathcal{L}(\text{data} | \text{model})$. En omettant par simplicité un éventuel produit sur plusieurs catégories d'événements (intervalles d'un histogramme ou régions), la fonction de vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L}(d | \mu, \boldsymbol{\theta}) \equiv \mathcal{L}_{\text{Poisson}}(d | \mu s(\boldsymbol{\theta}) + b(\boldsymbol{\theta})) = \mathcal{L}(\text{data} | \text{model}) \quad (2.1)$$

- d : nombre d'événements pour les (pseudo) données
- μ : normalisation du signal par rapport à une référence (en général, une prédiction théorique) ; c'est le paramètre d'intérêt sur lequel l'inférence porte
- $\boldsymbol{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_N)$: N paramètres de nuisance traduisant l'impact des incertitudes sur le modèle
- $b(\boldsymbol{\theta})$ ($s(\boldsymbol{\theta})$) : nombre prédit d'événements de bruit de fond (signal), dépendant des paramètres de nuisances. La quantité $\mu s(\boldsymbol{\theta}) + b(\boldsymbol{\theta})$ constitue donc le modèle étudié.

2.1.3 Traitement des incertitudes

La propagation des incertitudes expérimentales et théoriques se fait en obtenant les prédictions n ($n = s, b$) après avoir modifié chaque grandeur p soumise à une incertitude Δp . En pratique, seules trois variations de n sont mesurées pour les valeurs de la grandeur étudiée : $p + \theta_p \Delta p$ avec $\theta_p = -1, 0, 1$ où θ_p représente un des paramètres de nuisance de l'équation 2.1. Une procédure d'*interpolation* entre ces

¹. Cette probabilité sera constante sur tout l'espace des paramètres pour un modèle sur lequel aucune connaissance préalable existe.

trois valeurs n_{-1}, n_0, n_{+1} (discutée par exemple dans [45, 46]) permet d’obtenir une fonction continue $f_p(\theta_p)$ pour chaque incertitude systématique tel que $n(\theta_p) = n_0 f_p(\theta_p)$. Il est alors possible d’ajuster les paramètres de nuisance (et donc les incertitudes) aux données en maximisant $\mathcal{L}(d|\mu, \boldsymbol{\theta})$ par rapport à $\boldsymbol{\theta}$. Cette procédure, appelée *profilage*, a pour effet de réduire l’impact des incertitudes sur l’interprétation des données. À ce stade, deux remarques s’imposent sur les (nécessaires) approximations utilisées pour l’estimation de $n(\boldsymbol{\theta})$:

1. les incertitudes sont variées une à une et les corrélations éventuelles sont perdues :

$$n(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N) = n_0 f_1(\theta_1) f_2(\theta_2) \dots f_N(\theta_N)$$

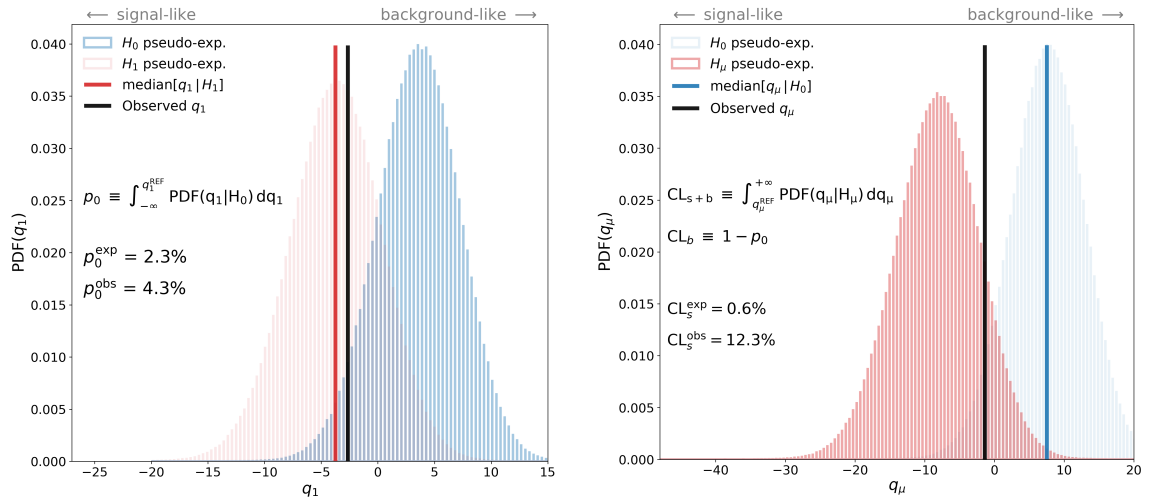
2. les prédictions pour des variations autres que $\theta = -1, 0, 1$ dépendent du schéma d’interpolation.

Tout expérimentateur ayant mené une analyse de données sur une expérience telle qu’ATLAS sait qu’il est techniquement hors de portée de produire les variations systématiques pour toutes les combinaisons possibles d’incertitudes. Cela étant dit, il est bon de garder en tête l’ensemble des approximations sous-jacentes, même si elles relèvent de nécessités techniques.

2.1.4 Test d’hypothèse : exclusion et découverte

Les deux hypothèses à tester sont l’absence ou l’existence d’un signal, notées respectivement H_0 et H_μ ou μ est la normalisation supposée du signal. La grandeur de base du test d’hypothèse est la *test statistique* notée $q_\mu(d)$ qui s’évalue pour chaque (pseudo) observation d . Les densités de probabilité (PDF) de q_μ sont déterminées pour les deux hypothèses à tester, en générant des pseudo-expériences basées sur H_0 et H_μ . La définition exacte du test statistique dépend de la méthode utilisée mais s’appuie généralement sur le rapport de deux fonctions de vraisemblance tel que $q_\mu(d) = -2 \ln(\mathcal{L}(d|m_\mu)/\mathcal{L}(d|m_{\text{ref}}))$, où m_μ représente le modèle contenant un signal normalisé par μ et m_{ref} est le modèle de référence. La valeur de $q_\mu(d)$ indique donc lequel des deux modèles m_μ et m_{ref} est le plus vraisemblable pour expliquer les données d . Concrètement, plus la valeur de q_μ est petite, plus les données sont compatibles avec la présence d’un signal. La figure 2.1 montre les quelques distributions nécessaires pour dériver l’exclusion ou la découverte du signal à un certain niveau de confiance. La procédure de découverte repose sur la fraction de pseudo-expériences, générées dans l’hypothèse sans signal, étant compatible “par chance” avec le signal tel qu’on l’attend, *i.e.* $\mu = 1$ (cf. figure 2.1a). Un test statistique pertinent est donc q_1 puisqu’il compare le modèle m_1 au modèle de référence. Cette fraction représente la probabilité, appelée p_0 en référence à l’hypothèse H_0 , que le bruit de fond ait une fluctuation statistique imitant le signal. Pour l’exclusion, la normalisation du signal μ est augmentée jusqu’à ce que la fraction de pseudo-expériences, générées sous l’hypothèse H_μ étant compatible avec le bruit de fond, soit en dessous d’un certain seuil (cf. figure 2.1b). La valeur de ce seuil fixe le niveau de confiance de l’exclusion². Un test statistique pertinent pour l’exclusion est donc q_μ puisqu’il compare le modèle m_μ au modèle de référence. La figure 2.1 donne des détails plus quantitatifs correspondant à cette description qualitative de la procédure de découverte et d’exclusion d’un signal.

2. Cette probabilité, appelée CL_{s+b} , est souvent normalisée par $\text{CL}_b \equiv 1 - p_0$. Cette modification, appelée méthode CL_s , évite les exclusions non physiques d’un signal négatif se produisant pour des fluctuations basses du bruit de fond en utilisant CL_{s+b} . En effet, une fluctuation basse du bruit de fond (haute valeur de q_μ) conduira à un faible CL_{s+b} mais aussi à un faible CL_b , de sorte que le rapport CL_{s+b} reste stable. Le prix à payer est la perte de l’interprétation fréquentiste rigoureuse de l’exclusion, puisqu’un *rapport* de probabilité est utilisé. Ce problème n’existe pas dans l’approche bayésienne puisque les situations ayant physiquement aucun sens sont supprimées par un *prior* approprié.



(a) Procédure de découverte observée (attendue) basée sur la fraction de pseudo-expériences dans l'hypothèse H_0 ayant $q_1 \leq q_1^{\text{obs}}$ (median[$q_1|H_1$]).

(b) Procédure d'exclusion observée (attendue) basée sur la fraction de pseudo-expériences dans l'hypothèse H_μ ayant $q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}}$ (median[$q_\mu|H_0$]).

Figure 2.1: Distributions du test statistique utilisé au LEP (cf. section 2.2) dans le cas simple d'un seul nombre d'événements ($b = 100$, $s = 20$, $n_{\text{obs}} = 117$) pour une statistique de Poisson sans incertitude, illustrant la découverte (à gauche) et l'exclusion d'un signal avec $\mu = 1.5$ (à droite).

Remarque : en statistique bayésienne, la probabilité d'observer tel ou tel jeu de données n'a aucun sens. La notion même de test d'hypothèse telle que décrite ci-dessus n'a donc pas lieu d'être. Cependant, le cadre bayésien offre la possibilité d'extraire la probabilité qu'un certain modèle explique les données, *via* le formalisme des facteurs de Bayes. Il est alors possible de classer plusieurs modèles du plus probable au moins probable, ce qui n'aurait par contre aucun sens dans l'approche fréquentiste.

2.2 Comparaison des procédures du LEP, Tevatron et LHC

Les principes généraux discutés à la section précédente sont appliqués avec des variantes qui ont évolué avec les expériences et leurs limitations. Une comparaison des méthodes utilisées au LEP, au Tevatron et au LHC (principalement pour la recherche du boson de Higgs) est décrite ici. Dans la suite, la dépendance de s et b avec θ sera implicite et pourra être omise. Cette section se termine par une discussion des avantages et inconvénients de la méthode du LHC par rapport aux autres.

2.2.1 LEP : approche hybride sans profilage

La fonction de vraisemblance utilisée au LEP est construite sur une loi de Poisson et le test statistique compare les modèles m_μ (avec signal) et m_0 (sans signal)³ :

$$\mathcal{L}(d | \mu) = \mathcal{L}_{\text{Poisson}}(d | \mu s + b) \quad ; \quad q_\mu(d) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(d | \mu)}{\mathcal{L}(d | 0)}$$

3. D'après le lemme de Pearson-Neyman, c'est la quantité optimale pour discerner deux hypothèses, sous certaines conditions [47].

Les incertitudes systématiques ne sont pas directement incluses dans le calcul du test statistique mais sont prises en compte lors de la construction des PDFs. En effet, la génération des pseudo-expériences $\{i\}$ consiste à d'abord déterminer un jeu de valeurs des paramètres de nuisance $\boldsymbol{\theta}_i$, tiré suivant un prior $\pi(\boldsymbol{\theta})$ gaussien, non inclus dans \mathcal{L} . Ensuite, ce jeu de pseudo-données est tiré suivant la fonction de vraisemblance de Poisson de valeur moyenne $b(\boldsymbol{\theta}_i)$ ($\mu s(\boldsymbol{\theta}_i) + b(\boldsymbol{\theta}_i)$) pour l'hypothèse H_0 (H_μ). Cette approche est qualifiée d'*hybride* car l'incertitude statistique provenant des données observées est traitée de manière fréquentiste alors que les incertitudes systématiques sont traitées de manière bayésienne. En effet, ces dernières sont *marginalisées* lors de la construction des PDFs puisque la procédure de génération des pseudo-expériences ainsi décrite conduit à la fonction de vraisemblance effective marginalisée notée \mathcal{L}_m :

$$\mathcal{L}_m(d|\mu) = \int \mathcal{L}(d|\mu, \boldsymbol{\theta}) \times \pi(\boldsymbol{\theta}) d\boldsymbol{\theta} \quad (2.2)$$

2.2.2 Tevatron : approche hybride avec profilage

Au Tevatron, l'approche hybride fréquentiste-bayésienne est également utilisée mais les paramètres de nuisance sont, cette fois, inclus dans la fonction de la vraisemblance *via* le prior $\pi(\boldsymbol{\theta})$ comme terme de pénalité pondérant la probabilité de Poisson. La fonction de vraisemblance et le test statistique sont définis par :

$$\mathcal{L}(d|\mu, \boldsymbol{\theta}) = \mathcal{L}_{\text{Poisson}}(d|\mu s + b) \times \pi(\boldsymbol{\theta}) \quad ; \quad q_\mu(d) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(d|\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu)}{\mathcal{L}(d|0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0)}$$

où $\hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu$ est l'ensemble des valeurs des NPs qui maximisent la probabilité de décrire les données $\mathcal{L}(d|\mu, \boldsymbol{\theta})$ pour une valeur de μ fixée. La génération des pseudo-expériences se fait de la même manière que dans le cas du LEP. La seule différence est l'ajustement des paramètres de nuisance pour chacun des deux modèles, et ce pour chaque jeu de pseudo-données. Cette procédure est donc possiblement plus longue que celle du LEP (selon le temps nécessaire à la marginalisation de l'équation 2.2), mais réduit potentiellement l'impact des incertitudes sur l'interprétation des données. En effet, les paramètres de nuisance post-ajustement utilisés dans le calcul de $q_\mu(d)$ sont concentrés autour des valeurs qui décrivent le mieux les données. Cette approche est donc qualifiée d'hybride avec profilage.

2.2.3 LHC : approche fréquentiste pure avec profilage

L'approche adoptée au LHC incorpore les incertitudes systématiques dans un formalisme purement fréquentiste, grâce au concept de *mesures auxiliaires*. Dans ce contexte, chaque incertitude est supposée provenir d'une mesure décrite par des données auxiliaires (notés \mathcal{O}) et la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_{\text{aux}}(\mathcal{O}|\boldsymbol{\theta})$ associées. Les paramètres de nuisance considérés jusqu'à présent peuvent donc être pensés comme les paramètres d'intérêt des mesures auxiliaires. En notant \mathcal{O} l'ensemble des données de toutes les mesures auxiliaires, la fonction de vraisemblance incluant les incertitudes systématiques s'écrit :

$$\mathcal{L}(d, \mathcal{O}|\mu, \boldsymbol{\theta}) = \mathcal{L}_{\text{Poisson}}(d|\mu s(\boldsymbol{\theta}) + b(\boldsymbol{\theta})) \times \mathcal{L}_{\text{aux}}(\mathcal{O}|\boldsymbol{\theta})$$

Cette approche est plutôt séduisante car elle permet de prendre en compte toutes les corrélations sur l'ensemble des mesures nécessaires à un résultat physique, des objets reconstruits aux étalonnages des détecteurs, en passant par la mesure de luminosité. Cependant, il est impossible en pratique de fournir toutes les données et les fonctions de vraisemblance pour chaque mesure auxiliaire obtenue par des

analyses spécifiques. Une approximation gaussienne est alors utilisée pour décrire chaque fonction de vraisemblance auxiliaire :

$$\mathcal{L}_{\text{aux}}(\theta_{\text{meas}} | \theta) \propto \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_{\text{meas}}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

ce qui revient à une approximation au second ordre du minimum de $-2 \ln(\mathcal{L}_{\text{aux}})$, où θ_{meas} est la valeur mesurée du paramètre de nuisance (ramenée à 0 en pratique) et σ son incertitude (ramenée à 1 en pratique). Enfin, le test statistique est également différent de celui utilisé au Tevatron puisque le modèle de référence n'est plus la prédiction du bruit de fond seul, mais repose sur le meilleur ajustement simultané des paramètres de nuisance et de la norme du signal μ :

$$q_{\mu}(d) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(d | \mu, \hat{\theta}_{\mu})}{\mathcal{L}(d | \hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (2.4)$$

où $(\hat{\mu}, \hat{\theta})$ est l'ensemble des valeurs des NP et μ qui maximisent la probabilité de décrire les données $\mathcal{L}(d | \mu, \theta)$, alors que $\hat{\theta}_{\mu}$ est l'ensemble des valeurs des NP qui maximisent la même probabilité à μ fixé. Le test q_{μ} ainsi défini est donc positif par construction (au contraire des cas précédents) avec une valeur proche de 0 pour une observation compatible avec le modèle testé - par exemple $q_1(d = s + b)$ - et une grande valeur pour une observation incompatible avec le modèle testé - par exemple $q_{10}(d = b)$. Le changement de l'hypothèse de référence dans la définition du test statistique est motivé par son comportement dit *asymptotique*, qui fait justement l'objet de la section suivante.

2.2.4 Avantages et inconvénients de l'approche du LHC

D'un point de vue conceptuel, certains pensent que l'avantage de la méthode du LHC est son cadre formel bien défini. En effet, les approches fréquentistes et bayésiennes ne répondent pas rigoureusement aux mêmes questions, donc mélanger les deux peut conduire à une interprétation parfois confuse. Pourtant, certaines incertitudes systématiques ne sont pas de nature statistique puisqu'elles ne proviennent pas de mesures auxiliaires. L'exemple typique est celui des incertitudes théoriques liées aux méthodes de calcul perturbatif. Dans ce cas, l'approche hybride semble plus appropriée du point de vue de la nature de ces incertitudes, bien que moins bien définie en terme d'interprétation. Cette discussion n'a finalement pas ou peu de conséquence pratique sur les résultats physiques qui sont extraits de ces méthodes.

D'un point de vue pratique, il existe un avantage significatif qui conduit aussi, selon moi, aux difficultés les plus importantes : la distribution du test statistique peut être approximée, dans la limite d'un lot de données infini, par une fonction analytique. Cette approximation dite *asymptotique* a été obtenue en 1943 [48] et exploitée dans [49], où une détermination des paramètres de la fonction analytique en question est proposée. Cette fonction est entièrement déterminée par le test statistique de l'équation 2.4 évalué sur un jeu de données (artificiel) représentatif d_A , appelé *asimov*, construit pour chaque hypothèse à tester. En notant $q_{\mu, A}^{\mu_{\text{toys}}}$ le test statistique correspondant à $q_{\mu}(d_A(\mu_{\text{toys}}))$, la PDF de q_{μ} pour des pseudo-données générées sous l'hypothèse $H_{\mu_{\text{toys}}}$ s'écrit [49] :

$$\text{PDF}(q_{\mu} | \mu_{\text{toys}}) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{q_{\mu}}} \exp \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{q_{\mu}} - \sqrt{q_{\mu, A}^{\mu_{\text{toys}}}} \right)^2 \right]$$

Il convient donc de définir le lot de données asimov⁴, sur lequel toute la procédure repose. Par définition, la maximisation de la fonction de vraisemblance sur le jeu de données asimov conduit aux paramètres vrais du modèle. Plus concrètement, si $d_A = \mu_{\text{toys}} s(\boldsymbol{\theta}_A) + b(\boldsymbol{\theta}_A)$, alors la fonction de vraisemblance sera maximale pour $\hat{\boldsymbol{\theta}}_{\mu_{\text{toys}}} = \boldsymbol{\theta}_A$ [49]. Un jeu de données asimov peut donc être construit à partir de n'importe quelle configuration du modèle. La procédure d'exclusion et de découverte, qu'elle soit attendue ou observée, repose alors sur le choix des paramètres définissant le lot de données asimov. Le choix naturel, qui est adopté en pratique, est d'estimer ces paramètres en ajustant le modèle aux données observées, qui sont par définition "générées" par le modèle sous-jacent que les physiciens cherchent à caractériser. La procédure d'interprétation statistique basée sur l'approximation asymptotique est résumée sur la figure 2.2.

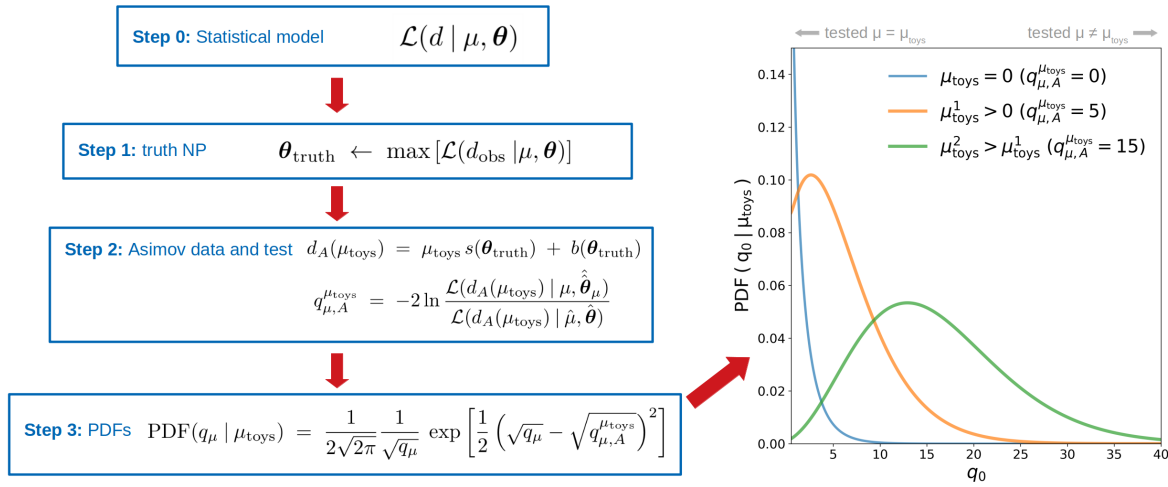


Figure 2.2: Schéma de principe expliquant l'interprétation statistique basée sur l'approximation asymptotique. Les PDFs du test $q_{\mu=0}$ sont tracées pour trois hypothèses : bruit de fond seul (bleu), et deux signaux de normalisation croissante. Plus le signal présent dans les pseudo-données est différent du μ testé (ici $\mu = 0$), plus la PDF est importante vers les hautes valeurs de q_{μ} .

C'est précisément à l'étape 1 de la procédure illustrée figure 2.2 que certaines difficultés conceptuelles et pratiques émergent. Conceptuellement, utiliser les données dans lesquelles on recherche un signal (dont l'existence même est au cœur de l'étude) pour ajuster le modèle ne semble pas très cohérent. Les données peuvent d'ailleurs être ajustées de différentes manières : μ peut être fixé à 0 (ou 1), ou bien être varié simultanément avec $\boldsymbol{\theta}$. Ces différentes configurations, dont le choix final est arbitraire, peuvent conduire à des résultats différents. Par ailleurs, un signal inattendu présent dans les données pourrait biaiser cet ajustement initial. En pratique, la notion de limite (ou exclusion) attendue perd de son sens puisque la détermination de $\boldsymbol{\theta}_{\text{truth}}$ de la figure 2.2 nécessite les données observées. Par conséquent, les performances attendues de l'analyse dépendent des données observées, ce qui n'est pas souhaitable. Ce point précis pose la question de la définition même d'une analyse en aveugle, elle-même reliée à la phase d'optimisation d'une analyse. L'autre conséquence pratique est le niveau d'investigation nécessaire pour valider cet ajustement initial : si certaines valeurs post-ajustement sont faussées (ce qui est possible pour différentes raisons techniques), alors toute la procédure qui suivra sera erronée. La section suivante discute des études que j'ai menées pour mieux comprendre ces questions et tenter d'y apporter des éléments de réponse.

Mais avant, il convient de mentionner le point fort de cette méthode (en plus de sa rapidité de mise

4. Cette appellation introduite dans [49] provient d'une nouvelle de Isaac Asimov, *Franchises*, dans laquelle l'auteur décrit des élections où l'ensemble du corps électoral est remplacé par un unique votant : le plus représentatif.

en pratique). Ce formalisme permet d'ajuster le modèle aux données en prenant en compte toutes les incertitudes et leurs corrélations. Prenons l'exemple d'un bruit de fond dont la normalisation est mal prédite dans la région d'intérêt : l'ajustement initial permet de mesurer un facteur correctif de la normalisation en prenant en compte l'impact de toutes les incertitudes θ_i et leurs corrélations sur ce facteur. L'approche traditionnelle consisterait à mesurer ce facteur correctif dans une région dédiée, assigner une incertitude effective θ_{norm} provenant de toutes les incertitudes présentes θ_i , et injecter cette incertitude unique dans le modèle statistique final. Dans ce cas, le modèle statistique contient alors $N+1$ incertitudes : $(\theta_1, \dots, \theta_N)$ et θ_{norm} . Il est clair que cette incertitude effective θ_{norm} est corrélée aux θ_i , pourtant ces corrélations sont complètement perdues dans l'approche traditionnelle. Bien qu'expliqué sur un cas simple, cet avantage du profilage unique sur les données peut se décliner dans des configurations bien plus évoluées avec plusieurs régions, chacune sensible à des problèmes de modélisation spécifiques à corriger. Certaines analyses complexes, telle que la mise en évidence du processus $pp \rightarrow VH(\rightarrow b\bar{b})$ [50] ou encore la recherche de nouveaux processus produisant une paire de $t\bar{t}$ en association avec plusieurs quarks b^5 [51, 52], reposent énormément sur cette modélisation du bruit de fond basée sur un ajustement aux données, puisque les prédictions actuelles ne sont pas fiables dans ces régions d'espace des phases. En d'autres termes, les données sont utilisées à la fois pour inférer la présence d'un signal *et* estimer le bruit de fond attendu.

2.3 Contributions et discussions

Afin de mieux cerner l'impact des données sur les performances attendues dans l'approche asymptotique, j'ai d'abord étudié la stabilité des limites d'exclusion (attendues) en fonction d'un signal éventuel dans les données. J'ai ensuite estimé l'impact du type d'ajustement initial sur les performances attendues. Par ailleurs, j'ai montré que, dans certains cas, les optimisations de sensibilité pré-ajustement pouvaient voir leur impact réduit après ajustement. Ce point particulier a en fait été le déclencheur de toute cette réflexion à travers l'optimisation de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$ sur les données de 2011 (cf. chapitre 1). Enfin, j'ai développé deux outils qui permettent d'analyser en détails la qualité de l'ajustement initial. Cette section se termine par une discussion qui tente de replacer ces effets dans un contexte plus général.

2.3.1 Limite attendue et données observées

Comme expliqué sur la figure 2.2, la forme des PDF s'appuie directement sur le jeu de paramètres θ_{truth} déterminé durant l'ajustement du modèle aux données. Plusieurs types d'ajustement sont possible, conduisant à des résultats différents. Les trois cas étudiés sont :

1. un ajustement simultané de (μ, θ) , ne faisant aucune supposition sur la présence d'un signal dans les données (les NP obtenus sont notés $\hat{\theta}_{\text{obs}}$);
2. un ajustement conditionnel avec $\mu = 0$, supposant que le signal n'est pas présent dans les données (les NP obtenus sont notés $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$);
3. un ajustement conditionnel avec $\mu = 0$ sur un lot de données asimov correspondant au modèle nominal $b(\theta = \mathbf{0})$ (les NP obtenus sont notés $\hat{\theta}_{\text{exp},0}$ - *exp* pour *expected*).

Ce dernier cas est le seul qui corresponde véritablement à une analyse en aveugle. Il permet de sonder les contraintes *attendues* sur les incertitudes systématiques compte tenu de la précision statistique

5. Nous reviendrons sur ce type d'état final au chapitre 3.

du lot de données observées. Le but de l'étude est de comprendre comment un signal éventuellement présent dans les données peut biaiser les conclusions de l'interprétation statistique.

Le cas le plus simple où la présence d'un signal dans les données peut affecter les NP post-ajustement est celui d'une incertitude produisant le même effet que la présence du signal. Ce cas d'école, plutôt extrême, permet de bien comprendre les mécanismes d'apparition des biais. J'ai donc construit de fausses données observées, un modèle pour le signal et un modèle pour le bruit de fond ayant une incertitude affectant la normalisation, et une incertitude produisant un effet de distorsion cinématique similaire à la présence du signal. Les distributions utilisées pour cette étude sont montrées figure 2.3 pour des données "observées" contenant un signal ou non.

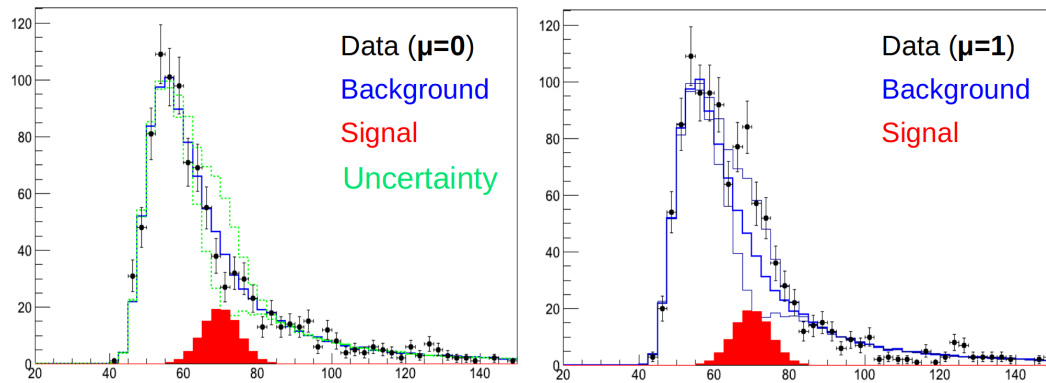


Figure 2.3: Distributions des données "observées" avec (à droite) ou sans (à gauche) signal comparées au bruit de fond (bleu) et au signal attendu (rouge). L'incertitude sur le bruit de fond (en vert à gauche et bleu à droite) imite la présence d'un signal.

La figure 2.4 montre l'évolution de la limite d'exclusion *attendue* (et non observée) en fonction du signal injecté dans les fausses données observées pour les trois ajustements introduits précédemment. La limite attendue basée sur $\hat{\theta}_{\text{exp},0}$ (en noir sur la figure) est constante puisqu'elle n'utilise pas les données. Cependant, des variations de l'ordre de 25% sont observées d'une part entre les ajustements (1) et (2) pour le même signal injecté et, d'autre part entre différentes injections de signal pour le même ajustement. Cette étude montre donc que, dans ce cas d'école (qui est, rappelons-le, extrême), les performances *attendues* de l'analyse dépendent :

1. du type d'ajustement initial, dont le choix est arbitraire
2. du signal présent dans les données, qui est précisément ce que l'on cherche à déterminer.

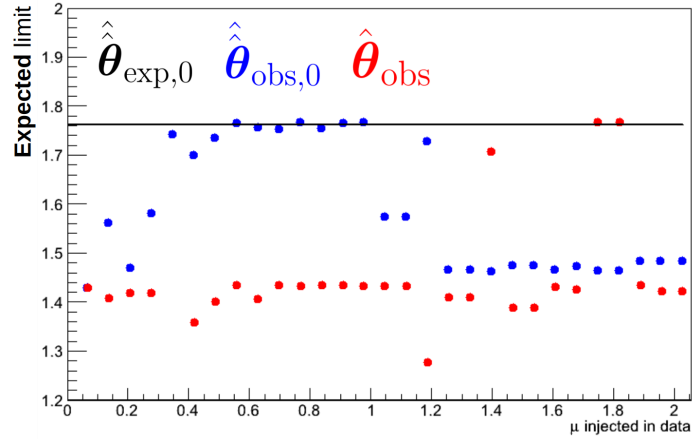


Figure 2.4: Évolution de la limite d'exclusion attendue en fonction du signal injecté dans les données observées, pour les trois ajustements définis dans le texte.

L'étape suivante est de comprendre par quel mécanisme cette variation apparaît. Considérons le cas d'un signal injecté avec $\mu = 1$, où les limites attendues sont différentes. La figure 2.5 compare les distributions post-ajustement dans le cas où on suppose qu'aucun signal n'est présent dans les données ($\hat{\theta}_{\text{obs},0}$) avec le cas où aucune supposition n'est faite ($\hat{\theta}_{\text{obs}}$). Il est clair que dans le cas $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$, le degré de liberté associé à l'incertitude est utilisé pour ajuster le bruit de fond aux données, ce qui conduit à un bruit de fond après ajustement plus important et donc à une limite d'exclusion moins sensible observée sur la figure 2.4. On rappelle ici que le lien entre les valeurs des NP post-ajustement $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$ et la limite *attendue* vient de la dépendance des PDFs du test statistique avec le jeu de données asimov, qui est précisément construit sur ces NPs $\theta_{\text{truth}} = \hat{\theta}_{\text{obs},0}$ (cf. figure 2.2). La corrélation entre la valeur post-ajustement du paramètre de nuisance et la limite d'exclusion attendue est illustrée figure 2.6, pour le cas d'école étudié ici. La corrélation naturelle entre la valeur de ce NP post-ajustement et la quantité de signal injectée dans les données observées est également explicitée figure 2.6. Ces deux corrélations, mises ensemble, expliquent parfaitement les biais observés.

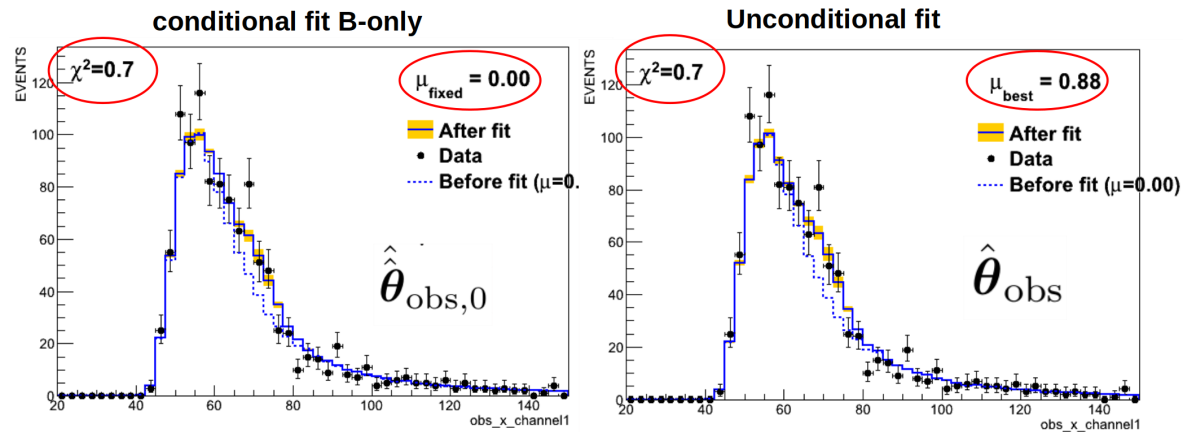


Figure 2.5: Comparaison des distributions post-ajustement pour les configurations $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$ (à gauche) et $\hat{\theta}_{\text{obs}}$ (à droite). Le modèle du bruit de fond après ajustement est différent, causant la différence de sensibilité attendue. Cependant, l'accord avec les données est équivalent (cf. valeurs du χ^2) grâce à une incertitude ajustée à $\sim 0.8\sigma$ de sa valeur nominale et un μ fixé à zéro (à gauche) ou à un signal ajusté et une incertitude non changée (cf. valeur de μ à droite). La valeur des incertitudes n'est pas visible sur ces graphiques, c'est pourquoi ces valeurs sont précisées dans cette légende.

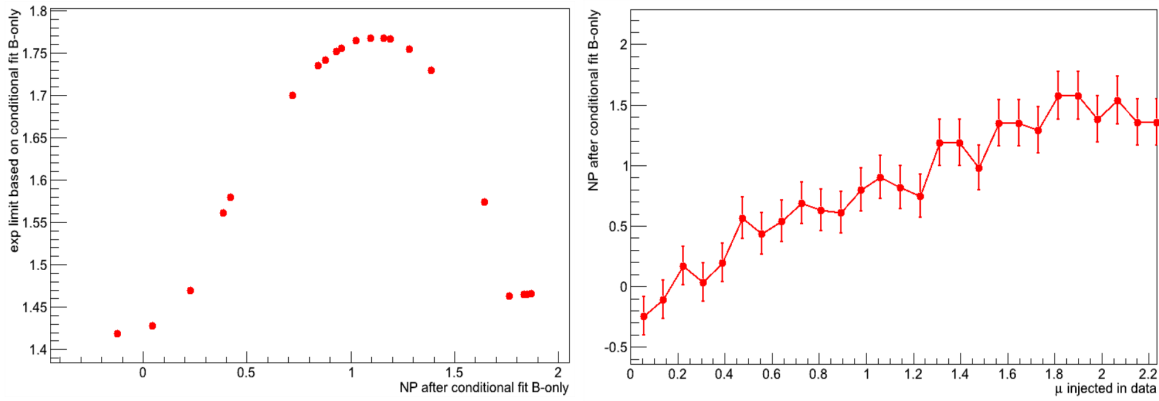


Figure 2.6: Corrélation entre la limite attendue et la valeur du NP post-ajustement (gauche), et entre cette même valeur et la quantité de signal injectée dans les données (droite). La valeur numérique du NP ajusté est la différence par rapport à sa valeur nominale exprimée en σ . Dans les deux cas, l’ajustement aux données est conditionnel avec $\mu = 0$.

Pour conclure sur ce cas d’école, je pense que ces biais potentiels ne sont rédhibitoires que si on ignore leur existence. En effet, il est toujours possible de mettre en place des protocoles de vérification, basés entre autres sur des pseudo-expériences, pour évaluer ces corrélations et leur impact sur le résultat. En pratique, cependant, ces vérifications sont souvent difficiles à quantifier et leur appréciation comprend toujours une part de subjectivité importante (qui conduit dans certain cas à des discussions sans fin). C’est d’ailleurs précisément dans ce cadre que j’ai développé un outil permettant d’analyser la qualité et la pertinence de cet ajustement initial, qui fait l’objet de la prochaine section. Avant, j’aimerais citer deux exemples d’analyses réelles qui ont été affectées par la dépendance de la limite attendue avec les données.

- Le premier porte sur l’optimisation de la recherche du processus $H \rightarrow \tau\tau$ avec les données de 2011 (cf. section 1.3.3.1). En effet, le remplacement de la topologie ayant un jet reconstruit par la topologie boostée basée sur p_T^H , a permis d’atteindre une sensibilité meilleure d’un facteur 1.8 sur les données de 2011 seules. Ces données étant déjà analysées, il n’y avait pas de raison de faire une analyse en aveugle donc cette amélioration était obtenue avec $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$. Après la présentation de ce résultat en réunion du groupe de travail Higgs, il nous a été suggéré de refaire cette optimisation en aveugle, c’est-à-dire de baser les limites attendues sur $\hat{\theta}_{\text{exp},0}$ (sans données). Le facteur d’amélioration de la sensibilité est passé de 1.8 à 1.4. Deux questions naturelles surviennent. Quelle est l’amélioration réelle ? Est-ce qu’une analyse optimisée sur $\hat{\theta}_{\text{exp},0}$ restera optimale avec $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$? Le formalisme de l’approximation asymptotique, qui induit ces questions, ne fournit aucune réponse absolue et une étude au cas par cas est, à ma connaissance⁶, la seule approche possible. Historiquement, c’est ce cas précis qui a été le point déclencheur de ces réflexions.
- Le deuxième exemple porte sur la recherche de nouvelle résonance se désintégrant en une paire $t\bar{t}$ dans les collisions à 8 TeV enregistrées par ATLAS en 2012 [53]. Là encore, la sensibilité attendue de l’analyse a fortement varié après avoir utilisé les données observées, c’est-à-dire à l’étape finale de l’analyse. La figure 2.7 montre l’impact de l’ajustement sur les données sur la limite attendue. Cette différence a été identifiée comment provenant d’un désaccord entre données et bruit de fond qui a été résolu en faisant varier une incertitude particulière lors de l’ajustement.

6. Si un(e) expert(e) sur la question lit ces lignes et a un avis différent sur la question, je serais ravi d’en discuter !

Cette incertitude s’appliquait également au signal, qui a vu sa prédiction baissée expliquant ainsi la perte de sensibilité. Le fait que le modèle soit ajusté dans les données est, en principe, une bonne chose puisque les problèmes de modélisation sont réduits (et il n’est évidemment pas question d’y opposer la perte de sensibilité!). Cette approche suppose cependant que les paramètres ajustés dans le lot de données observées unique correspondent effectivement aux paramètres *vrais*. Il existe plusieurs raisons qui rendent cette hypothèse au mieux incertaine. Pour n’en citer qu’une seule, cette démarche suppose que le modèle d’incertitudes soit exact, ce qui est, par essence, impossible à vérifier⁷. Dans le cas discuté, la perte de sensibilité est donc possiblement due à une construction incomplète du modèle d’incertitude qui conduit l’ajustement à minimiser ce NP particulier, affectant fortement la prédiction du signal. Là encore, cette assertion est très difficile à vérifier en pratique, ce qui traduit un certain manque de fiabilité de la méthode. La publication de ce résultat a pris un certain retard à cause de ce “saut” de sensibilité *attendue* qu’il fallait comprendre et justifier.

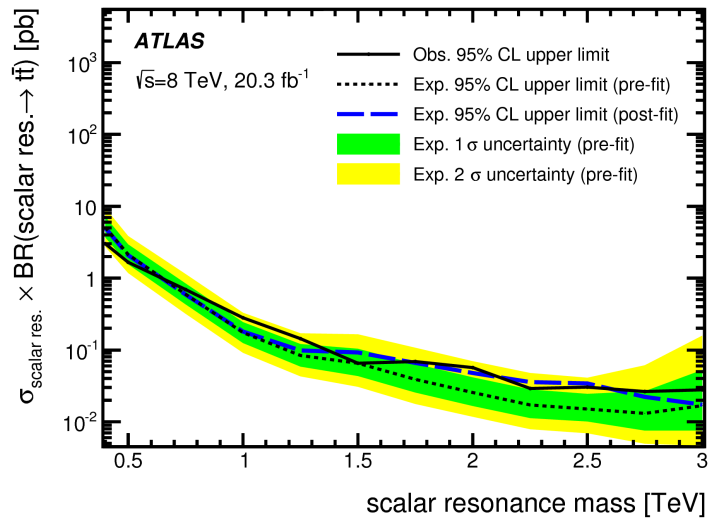


Figure 2.7: Comparaison des limites attendues basées sur $\hat{\theta}_{\text{exp},0}$ (pointillés noirs, appelé “pre-fit”) et $\hat{\theta}_{\text{obs},0}$ (pointillés bleus, appelé “post-fit”).

2.3.2 Validation du profilage

Afin de vérifier la cohérence et la validité de l’ajustement initial, j’ai développé deux outils permettant de produire un certain nombre de graphiques de contrôle, qui utilisent le modèle statistique contenu dans un objet parfaitement générique de HISTFACTORY appelé *workspace* [45], interfacé avec ROOT. Ces outils ont donc été utilisés par plusieurs analyses et ont été enrichis par d’autres physiciens au fil du temps. Plusieurs points peuvent être analysés pour assurer que l’ajustement initial soit valide. Ils sont décrits ci-dessous et illustrés par des figures produites par les outils en question.

7. Le seul moyen serait de connaître les valeurs vraies (et leurs corrélations), inaccessibles à la mesure. C’est d’ailleurs la différence entre l’*erreur* qui est l’écart entre la valeur vraie et la mesure, et l’*incertitude* qui est l’estimation de l’erreur.

2.3.2.1 Valeur et précision des NP post-ajustement

L'idée de l'approche fréquentiste pure est de considérer des mesures auxiliaires, dont les fonctions de vraisemblance \mathcal{L}_{aux} sont chacune approximées autour de leur maximum. Si les valeurs post-ajustement sont trop éloignées des valeurs initiales, cette approximation n'est plus valide. Il faut donc veiller à avoir des valeurs post-ajustement (appelées *pull*) restant compatibles avec leurs valeurs pré-ajustement. Ce point amène naturellement à la question de la précision post-ajustement des NP, qui s'interprète comme le gain en précision (par rapport à la précision de la mesure auxiliaire seule) qu'apporte les données dans la région étudiée. Si le gain en précision est important (appelé *contrainte*), on doit s'assurer que cette nouvelle mesure est meilleure que la mesure originale pour de vraies raisons, et non à cause d'artefacts numériques (ce qui arrive souvent en pratique). Il est donc nécessaire d'identifier tous les NP qui subissent de fort *pulls* et contraintes afin de les étudier plus en détail. Un exemple est donné figure 2.8 où l'on voit certaines incertitudes contraintes, comme *JES_FlavResp* reliée à la réponse en énergie des jets provenant de quark *b*. Pour comprendre d'où vient cette contrainte et si elle est légitime, une première étape est d'examiner comment les prédictions varient avec ce paramètre et de comparer ces variations avec la précision statistique des données observées.

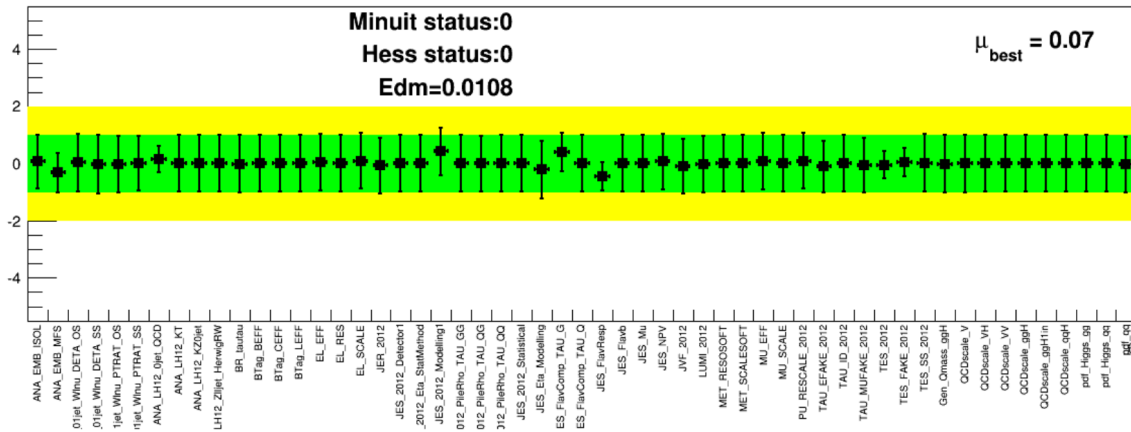


Figure 2.8: Valeur et précision post-ajustement (axe des ordonnées) pour chaque paramètre de nuisance (axe des abscisses). La valeur et la précision sont exprimées en unité de σ , définie dans l'équation 2.3. *Edm* signifie *Estimated Distance to Minimum* et les *Hess/Minuit status* renseignent sur la fiabilité numérique de la minimisation. Un bon ajustement est obtenu pour un *Edm* proche de 0 et des status de 0.

2.3.2.2 Matrice de corrélation de l'ajustement

La matrice de corrélation des paramètres libres de l'ajustement (incluant les NP mais aussi tout autre facteur correctif à ajuster) renseigne sur la pertinence des degrés de liberté de l'ajustement et donc sur la description des incertitudes. Par exemple, si deux paramètres sont (anti-)corrélés, cela signifie que l'ajustement ne peut pas les mesurer individuellement mais mesure seulement une combinaison des deux. Cela indique que le bon degré de liberté est précisément cette combinaison (n'ayant pas nécessairement d'interprétation physique simple) et non les deux paramètres initiaux⁸. La matrice de

⁸. Cette approche, consistant à diagonaliser la matrice de corrélation pour définir les degrés de liberté pertinents, est utilisée dans la mesure de l'échelle d'énergie des jets dans ATLAS pour préserver les corrélations des 80 incertitudes associées sur des régions cinématiques différentes [54]. À noter que ces 80 paramètres de nuisance définissent la mesure auxiliaire d'une seule incertitude au niveau de l'analyse (un schéma réduit est proposé avec seulement 6 paramètres de nuisance).

corrélation permet aussi de diagnostiquer des ajustements problématiques comme le montre la figure 2.9, avec un exemple de matrice ayant des structures prononcées. En général, ces problèmes peuvent être résolus en diminuant le nombre de degrés de liberté de l'ajustement.

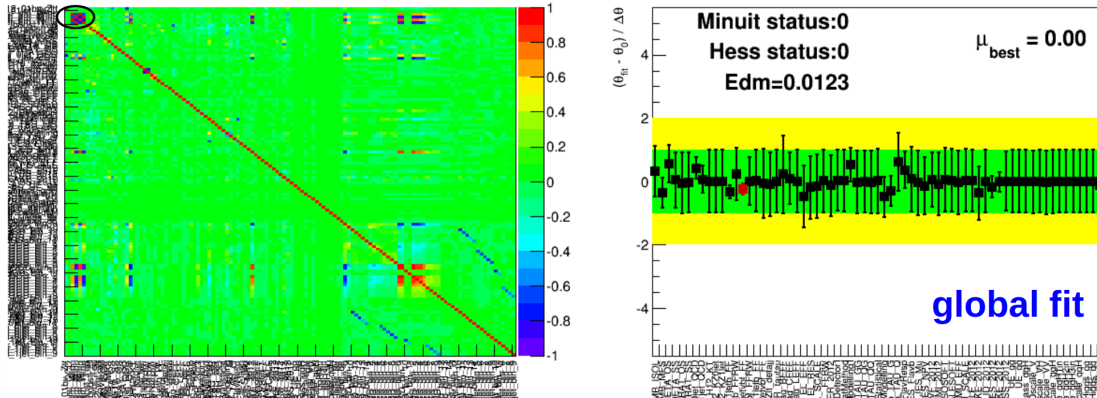


Figure 2.9: Matrice de corrélation suspecte (à gauche) en dépit d'une convergence valide (status de 0) et d'un EDM raisonnable (à droite). On peut tout de même voir certaines contraintes importantes sur les paramètres de nuisance (droite). Certains paramètres de nuisance ne sont pas présentés sur la matrice de droite. La sous-matrice entourée à gauche correspond aux facteur correctifs k de la méthode OS-SS introduite à la section 1.3.2.2. Dans ce cas présent, la fonction de vraisemblance n'a clairement pas la capacité d'extraire l'ensemble de ces coefficients des données. Le point rouge à droite correspond à un paramètre particulièrement contraint, qu'il convient d'étudier.

2.3.2.3 Sensibilité des NP vis-à-vis d'un signal dans les données

La matrice de corrélation de l'ajustement inconditionnel (où μ est ajusté avec les NP) peut informer sur l'impact d'un signal sur les autres NPs. En effet, si la corrélation entre μ et un NP θ_i est importante, cela signifie que l'ajustement est partiellement dégénéré et mesure une combinaison $a\mu + b\theta_i$. Ainsi, toute contrainte ou variation sur θ_i aura un impact sur l'inférence faite sur la présence de signal. On peut également faire des ajustement conditionnels en supposant une certaine valeur de μ (qui est scannée) et analyser la stabilité des NP post-ajustement à μ fixé. Si les variations observées sont grandes, alors la présence d'un signal dans les données peut affecter les performances attendues. Ces deux points sont illustrés figure 2.10.

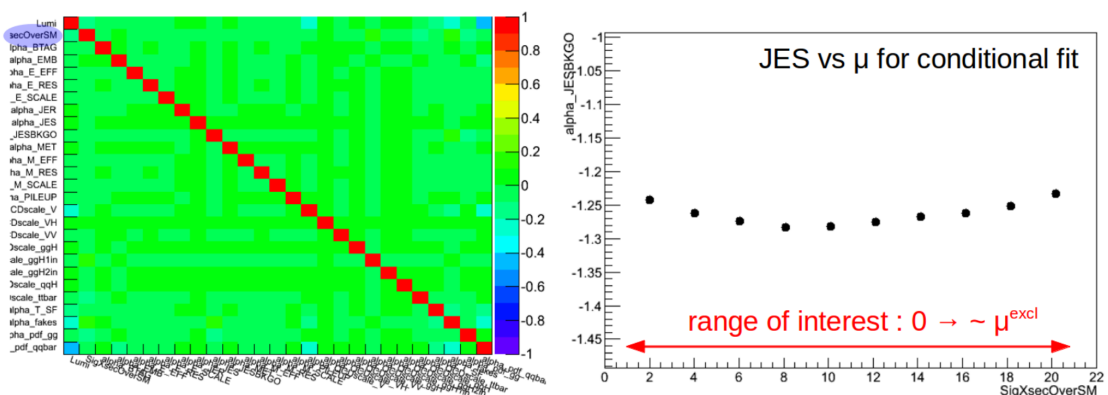


Figure 2.10: Matrice de corrélation de l'ajustement montrant que μ (appelé SigXsecOverSM et entouré en violet) est peu corrélé aux autres NP (à gauche) et la stabilité d'un NP (JES pour *Jet Energy Scale*) en fonction d'un signal supposé dans les données observées (à droite).

2.3.2.4 Accord entre prédiction et observation post-ajustement

En principe, le modèle du bruit de fond doit être validé avant même l'interprétation statistique. Cependant, pour certaines analyses, cette étape de profilage fait partie intégrante de la construction du modèle du bruit de fond et il faut s'assurer que l'ajustement décrit effectivement les données. En particulier, lorsque l'ajustement est fait globalement sur plusieurs régions, il est important de vérifier que chaque région individuelle est bien décrite. Une méthode possible est de construire un χ^2 *effectif* pour chaque région et en reporter les valeurs sur un même graphique (cf. figure 2.11). Le χ^2 utilisé est qualifié d'*effectif* car il ne prend pas en compte les corrélations intervalle à intervalle d'une même distribution introduites par les incertitudes sur la forme des distributions. En pratique, ce χ^2 effectif correspond plutôt à une différence entre prédiction et observation exprimée en déviation standard, moyennée sur tous les intervalles, et ne suit donc pas une distribution de χ^2 .

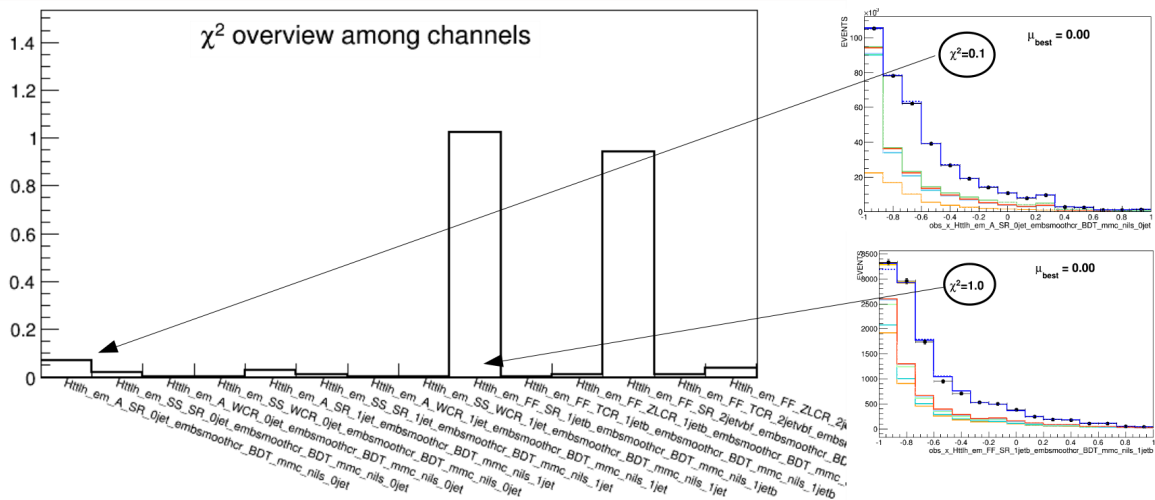


Figure 2.11: Valeurs des χ^2 pour 14 régions incluses dans l'ajustement global de l'analyse discutée dans cet exemple, et deux distributions post-ajustement (chaque histogramme coloré correspond à une composante de bruit de fond, et l'histogramme bleu en pointillé correspond au fond total avant ajustement).

2.3.2.5 Compatibilité des NP post-ajustement par région.

Lorsqu'un ajustement est fait sur plusieurs régions simultanément, il se peut qu'une des régions individuelles conduise à des NP post-ajustement légèrement différents. Ce n'est pas forcément un problème mais cela peut le devenir, en particulier si les données dans une autre région sont mal décrites par le modèle. Il est donc intéressant de vérifier la compatibilité des paramètres de nuisance après ajustement région par région. L'analyse de ces ajustements individuels permet également de déceler plus facilement des problèmes de stabilité numérique propres à une seule région.

2.3.2.6 Comportement de la fonction de vraisemblance avec chaque NP

Afin d'analyser la dépendance de la fonction de vraisemblance avec un paramètre de nuisance particulier (noté θ_i), trois courbes apportent des informations complémentaires, dont des exemples sont donnés figure 2.12. Dans la suite, $-\Delta \log \mathcal{L} \equiv (-\log \mathcal{L}) - (-\log \mathcal{L}_{\max})$ où \mathcal{L}_{\max} est la fonction de vraisemblance maximale.

1. $-\Delta \log [\mathcal{L}(\theta_i)]$ où tous les autres paramètres de nuisance sont fixés à leur valeur post-ajustement (courbe rouge de la figure 2.12). Cette courbe représente la contrainte totale sur θ_i .
2. $-\Delta \log [\mathcal{L}(\theta_i)/\mathcal{L}_{\text{aux}}(\theta_i)]$ où, là encore, tous les autres paramètres de nuisance sont fixés à leur valeur post-ajustement. Ici, le terme de contrainte gaussien est supprimé : seule la contrainte additionnelle due aux données subsiste (courbe bleue de la figure 2.12).
3. $-\Delta \log [\mathcal{L}(\theta_i)]$ où tous les autres paramètres de nuisance sont minimisés pour chaque valeur (fixée) de θ_i . La largeur de cette courbe représente l'incertitude sur θ_i après ajustement (courbe verte de la figure 2.12). Cette courbe s'appelle fonction de vraisemblance *profilée*.

Si les deux premières courbes sont égales, cela signifie que le paramètre de nuisance θ_i est contraint principalement par les données. Si la courbe bleue est plate, cela signifie que les données n'apportent aucune contrainte sur θ_i . Enfin, la différence entre la courbe verte et la courbe rouge renseigne sur les corrélations de θ_i avec les autres paramètres de nuisance. La figure 2.12a montre un cas d'évolution sans problème particulier alors que la figure 2.12b montre des irrégularités indésirables pour la fonction de vraisemblance profilée (courbe verte).

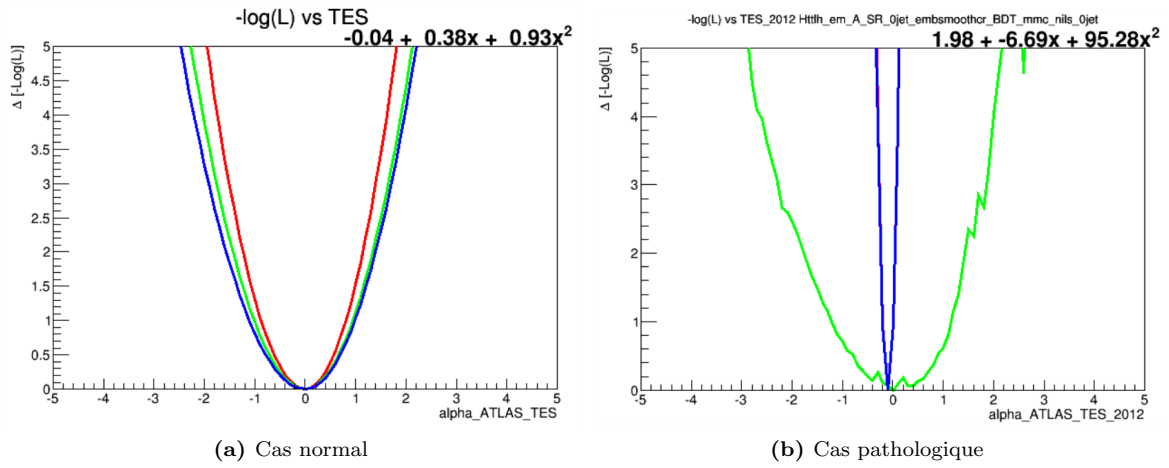


Figure 2.12: Exemple des trois profils d'une fonction de vraisemblance pour l'incertitude correspondant à l'échelle d'énergie des leptons tau (TES pour *Tau Energy Scale*). La définition des trois profils et leur interprétation est donnée dans le texte.

Afin de comprendre l'origine des ces irrégularités, j'ai développé un second outil permettant d'analyser l'évolution de tous les paramètres de nuisance post-ajustement (à θ_i fixée) lorsque la valeur de θ_i est variée. La figure 2.13a montre un exemple de cette évolution pour quatre régions individuelles ainsi que leur combinaison. Chaque région possède une évolution relativement régulière alors qu'un ajustement combiné conduit à un saut de la fonction de vraisemblance autour de $\theta_i \sim 0.7$. On constate donc que ce problème apparaît à travers les corrélations entre régions. Pour aller plus loin, un des paramètres de nuisance θ_j (identifié parmi ~ 50 NP) voit sa valeur post-ajustement changer brutalement lorsque que θ_i est fixé au dessus ou en dessous de 0.7 (figure 2.13b). À noter que, là encore, ce phénomène n'apparaît que dans la combinaison des quatre régions. En regardant maintenant l'évolution de la fonction de vraisemblance avec θ_j (figure 2.13c), on voit l'existence d'un double minimum qui est directement lié au saut observé initialement. En effet, selon le minimum choisi lors de l'ajustement, la fonction de vraisemblance maximisée aura l'une des deux valeurs.

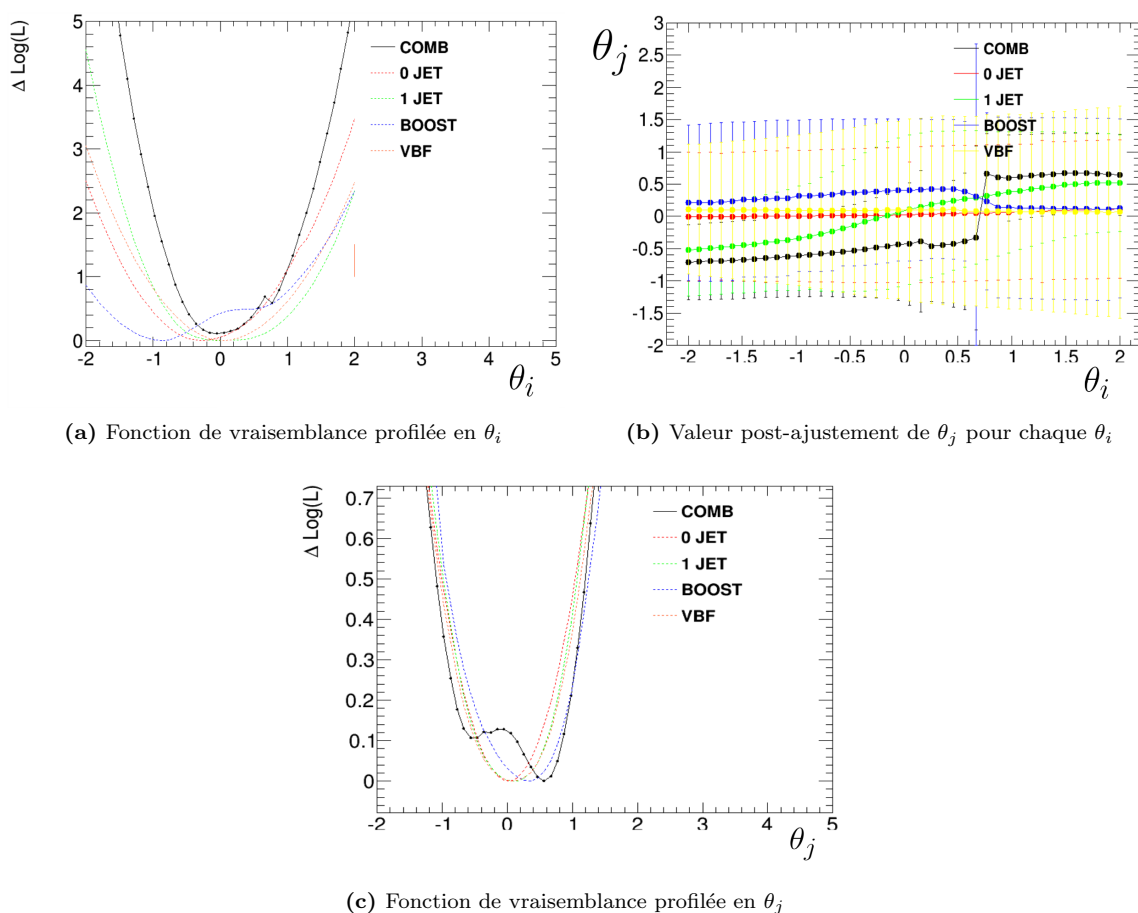


Figure 2.13: Investigation sur le comportement de la fonction de vraisemblance pour quatre régions différentes (0 JET, 1 JET, BOOST, VBF) ainsi que pour leur ajustement combiné (COMB).

Cette situation est évidemment non souhaitable et a été identifiée comme provenant de variations systématiques haute et basse changeant la prédiction du fond attendu dans le même sens. Le plus souvent, ces variations systématiques symétriques sont pathologiques et émergent de fluctuations statistiques dans les échantillons utilisés pour évaluer les incertitudes. Plusieurs méthodes existent pour s'affranchir de ces effets de faible statistique. Avec mon étudiant Nils Ruthmann, nous en avons développé une, basée sur la probabilité que l'histogramme obtenu après variation soit statistiquement compatible avec l'histogramme nominal. Le plus souvent, ces deux histogrammes sont fortement corrélés ce qui rend le calcul de cette probabilité techniquement difficile⁹. Cependant, il est possible d'estimer cette probabilité et de simplement supprimer les variations supposées systématiques qui sont uniquement dues aux fluctuations statistiques. Durant cet "élagage" (*pruning*) des incertitudes, il faut s'assurer que la sensibilité de l'analyse reste stable afin de ne pas négliger des effets systématiques pertinents. Deux autres procédures sont appliquées sur les variations systématiques pour assurer un modèle statistique numériquement stable, qui ne sont pas discutées ici (une description détaillée se trouve section 6.2.1 de [40]). La figure 2.14 montre l'évolution de la sensibilité de l'analyse en fonction du seuil utilisé pour élaguer les variations systématiques artificiellement dues à des fluctuations statistiques.

9. Il faudrait en pratique étiqueter les événements individuellement pour chaque intervalle de l'histogramme afin de prendre en compte toutes les migrations d'événements et ainsi calculer correctement les corrélations.

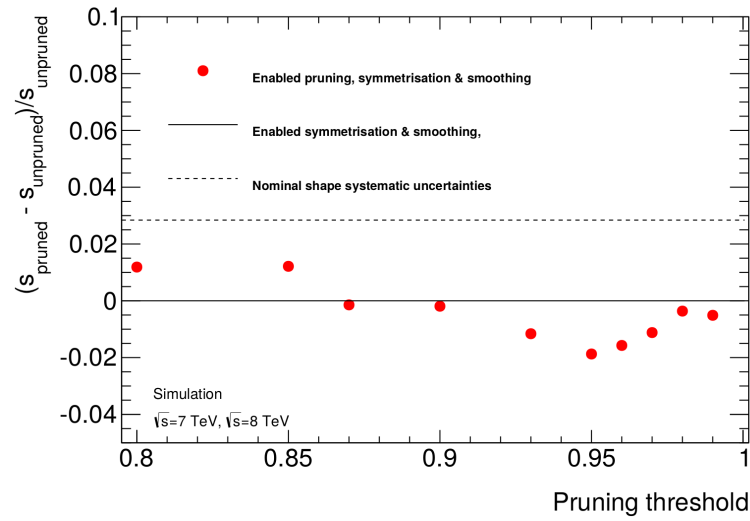


Figure 2.14: Illustration de l’impact des traitements des variations systématiques sur la sensibilité de l’analyse. Le *smoothing* et la *symmetrisation* correspondent à des étapes non décrites dans le texte mais discutées dans [40], dont est extraite cette figure.

2.3.3 Discussions

J’ai choisi volontairement de discuter certains détails techniques de validation du profilage pour montrer que l’approximation asymptotique requiert, au final, beaucoup de vérifications qui sont difficiles à *quantifier et systématiser*. Dans le cas de la recherche du processus $H \rightarrow \tau\tau$, cette étape de validation a été probablement plus difficile que l’estimation des bruits de fond eux-mêmes. Il est bon de rappeler que ces difficultés sont associées à la détermination de θ_{truth} , nécessaire à l’approximation asymptotique uniquement (et non au test statistique défini pour le LHC). En effet, on pourrait utiliser le test statistique de l’équation 2.4 en faisant des pseudo-expériences. Dans ce cas, les performances attendues ne reposeraient pas sur une seule réalisation des données et l’analyse des contraintes des NP serait plus facile à quantifier grâce aux PDF obtenues. Au Tevatron, des outils tel que COLLIE [55] permettaient de faire des pseudo-expériences en un temps convenable avec un test statistique ayant le même nombre d’ajustements que celui du LHC et ce, même pour la combinaison statistique des résultats de $D\bar{O}$ et CDF sur le boson de Higgs. Mais avec les outils utilisés dans les expériences du LHC, la génération de pseudo-expériences s’est vite avérée très longue même pour des modèles statistiques relativement simples. Par ailleurs, la rapidité de l’approximation asymptotique a naturellement engendré une complexification des descriptions des incertitudes systématiques qui rendent probablement impossible la génération de pseudo-expériences. Ce niveau de complexité apporte une description plus détaillée des incertitudes qui est bénéfique dans certains cas, mais qui peut fortement ralentir le niveau de production scientifique pour des cas plus communs, qui y sont souvent insensibles.

Un autre aspect de l’approximation asymptotique, pas du tout discuté ici, est son domaine de validité. Plusieurs recherches de phénomènes nouveaux se basent sur des lots de données ayant une très faible statistique car les sélections sont très strictes. Dans ce cas précis, le profilage des incertitudes systématiques n’apporte probablement pas d’amélioration et les inférences basées sur l’approximation asymptotique doivent être vérifiées avec des pseudo-expériences, auquel cas l’approche du LEP semble mieux adaptée. C’est précisément pour ce cas de figure qu’un outil de calcul optimisé a été créé par des physiciens du groupe ATLAS du LPC [56]. Finalement, même si l’approximation asymptotique est une méthode puissante, elle n’est pas nécessairement la mieux adaptée à toutes les situations. Par

conséquent, vouloir éradiquer certaines approches, notamment hybrides, est selon moi non justifié.

Un point largement discuté dans ce chapitre est la dépendance des performances attendues avec les données observées. Ce point est, à mon sens, le problème conceptuel (et possiblement pratique) le plus dérangeant. Lorsque j’ai interrogé les experts sur ce point *via* la liste de diffusion adéquate vers Avril 2012, il y eu beaucoup de réactions de surprise de la part de physiciens, même expérimentés, qui n’avaient pas conscience de cette utilisation des données dans le calcul des performances attendues. D’ailleurs, une phrase a été ajoutée (précisément à la suite de cet échange d’emails) dans la publication de combinaison Higgs des données à 7 TeV pour mentionner qu’il existe une “dépendance résiduelle des performances attendues avec les données observées” (section V.C de [57]). L’impact du choix de l’ajustement sur lequel sont basées les performances attendues fait toujours l’objet de questions (dont la dernière date de Novembre 2018). Il est intéressant de voir que la réponse, devenue “standard”, à cette question met en avant l’ambiguïté de la notion de limite attendue, sans mention de l’approximation asymptotique. En effet, une limite attendue *est* un concept parfaitement défini.

2.4 Conclusion

Les méthodes statistiques utilisées depuis l’époque du LEP jusqu’à aujourd’hui ont été décrites dans ce chapitre. Une discussion détaillée des problèmes posés par l’approche asymptotique *via* la détermination des paramètres de nuisance sous-jacents, a permis de montrer que le traitement statistique actuellement le plus répandu dans ATLAS n’est pas sans défaut. En définitive, aucune des méthodes présentées n’est exacte et donc a recommander dans l’absolu. C’est, comme souvent, la nature du problème qui indique quel est l’outil le plus adapté. Une citation de Paul Valéry illustre très bien ce nécessaire compromis entre exactitude et praticité : “Ce qui est simple est faux, ce qui est compliqué est inutilisable” [58].

Pour finir cette discussion sur les méthodes statistiques, j’aimerais mentionner une étude décrite dans [46] qui compare les résultats obtenus pour différentes approches statistiques (allant du fréquentiste au bayésien, en passant par différents schémas d’interpolation) à partir des mêmes données et du même modèle. Un ordre de grandeur a attiré mon attention : la plupart des configurations testées engendrent des variations inférieures à 12%, avec une variation maximale de 21%. En conclusion, la part d’arbitraire inhérente à l’interprétation statistique peut impacter les résultats à hauteur d’environ 10%. Je trouve qu’il est intéressant de comparer l’importance de ces variations, jamais vraiment estimées en pratique, à certains effets systématiques de quelques % qui peuvent, par contre, facilement faire l’objet de débats sans fin.

Chapitre 3

Quark top et phénomènes nouveaux

Sommaire

3.1 Chercher, mais chercher quoi ?	75
3.1.1 La (désagréable ?) légèreté du boson de Higgs	75
3.1.2 Quelques concepts fondamentaux salvateurs	78
3.1.3 Dénominateur commun : les <i>vector-like quarks</i>	81
3.1.4 Bilan : chercher quoi ?	85
3.2 Recherche de phénomènes au-delà du Modèle Standard	85
3.2.1 Stratégie générale de la recherche	86
3.2.2 Estimation des fonds instrumentaux	89
3.2.3 Résultats et contraintes sur les <i>vector-like quarks</i>	99
3.2.4 Recherche de matière noire sans énergie manquante	104
3.3 Production de quatre quarks top	109
3.3.1 Généralités sur la production de quatre quarks top	110
3.3.2 Productions non standards et contraintes obtenues	113
3.3.3 Contraintes sur la production standard avec les données 2015-2016	116
3.3.4 Analyse en cours des données 2015-2018	121
3.4 Conclusion	127

La découverte du boson de Higgs est probablement la validation expérimentale la plus enthousiasmante du Modèle Standard. Sa masse observée de 125 GeV conduit d'une part à une théorie perturbative (et donc prédictive) jusqu'à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{18} GeV et permet, d'autre part, un état du vide (méta-)stable dans la phase où la symétrie électro-faible est brisée. Ces deux contraintes sur la masse du boson de Higgs, perturbativité et stabilité du vide, proviennent de l'évolution du terme d'auto-couplage du champ de Higgs avec l'échelle d'énergie considérée induite par les corrections radiatives. Elles sont illustrées sur la figure 3.1.

La découverte du boson de Higgs à une telle masse change donc drastiquement le panorama de la physique électro-faible. En effet, on passe d'une situation où le MS (sans boson de Higgs) perd son pouvoir prédictif pour une énergie d'environ 1 TeV¹, assurant presque l'apparition d'un phénomène

1. Il est important de noter que cette limitation du Modèle Standard est indépendante de sa construction et donc d'un quelconque mécanisme de brisure de symétrie, voire de l'existence même d'une symétrie sous-jacente.

nouveau lors de collisions aux énergies du LHC, à une situation où la perte de prédictivité du MS est repoussée à une énergie totalement hors de portée expérimentale.

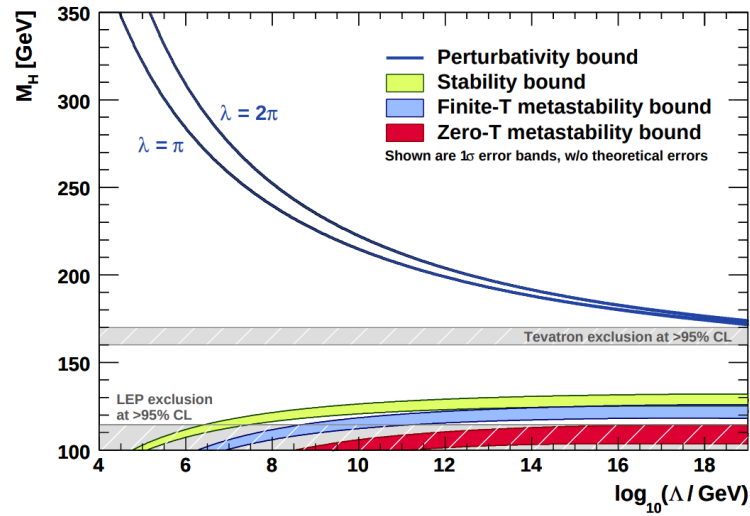


Figure 3.1: Contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs, provenant de l'évolution du potentiel du champ de Higgs sous les corrections radiatives en fonction de l'énergie considérée [59]. La notion de méta-stabilité indique que l'énergie potentielle de l'état du vide est un minimum local, et non global. Le système peut alors évoluer vers un état plus stable par effet tunnel.

Le Modèle Standard, dans sa version actuelle, est donc cohérent jusqu'à des énergies insondables par l'expérience (au moins directement) et laisse pourtant plusieurs questions sans réponse et même certaines observations sans explication. Par conséquent, ces limitations du Modèle Standard - non rappelés ici - nécessitent l'existence d'une nouvelle théorie plus complète. Ce triste revers de la découverte d'un boson de Higgs de 125 GeV laisse la communauté de la physique des hautes énergies sans réelle direction privilégiée à explorer, et surtout sans indication sur l'échelle d'énergie des nécessaires phénomènes nouveaux, notée Λ_{NP} (pour *New Phenomena*). Le seul point éventuellement délicat du MS est la légèreté du boson de Higgs, et donc de l'échelle électro-faible notée Λ_{EW} , par rapport à l'échelle Λ_{NP} . Construire une nouvelle théorie avec pour seul but de supprimer cette hiérarchie ne fait pas l'unanimité dans la communauté. Ce point sera discuté à la section 3.1.1.

En définitive, l'arrivée des premières collisions proton-proton à 13 TeV du LHC en 2015 représentait peut-être la meilleure opportunité de détecter un phénomène inattendu, et ainsi déterminer un ordre de grandeur de Λ_{NP} , si celle-ci est accessible expérimentalement. *Ce point constitue très clairement la motivation principale des travaux expérimentaux décrits dans ce chapitre.* En supposant que les phénomènes nouveaux seraient observés plus vraisemblablement à haute énergie, c'est-à-dire $\Lambda_{\text{NP}} \gg \Lambda_{\text{EW}}$ ², deux particules jouent un rôle privilégié dans la recherche de phénomènes au-delà du MS (notés BSM) : le boson de Higgs et le quark top. Le boson de Higgs est évidemment relié au mécanisme de la brisure électro-faible et la mesure de ses propriétés pourrait indiquer une structure plus complexe que celle prédite initialement. Le quark top est, en revanche, la particule la plus massive connue à ce jour et possède de ce fait une sensibilité à des échelles d'énergie naturellement plus élevées comparée aux autres particules. Dans ce contexte, la production simultanée de quatre quarks top $t\bar{t}t\bar{t}$ est d'un intérêt particulier car c'est l'un des processus les plus énergétiques du secteur du quark top et qu'il

2. En effet, si ces phénomènes se produisaient à basse énergie, ils auraient été détectés dans les expériences passées. Il existe cependant un champ de recherche dans la limite des basses énergies *et* faibles couplages, dont les manifestations échapperaient probablement aux expériences sur collisionneurs.

n'a encore jamais été mesuré à ce jour.

Pour finir, notons que cette démarche de recherche de phénomènes exotiques n'a de sens que si un nombre important de signatures expérimentales sont explorées, sans se restreindre à un secteur particulier du MS ou à un scénario théorique donné. C'est l'*ensemble* des contraintes expérimentales qui permet de mieux cerner les formes que peuvent prendre les écarts au Modèle Standard et qui pourront éventuellement nous guider vers une meilleure théorie.

Dans ce chapitre, des motivations possibles axées sur la légèreté du boson de Higgs pour la recherche de phénomènes nouveaux sont tout d'abord discutées à la section 3.1, avec en particulier l'introduction de nouvelles particules génériques, appelées *vector-like quarks* (VLQ). L'analyse des collisions ayant deux leptons de même charge électrique et des jets provenant de quarks beaux est présentée, ainsi que son interprétation dans le cadre des VLQs et d'un modèle de matière noire (cf. section 3.2). Enfin, la recherche de production simultanée de quatre quarks, qu'elle soit prédite par le MS ou par des théories alternatives, est discutée à la section 3.3.

3.1 Chercher, mais chercher quoi ?

Il paraît difficile de trouver une question plus ambitieuse, à laquelle nous ne répondront évidemment pas de manière satisfaisante. L'objectif de cette section est de discuter les concepts théoriques fondamentaux permettant de résoudre la coexistence des deux échelles d'énergie très différentes Λ_{NP} et Λ_{EW} (cf. section 3.1.2), à supposer que celle-ci soit un problème. La plupart de ces concepts conduisent à la prédiction de nouveaux fermions massifs, appelés *vector-like quarks* (cf. section 3.1.3). Ces particules génériques offrent donc un dénominateur commun à plusieurs extensions du Modèle Standard et déterminent par ailleurs une stratégie de recherche sur collisionneur bien définie, exploitée dans l'analyse décrite à la section 3.2.

3.1.1 La (désagréable ?) légèreté du boson de Higgs

3.1.1.1 Notion de masse en théorie quantique des champs

Tout d'abord rappelons comment la notion de masse observable émerge en théorie quantique des champs, où les paramètres du modèle ne sont pas directement observables. Dans le cas de la masse d'une particule, le paramètre m_0 définissant la dynamique du champ associé n'a pas de signification physique. La masse observable détermine, par définition, la dynamique de propagation d'une perturbation du champ - la particule associée - et correspond formellement au pôle de la fonction de corrélation à deux points, appelé propagateur. Ce propagateur est sensible à l'*ensemble* des degrés de liberté de la théorie et leurs couplages au champ étudié, à travers les corrections quantiques à l'amplitude de propagation. En effet, en définissant une amplitude de propagation irréductible (1PI pour *one-particle irreducible*) par la somme de tous les diagrammes qui ne peuvent pas être divisés en coupant qu'une seule ligne, on voit que toutes transitions permises contribuent à la propagation de la particule étudiée, même celles impliquant les autres particules de la théorie (cf. figure 3.2a).

$$\begin{aligned}
 -i\Sigma(p) &= \text{---} \left(\text{1PI} \right) \text{---} \\
 &= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} + \dots
 \end{aligned}$$

(a) Amplitude irréductible 1PI (pour *one-particle irreducible*), dont la somme correspond à la fonction $-i\Sigma(p)$, appelée énergie propre de la particule.

$$\text{---} + \text{---} \left(\text{1PI} \right) \text{---} + \text{---} \left(\text{1PI} \right) \left(\text{1PI} \right) \text{---} + \dots$$

(b) Amplitude totale incluant toutes les amplitudes 1PI possibles.

Figure 3.2: Amplitudes régissant la propagation d'une particule en théorie quantique, dans l'exemple d'un champ fermionique [60].

L'amplitude totale de propagation de la particule correspond donc à la somme de toutes les multiplicités d'amplitudes 1PI possibles, comme illustré sur la figure 3.2b dont l'expression de chacun des diagrammes correspond aux lignes de l'équation suivante :

$$\mathcal{G}(p) = \frac{i}{\not{p} - m_0} \quad (3.1)$$

$$+ \frac{i}{\not{p} - m_0} \Sigma(p) \frac{i}{\not{p} - m_0} \quad (3.2)$$

$$+ \frac{i}{\not{p} - m_0} \Sigma(p) \frac{i}{\not{p} - m_0} \Sigma(p) \frac{i}{\not{p} - m_0} \quad (3.3)$$

$$+ \dots \quad (3.4)$$

Cette somme se réduit à une série géométrique dont on suppose la convergence³, conduisant à l'expression suivante pour le propagateur $\mathcal{G}(p)$ dans le cas d'un champ fermionique :

$$\mathcal{G}(p) = \frac{i}{\not{p} - m_0} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{\Sigma(p)}{\not{p} - m_0} \right)^n \quad (3.5)$$

$$= \frac{i}{\not{p} - (m_0 + \Sigma(p))} \quad (3.6)$$

La dernière égalité définit la masse physique M comme solution de l'équation $M - (m_0 + \Sigma(M)) = 0$ (la masse étant indépendante du référentiel d'étude, considérer la particule au repos $p^2 = M^2$ reste général). Cette masse M inclut donc toutes les amplitudes possibles induites par l'ensemble des champs de la théorie. Notons que la grandeur M est *a priori* complexe avec une partie réelle qui s'interprète comme la masse observable de la particule, et une partie imaginaire qui représente la largeur de désintégration (ou temps de vie) de la particule : $M = M_{\text{phys}} + i\Gamma$. Il est remarquable que la forme analytique du propagateur soit inchangée par ces corrections et que la substitution $m_0 \rightarrow m_0 + \Sigma(p)$ suffise à les prendre en compte. La fonction d'énergie propre $\Sigma(p)$ peut être calculée à tout ordre de la théorie des perturbations. Passé l'ordre dominant, pour lequel $M = m_0$, l'énergie propre diverge en raison des impulsions non bornées circulant dans les boucles fermées des amplitudes de la figure 3.2. Le processus de *renormalisation*, brièvement discuté ci-dessous, est alors nécessaire pour restaurer la

3. Pour une série géométrique convergente, on rappelle que $\sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n = 1/(1 - \alpha)$.

prédictivité de la théorie.

Cette procédure consiste dans un premier temps à identifier la forme analytique des divergences (étape appelée *régularisation*) en définissant par exemple une borne supérieure Λ_{\max} pour les impulsions circulant dans les boucles. Une fois les divergences identifiées, les paramètres du lagrangien sont *re-définis* pour absorber ces termes divergents, de sorte que l'expression des grandeurs observables restent finies dans la limite $\Lambda_{\max} \rightarrow \infty$. Une théorie est dite renormalisable si un nombre arbitraire d'observables est calculable pour un nombre fini de re-définition de paramètres du lagrangien. Dans cette démarche, la grandeur Λ_{\max} représente un simple intermédiaire de calcul et ne correspond à aucune grandeur physique interprétable. De même, la valeur numérique du paramètre initial du lagrangien a une signification toute relative, puisque la prédiction finale *nécessite* une redéfinition de cette dernière⁴. Plus concrètement, dans le cas du calcul de la masse M , cette procédure revient à re-définir le paramètre m_0 en $\tilde{m}_0(\Lambda_{\max})$ de sorte que la quantité $\tilde{m}_0(\Lambda_{\max}) + \Sigma(M, \Lambda_{\max})$ soit une fonction de M à valeur *finie* dans la limite $\Lambda_{\max} \rightarrow \infty$.

3.1.1.2 Argument de naturalité dans le secteur du Higgs

L'argument de naturalité (aussi appelé ajustement fin) trouve son origine dans la dépendance de l'énergie propre du boson de Higgs avec l'énergie Λ dans le cadre du Modèle Standard. En notant m_H^0 le paramètre du lagrangien, m_H^{obs} la masse observée et $\Delta_{\text{SM}}^2(\Lambda)$ les corrections quantiques provenant de l'énergie propre du champ de Higgs évaluée à l'échelle d'énergie Λ , la relation entre le paramètre du modèle et la masse mesurée s'écrit :

$$(m_H^{\text{obs}})^2 = (m_H^0)^2 + \Delta_{\text{SM}}^2(\Lambda) \quad (3.7)$$

avec $\Delta_{\text{SM}}^2(\Lambda) \sim -(3y_t^2)/(8\pi^2)\Lambda^2$ où $y_t \sim 1$ est la constante du couplage entre le boson de Higgs et le quark top. Cette dépendance quadratique avec Λ de cette relation indique que les observables mesurées à basse énergie (ici m_H^{obs}) deviennent extrêmement sensibles aux paramètres du modèle à haute énergie (ici m_H^0), ce qui rend la théorie "non naturelle". Le manque de naturalité constaté dans le Modèle Standard est souvent présenté comme un problème, utilisé pour justifier l'existence d'une théorie plus générale. Cependant, la rigueur de cet argument reste controversée dans la communauté et les paragraphes qui suivent tentent de le replacer dans un contexte plus général, en insistant volontairement sur les aspects qui l'affaiblissent. Un certain nombre de présentations intéressantes sur ce sujet délicat ont été données lors d'une conférence dédiée en 2018 [61], et une discussion complète contenant plusieurs références modernes est donnée dans [62].

Pour commencer, la masse du boson de Higgs m_H^{obs} est certes mesurée à basse énergie mais n'est pas "une observable de basse énergie". C'est une grandeur invariante de Lorentz, elle ne varie *pas* avec l'échelle d'énergie. Cela signifie en pratique que le paramètre du lagrangien m_H^0 doit dépendre de Λ dans l'équation 3.7. Un ajustement fin est nécessaire si $\Lambda \gg \Lambda_{\text{EW}}$: la différence de deux quantités de l'ordre de Λ^2 doit conduire à un nombre de l'ordre de Λ_{EW}^2 , ce qui n'est possible que si $(m_H^0)^2$ est ajustée à une précision de l'ordre de $(\Lambda_{\text{EW}}/\Lambda)^2 \ll 1$. L'argument de naturalité porte donc sur la *relation entre les paramètres du lagrangien et les corrections quantiques de la théorie*, mais n'affecte en rien la masse de la particule. Par conséquent, cette propriété devient un problème seulement si on accorde un quelconque caractère fondamental au paramètre m_H^0 . Le Modèle Standard possède 19

4. Les paramètres du lagrangien s'interprètent directement comme observables physiques uniquement pour des prédictions impliquant des amplitudes *sans boucles*. Bien que ce ne soit pas une interprétation exacte, cela implique que la valeur numérique de ces paramètres ne peut pas être arbitraire, puisque ces prédictions approximatives donnent souvent un ordre de grandeur raisonnable.

paramètres libres dont la valeur peut uniquement provenir de l'expérience. Parler de la sensibilité des prédictions avec l'un de ces paramètres est absurde, puisque sa valeur n'est pas issue d'une quelconque prédiction sujette à variations mais d'une *mesure*.

Ce dernier point amène naturellement à ce que représente l'échelle d'énergie Λ de l'équation 3.7. Si Λ représente l'intermédiaire de calcul du processus de renormalisation Λ_{\max} , alors le fait d'ajuster m_H^0 est, par définition, une étape de la procédure et sa valeur finale sera de toute manière infinie puisque seule la limite $\Lambda_{\max} \rightarrow \infty$ a un sens. Par contre, si Λ représente l'échelle d'énergie Λ_{NP} où apparaissent de nouveaux phénomènes décrits par une nouvelle théorie, alors évaluer numériquement la relation 3.7 à cette énergie a effectivement un sens. Le problème d'ajustement fin est indiscutable si on suppose que la théorie plus générale ainsi postulée a pour ambition de *prédire* la masse observée du boson de Higgs. On note cependant qu'un ajustement fin est observé *si* on postule l'existence d'une nouvelle théorie, et non l'inverse. Cela revient à motiver une théorie par la conséquence de sa propre existence.

Pour finir, ces arguments basés sur l'énergie propre du boson de Higgs fournissent des pistes pour construire de nouvelles théories mais cette motivation n'a pas le statut d'un principe rigoureux, analogue à la violation de l'unitarité à ~ 1 TeV dans un MS sans boson de Higgs. En effet, le Modèle Standard est depuis la découverte du boson de Higgs, parfaitement cohérent - bien qu'incomplet. Et les observations qui le mettent en défaut donnent peu d'informations exploitables pour déterminer la structure qu'aurait la nouvelle théorie. C'est précisément la raison pour laquelle l'argument de naturalité joue un rôle central aujourd'hui : il n'en existe pas de meilleur pour nous guider dans l'élaboration de nouvelles théories. Bien qu'ayant insisté sur les aspects les plus polémiques de la naturalité, on comprend tout de même qu'une théorie qui ambitionne de décrire la Nature sur un grand domaine d'énergie doit montrer une certaine stabilité entre deux échelles d'énergie extrêmes. Une autre question naturelle associée porte sur l'origine d'échelles d'énergies très différentes, et s'appelle le problème de *hiérarchie*. Plusieurs cas ont montré que l'argument de naturalité d'une théorie pouvait être pertinent, voire prédictif, comme par exemple pour l'existence du quark *c*. D'autres cas restent des mystères entiers encore aujourd'hui comme la constante cosmologique ou l'absence de violation de la symétrie CP dans les interactions fortes.

En conclusion, l'argument d'ajustement fin du Modèle Standard dans le secteur du Higgs est certainement une considération intéressante mais relève plus d'une *interprétation* que d'une *limitation avérée* du modèle, comme l'était la perte de prédictivité du MS sans boson de Higgs. Le fait de n'avoir aucune déviation expérimentale par rapport au MS à l'échelle du TeV conduit, faute de mieux, à utiliser cette propriété pour élaborer de nouveaux modèles. Dans la suite, nous présenterons des théories alternatives permettant soit de réguler les corrections quantiques à l'énergie propre du boson de Higgs (autorisant alors des échelles d'énergie différentes), soit de supprimer directement la hiérarchie entre Λ_{EW} et Λ_{NP} .

3.1.2 Quelques concepts fondamentaux salvateurs

Le point de départ pour résoudre le problème de naturalité est de modifier la théorie afin d'avoir des corrections à l'énergie propre du boson de Higgs sous contrôle, ce qui signifie en pratique une évolution logarithmique avec l'échelle d'énergie considérée, au lieu de sa dépendance quadratique actuelle. Il est important de noter que tout champ scalaire (et pas seulement le champ de Higgs) est potentiellement sujet à cette divergence quadratique. En effet, la dynamique du Modèle Standard est invariante par symétrie chirale (fermions de masse nulle) et également par symétrie de jauge. Ces deux symétries protègent, par conséquent, la masse des fermions et des bosons de jauge respectivement. Par contre,

aucune symétrie ne protège la masse des champs scalaires. Une autre approche consiste à supprimer la hiérarchie entre les différentes échelles du problème, éliminant ainsi la question de la naturalité.

3.1.2.1 Symétries supplémentaires

L'addition de symétries est l'un des moyens les plus efficaces pour maintenir des corrections radiatives à un niveau raisonnable, et ce à n'importe quel ordre de la théorie des perturbations. L'ajout de symétries est donc l'un des concepts permettant de stabiliser l'énergie propre du boson de Higgs. D'après le théorème de Coleman-Mandula [63], la seule symétrie supplémentaire d'espace-temps permise doit faire intervenir le spin des champs : c'est la supersymétrie [64] qui relie les bosons aux fermions. La supersymétrie stabilise donc l'énergie propre des champs scalaires en les reliant aux fermions qui sont protégés par la symétrie chirale. Les extensions les plus simples du MS basées sur la supersymétrie sont aujourd'hui fortement contraintes par les données expérimentales. Même si ces extensions étaient totalement exclues, cela n'impliquerait pas pour autant que la supersymétrie n'est pas réalisée dans la Nature sous une quelconque forme. En effet, il convient de ne pas confondre les extensions supersymétriques du MS et la supersymétrie. Elles sont différentes au même titre que le Modèle Standard et la notion de symétrie de jauge sur lequel il est basé. Il est intéressant de noter que la supersymétrie offre un cadre naturel pour décrire la gravitation : le produit de deux opérateurs supersymétriques équivaut à une translation d'espace-temps⁵. Si la théorie est rendue invariante par supersymétrie *locale*, alors la nouvelle interaction générée s'apparente à la relativité générale. Les extensions supersymétriques du MS sont citées ici en raison du nombre de recherches qui leur sont dédiées, mais elles ne sont pas étudiées dans ce manuscrit.

Une autre classe de modèle qui permet de stabiliser la masse du boson de Higgs, consiste à inclure la symétrie de jauge électro-faible $SU_L(2) \times U(1)$ dans un groupe de symétrie \mathcal{G} plus grand. Un mécanisme de brisure spontanée de symétrie est alors supposé, passant d'un état du vide invariant sous \mathcal{G} à un état du vide invariant sous $SU_L(2) \times U(1)$. Le boson de goldstone issu de cette brisure joue alors le rôle du boson de Higgs, et sa masse sera nulle si la symétrie \mathcal{G} est supposée exacte ou il sera léger si elle est approximée. La masse du boson de Higgs produit par ce mécanisme est donc protégée par la symétrie \mathcal{G} . Les dernières contraintes sur les modèles de ce type, appelés *little Higgs*, sont décrites dans [65]. Notons que ces modèles prédisent l'existence de *vector-like quarks* [66].

3.1.2.2 Non-élémentarité

Puisque ce problème de naturalité est propre à la nature scalaire du champ de Higgs, et que ce dernier est le seul champ scalaire du Modèle Standard, il est naturel de penser que le boson de Higgs pourrait ne pas être élémentaire. Il serait alors composé de nouveaux fermions hypothétiques formant un état lié sous l'effet d'une nouvelle interaction agissant à haute énergie. Dans cette hypothèse, les amplitudes contribuant à la propagation du boson de Higgs changent de nature à une énergie Λ_{comp} , qui permet de résoudre les constituants internes du boson de Higgs, puisque la nouvelle interaction régit la dynamique de ces fermions à Λ_{comp} . C'est ce mécanisme qui permet de stabiliser les corrections quantiques à l'énergie propre du boson de Higgs, en introduisant une échelle d'énergie intermédiaire au-delà de laquelle leur divergence devient moins sévère.

Les amplitudes induites par le couplage entre le champ de Higgs et le quark top dominent les corrections de masse. Par conséquent, une régulation de ces termes peut être envisagée en supposant que le quark

5. Dans ce cadre, l'invariance de Lorentz peut donc s'interpréter comme une *conséquence* de la supersymétrie.

top n'est pas élémentaire. Dans ce cas, le vertex du MS entre le boson de Higgs et le quark top devient effectif et la dynamique associée change de nature lorsque l'échelle d'énergie est suffisante pour résoudre les constituants internes du quark top. En pratique, le boson de Higgs et le quark top peuvent être tous deux composites. L'existence de *vector-like quarks* est prédite par l'ensemble de ces modèles [67].

3.1.2.3 Dimensions supplémentaires d'espace

Comparée aux autres approches, celle-ci constitue peut-être la modification conceptuelle la plus importante de notre compréhension de la Nature. Pour cette raison, ce sujet est plus détaillé que les précédents (pour plus d'informations, voir par exemple les références [68–70]). La première construction théorique avec plus de trois dimensions d'espace a été considérée par T. Kaluza et O. Klein dans les années 1920 [71, 72]. Ils ont constaté que, sous certaines hypothèses, la théorie de la relativité générale dans un espace-temps à $4 + 1$ dimensions permettait de retrouver l'équation d'Einstein et les équations de Maxwell dans l'espace-temps à $3 + 1$ dimensions. Le monde tel que nous le percevons possède trois dimensions d'espace, impliquant que les dimensions supplémentaires - si elles existent - doivent être compactifiées sur une distance caractéristique qui les rendent compatibles avec les observations. En théorie des champs, cette compactification se traduit par une quantification de l'impulsion des champs le long des dimensions supplémentaires. Du point de vue du sous-espace à 3 dimensions spatiales, l'impulsion le long des dimensions supplémentaires se manifeste comme un terme de masse additionnel qui, une fois quantifié, conduit à une série de particules *effectives* de masses régulièrement espacées. Cette signature si particulière aux dimensions supplémentaires est appelée *tour ou excitations de Kaluza-Klein* (KK). La différence de masse de deux "particules" successives renseigne directement sur la taille des dimensions supplémentaires. Par ailleurs, la dynamique des champs dans l'espace à $3 + n$ dimensions spatiales induit des couplages entre ces particules effectives, déterminant les signatures expérimentales attendues sur collisionneurs.

Dimensions supplémentaires à l'échelle micrométrique. Un des premiers modèles à dimensions supplémentaires moderne a été proposé par Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali (ADD) dans les années 1990 [73]. L'objectif de ce modèle est de supprimer la hiérarchie entre l'échelle de Planck de l'ordre de 10^{18} GeV⁶ et l'échelle électro-faible. L'idée principale du modèle ADD consiste à fixer l'échelle de Planck à environ 1 TeV dans l'espace à $3 + n$ dimensions spatiales, dont les n dimensions d'espace supplémentaires sont compactifiées sur un rayon R . Autrement dit, la gravitation est supposée être aussi intense que les autres interactions dans cet espace plus vaste. La faiblesse de la gravitation vient alors du fait qu'elle est la seule interaction à se propager dans les $3 + n$ dimensions d'espace, ce qui entraîne une intensité effective dans le sous-espace à 3 dimensions où nous vivons beaucoup plus faible. Physiquement, l'interaction gravitationnelle est donc "diluée" dans l'espace global et nous *apparaît* faible dans notre sous-espace. Par conséquent, ce type de théorie prédit - entre autres - une gravitation plus intense aux échelles de l'ordre du rayon de compactification, mais il existe assez peu de contraintes expérimentales sur cette interaction à courte distance qui permettraient d'exclure de tels scénarios. Le théorème de Gauss à N dimensions permet de quantifier cet effet de "dilution" en montrant que les échelles de Planck à $3 + n$ dimensions $M_{\text{Pl}(3+n)}$ et à 3 dimensions M_{Pl} se relient au rayon de compactification et au nombre de dimensions supplémentaires par :

$$M_{\text{Pl}} = M_{\text{Pl}(3+n)}^{\frac{n+2}{2}} R^{\frac{n}{2}}$$

6. Cette échelle s'obtient en définissant la masse pour laquelle le rayon de Schwarzschild $2Gm/c^2$ (horizon d'un trou noir) est égale à la longueur de Compton h/mc (distance à laquelle les créations de particules virtuelles interviennent).

Un grande valeur de la masse de Planck peut donc être générée à partir d'une valeur du paramètre fondamental $M_{\text{Pl}(3+n)} \sim 1 \text{ TeV}$, si n et/ou R sont suffisamment grands. Pour $M_{\text{Pl}(3+n)} = 1 \text{ TeV}$, une seule dimension supplémentaire nécessite un rayon de compactification de l'ordre de la taille du système solaire pour obtenir la masse de Planck observée ; ce scénario est donc exclu. Par contre, en supposant $n = 2$ ($n = 3$), on obtient un rayon de compactification de l'ordre du millimètre (nanomètre) compatible avec les observations, mais bien plus grand que 10^{-3} fm , distance correspondante à l'échelle électro-faible. Pour cette raison, les modèles de ce type sont appelés modèles à grandes dimensions supplémentaires (LED pour *Large Extra Dimensions*).

Dimensions supplémentaires à l'échelle électro-faible. Par opposition, il existe aussi plusieurs modèles construits avec des dimensions d'espace supplémentaires ayant une taille comparable à l'échelle du TeV, qui se déclinent en deux types suivant la forme de la métrique $g_{AB}(x_A)$ définissant la distance entre deux points de cet espace $ds^2 = g_{AB}(x_A)dx^A dx^B$ ⁷. Les modèles à espace plat, $g_{\mu\nu}(x_\mu) = \eta_{\mu\nu}$, peuvent avoir tous les champs qui se propagent dans toutes les dimensions supplémentaires, alors qualifiées d'universelles (modèles UED pour *Universal Extra Dimension*). Les champs du Modèle Standard correspondent aux états fondamentaux de KK et les excitations supplémentaires représentent soit des interactions supplémentaires véhiculées par des bosons vecteurs W' et Z' massifs, soit de nouveaux fermions massifs qui s'apparentent naturellement à des *vector-like quarks* - s'ils sont colorés. Un exemple de modèle UED [74] prédisant un candidat de matière noire ⁸ est étudié et contraint par l'analyse décrite à la section 3.2. L'autre possibilité est d'avoir une métrique dépendante du point conduisant à un espace courbe. Ce type de modèle, appelé WED (*Wrapped Extra Dimension*), a été proposé pour la première fois par L. Randall et R. Sundrum en 1999 [75] pour générer naturellement une hiérarchie d'échelles dans l'espace usuel à partir d'une échelle d'énergie unique dans l'espace global. Ce mécanisme est réalisé par l'ajout d'une dimension d'espace y compactifiée sur un rayon R , le long de laquelle la métrique varie par un facteur d'enroulement exponentiel (*wrap factor*) :

$$ds^2 = e^{-ky} (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu) + dy^2$$

Suivant la position du sous espace-temps à 3+1 dimensions le long de la dimension y , l'échelle d'énergie *perçue* depuis ce sous espace-temps sera déterminée par la valeur du facteur d'enroulement à cette position y . L'amplitude de variation de ce facteur entre les sous-espaces les plus extrêmes ($y = 0$ et $y = R$) fixe donc l'amplitude de la hiérarchie naturellement générée par ce modèle, expliquant la forme exponentielle de la métrique. Certains modèles WED identifient le boson de Higgs comme la cinquième composante d'un champ de jauge, dont la masse est automatiquement protégée (modèles appelés *Gauge-Higgs Unification*). Ces modèles se connectent naturellement aux scénarios où le boson de Higgs n'est pas élémentaire, et les excitations de KK les plus légères correspondantes se trouvent être des fermions colorés de charge électrique fractionnaire, soit des *vector-like quarks* [76].

3.1.3 Dénominateur commun : les *vector-like quarks*

Chacune des idées présentée à la section 3.1.2, à l'exception de la supersymétrie, prédit l'existence de fermions massifs, interagissant par interaction forte et ayant une interaction avec les bosons de jauge électro-faibles ne violant pas la parité. La dynamique de ces fermions hypothétiques, les *vector-like*

⁷. Les indices A et B couvrent toutes les dimensions d'espace-temps, contrairement aux indices μ et ν qui couvrent les 3 + 1 dimensions habituelles.

⁸. La désintégration de la particule la plus légère du spectre est, dans ce cas, interdite par une symétrie additionnelle dans l'espace usuel, provenant simplement de l'invariance par translation le long des dimensions supplémentaires.

quarks (VLQs), peut être dérivée de manière très générique, indépendamment de la théorie fondamentale sous-jacente. Les VLQs offrent donc un cadre phénoménologique commun à plusieurs extensions fondamentales du MS, dont la description fait l’objet de cette section (plus de détails sont disponibles dans [77]). La recherche expérimentale de ces particules sera discutée à la section 3.2.

3.1.3.1 Dynamique fondamentale et impact sur la physique observable

Un *vector-like quark*, noté Q , est un fermion hypothétique de spin 1/2 soumis à l’interaction forte (même représentation sous $SU_c(3)$ que les champs du MS). Cependant, les composantes de chiralité gauche Q_L et droite Q_R se comportent de la même manière vis-à-vis des interactions faibles, contrairement aux champs du MS (d’où le nom *vector-like* en référence à la structure des courants faibles $J^\mu \sim \bar{Q}\gamma^\mu Q$). Cette dernière propriété leur permet d’avoir un terme de masse $\mathcal{L}_{\text{mass}} = m_Q(\bar{Q}_R Q_L + \bar{Q}_L Q_R)$ simultanément invariant par transformation de Lorentz *et* par transformation de jauge locale $SU(2) \times U(1)$. Par conséquent, la masse de ces fermions n’a pas à être issue du mécanisme de Higgs, ce qui n’impose aucune forme d’interaction prédéfinie entre le champ de Higgs et les VLQs. Cette propriété les différencie des fermions du Modèle Standard qui nécessitent précisément une génération dynamique de la masse, imposant le secteur de Yukawa du champ de Higgs.

Sous certaines hypothèses assez générales, on peut montrer que *seules* sept représentations de $SU(2)$ sont possibles pour des VLQ se couplant aux champs du MS. Ce point est très contraignant car il limite fortement la forme que peut prendre l’interaction entre les VLQs et les bosons W et Z - précisément fixée par la représentation de $SU(2)$. Quatre champs permettent de construire toutes les représentations possibles : $T, B, T_{5/3}, B_{-4/3}$ où les *vector-like quarks* T et B ont les mêmes nombres quantiques que les quarks $t/c/u$ et $b/s/d$. Par contre, les charges électriques des *vector-like quarks* $T_{5/3}$ et $B_{-4/3}$ sont respectivement $5/3$ et $-4/3$.

L’existence de ces particules modifie la physique observable car des champs ayant les mêmes nombres quantiques peuvent se “mélanger” : seule une certaine combinaison correspond aux particules physiques que l’on produit expérimentalement. Typiquement, le quark top tel qu’on le produit serait, dans ce scénario, une combinaison des deux champs de base de la théorie T^0 et t^0 ⁹, représentation de $SU_L(2)$ et $SU(2)$ (symbolisé par l’exposant 0). La matrice de rotation entre les états dont l’interaction est bien définie et les états se propageant est donnée à la figure 3.3. Les paramètres de mélange et les masses des nouveaux fermions déterminent complètement les prédictions du modèle. Notons cependant que les VLQs $T_{5/3}$ et $B_{-4/3}$ ne se mélangent pas aux quarks du SM et sont directement des états physiques de la théorie.

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} t_{L,R} \\ T_{L,R} \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} \cos \theta_{L,R}^u & -\sin \theta_{L,R}^u e^{i\phi_u} \\ \sin \theta_{L,R}^u e^{-i\phi_u} & \cos \theta_{L,R}^u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{L,R}^0 \\ T_{L,R}^0 \end{pmatrix} \\ \text{Propagating states} & & \text{Mixing matrix} \qquad \text{SU(2) states} \end{array}$$

Figure 3.3: Relation entre champs physiques (à gauche) et champs dont l’interaction est bien définie (à droite). En plus d’introduire un nouvel état massif T , l’existence des VLQ modifie également la dynamique des quarks du MS qui se trouvent être redéfinis.

9. En principe, le mélange peut se faire avec les trois générations $t/c/u$ mais un mélange avec les seconde et première générations est fortement contraint par des mesures existantes : violation de parité par courant neutre en physique atomique pour la première génération et ratio R_c des rapports d’embranchement $Z \rightarrow c\bar{c}/Z \rightarrow s\bar{s}$ mesuré au LEP pour la seconde génération. Par ailleurs, la restriction à un mélange à la troisième génération est motivée par la contribution dominante du quark top à l’énergie propre du boson de Higgs.

Sachant que la dynamique des champs t^0 et T^0 est parfaitement déterminée (une fois la représentation choisie parmi les sept possibles), la dynamique des champs physiques s'obtient en ré-écrivant les termes d'interaction impliquant les champs t^0 et T^0 en fonction des champs t et T . On obtient alors pour chacune des interactions véhiculées par les bosons W , Z et H : (1) une dynamique modifiée pour les quarks du MS, (2) une nouvelle interaction entre quarks du MS et nouveau quark (responsable de la désintégration des VLQs) et (3) la dynamique des nouveaux quarks lourds. À noter que cette démarche ne modifie en rien l'interaction forte des quarks et du MS qui est, par définition, rigoureusement identique pour les VLQs.

Pour résumer, l'introduction de ces nouveaux champs conduit à de nouveaux fermions lourds qui vont interagir avec les quarks du MS, mais également modifier la dynamique entre quarks du MS, et ce uniquement dans le secteur des bosons W , Z et H . Ces interactions sont complètement déterminées pour une représentation de $SU(2)$ et une matrice de mélange donnée, une fois la masse des VLQs donnée.

3.1.3.2 Contraintes sur l'existence de *vector-like quarks*

L'existence des VLQs est contrainte par les mesures de précision électro-faible venant principalement de deux aspects : les paramètres obliques S , T et U (sondant les corrections quantiques aux propagations des bosons vecteurs [78]) et la mesure du rapport d'embranchement $Z \rightarrow b\bar{b}$. Les corrections obliques S et T sont principalement modifiées par les couplages entre les VLQs et les bosons W , Z , H . Le rapport d'embranchement $Z \rightarrow b\bar{b}$ contraint par contre le mélange entre le quark b^0 du MS et B^0 . Ces deux contraintes indépendantes conduisent à un angle de mélange θ et une masse m_Q vérifiant respectivement $\sin \theta \lesssim 0.28$ et $m_Q \gtrsim 0.5 \text{ TeV}$.

Depuis la découverte du boson de Higgs, la section efficace de sa production par fusion de gluons *via* une boucle de fermions colorés $\sigma(gg \rightarrow H)$, représente une des contraintes les plus fortes sur l'existence de n'importe quel type de fermions colorés. Par exemple, cette mesure exclue d'emblée une quatrième génération de fermions couplés à l'interaction forte. Dans le cadre des VLQs, le quark top t est un mélange de t^0 et T^0 donc les seuls paramètres qui pourraient affecter $\sigma(gg \rightarrow H)$ sont ceux de la matrice de mélange. Or, dès que les deux champs entrant dans le mélange ont des masses suffisamment grandes devant m_H pour vérifier $\tau_Q \equiv m_H^2/4m_Q^2 \ll 1$, les deux composantes contribuent de la *même* manière à la valeur de $\sigma(gg \rightarrow H)$. Par conséquent, un changement de rotation entre t^0 et T^0 ne change pas le résultat final. L'amplitude associée à chaque boucle de fermions Q est notée $A_{1/2}(\tau_Q)$, et sa dépendance avec τ_Q est donnée sur la figure 3.4. Plus formellement, l'amplitude totale s'écrit $\mathcal{A} = Y_T A_{1/2}(\tau_T) + Y_t A_{1/2}(\tau_t) \approx (Y_T + Y_t) A_{1/2}(\tau_T)$ puisque $A_{1/2}(\tau_T) \approx A_{1/2}(\tau_t)$ lorsque $\tau_Q \ll 1$. La quantité $Y_T + Y_t$ s'interprète alors comme la trace de la matrice 2×2 couplant le doublet de Higgs et le doublet (T_0, t_0) . La trace est indépendante de la base choisie dans l'espace (T_0, t_0) , soit de l'angle de mélange. L'argument est schématisé figure 3.4.

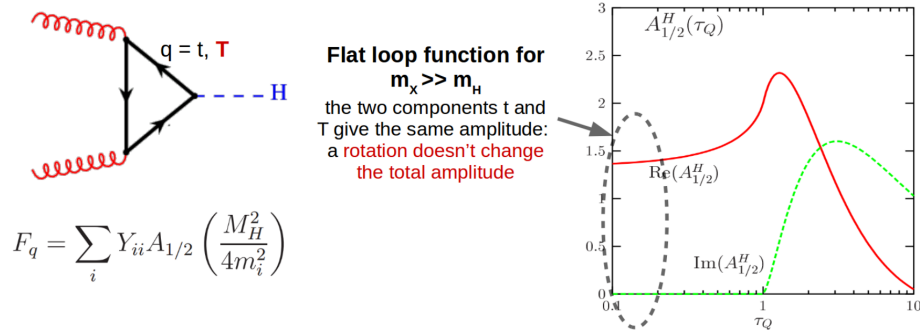


Figure 3.4: Explication du mécanisme permettant aux VLQs d'être compatibles avec la valeur observée de la section efficace $gg \rightarrow H$. Le paramètre τ_Q de la figure de droite correspondant à la quantité $m_H^2/4m_Q^2$ pour un quark Q . Dès que $\tau_t \ll 1$ et $\tau_T \ll 1$, alors la section efficace $\sigma(gg \rightarrow H)$ n'est pas dépendante de l'angle de mélange entre t et T . En pratique $\tau_t = 0.13$ et $\tau_T = 0.004$ pour $m_T = 1$ TeV.

3.1.3.3 Phénoménologie sur collisionneur

La stratégie de recherche directe de ces nouveaux fermions va être déterminée par leur modes production et leur désintégrations en particules du Modèle Standard. Deux modes de production sont possibles : la production de paire $Q\bar{Q}$ engendrée par l'interaction forte (dont la dynamique est parfaitement définie et *indépendante* des paramètres de mélange) et la production singulière par interaction électro-faible (par définition, dépendante des paramètres de mélange). La production de paire a donc l'avantage d'être indépendante des paramètres du modèle mais sa section efficace diminue à haute masse en raison de l'énergie de seuil de $2m_Q$, contrairement à la production singulière qui permet alors d'être sensible à des VLQs plus lourds.

La désintégration des VLQs peut se faire suivant trois modes pour les *vector-like quarks* T et B suivant l'interaction mise en jeu : $B \rightarrow Zb/Hb/Wt$ et $T \rightarrow Zt/Ht/Wb$. Les rapports d'embranchement de chacun de ces modes sont inconnus *a priori* puisqu'ils dépendent des paramètres du modèle. Selon la désintégration du boson Higgs, du boson Z et du quark top, la production de VLQs peut se manifester dans un nombre important d'états finaux différents, ce qui rend la recherche complexe mais offre par ailleurs un moyen de tester la cohérence de ce scénario, si un excès dans les données était observé. Le programme de recherche des VLQs dans ATLAS exploite d'ailleurs pleinement cette richesse de signatures [79], dont l'analyse décrite à la section 3.2 fait partie. Notons que les *vector-like quarks* à charge électrique exotique n'ont qu'un mode de désintégration possible : $T_{5/3} \rightarrow W^+t$ et $B_{-4/3} \rightarrow W^-b$. Il est intéressant de mentionner que certains processus, comme par exemple $pp \rightarrow T_{5/3}\bar{T}_{5/3} \rightarrow W^+tW^-t$, sont par conséquent totalement indépendants des paramètres du modèle. Quelques exemples typiques de processus pertinents au LHC sont donnés sur la figure 3.5.

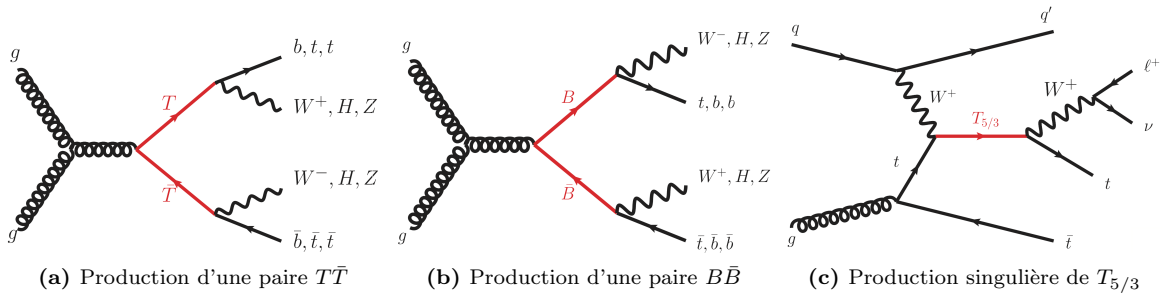


Figure 3.5: Exemples de modes de production et de désintégrations de T , B et $T_{5/3}$.

3.1.4 Bilan : chercher quoi ?

Pour résumer, le Modèle Standard dans sa forme actuelle est cohérent et prédictif jusqu'à des énergies inatteignables expérimentalement, tout en étant incompatible avec certaines observations. La seule faiblesse de ce modèle qui permet d'esquisser de nouvelles théories est le problème de naturalité, aussi discuté soit-il. Selon moi, les concepts qui émergent de cette démarche représentent alors plus un cadre structurant les recherches expérimentales qu'une véritable feuille de route aboutissant à une découverte - comme ce fut le cas pour le boson de Higgs. Dans cette perspective, les *vector-like quarks* constituent un scénario particulièrement intéressant puisqu'ils proposent plusieurs signatures expérimentales, interprétables dans plusieurs théories fondamentales.

En conclusion, il n'y a pas de réponse satisfaisante à la question posée : seule une découverte expérimentale pourra affiner la stratégie de recherche. L'espoir de faire une telle découverte a eu un (malheureusement bref) sursaut avec l'arrivée des premières collisions à 13 TeV, et c'est dans cette démarche que s'inscrivent les travaux décrits dans les sections suivantes.

3.2 Recherche de phénomènes au-delà du Modèle Standard

Cette section décrit l'analyse des collisions produisant au moins deux leptons (électron ou muon) ayant la même charge électrique, accompagnés par plusieurs jets provenant de quarks b , état final noté $\ell^\pm \ell^\pm / 3\ell$ ¹⁰. Cette analyse est motivée par la grande variété de modèles prédisant une telle signature, ainsi qu'un bruit de fond relativement faible provenant des processus du MS. La contre-partie de ce dernier avantage réside dans la difficulté à correctement prédire ces bruits de fond rares. Cet état final est également sensible à la production de quatre quarks top mais la recherche de ce processus bénéficie de signatures autres que $\ell^\pm \ell^\pm$ et est discutée à la section 3.3. J'ai rejoint ce projet juste avant le re-démarrage du LHC, ce qui m'a permis de conduire l'analyse des premières données à 13 TeV, aboutissant à une publication en 2018 incluant les données enregistrées en 2015 et 2016 [80]. Par ailleurs, une interprétation combinée avec une recherche dans l'état final $t + E_T^{\text{miss}}$ [81] dans le cadre d'un modèle de matière noire a été publiée séparément dans un papier résumant plusieurs recherches de matière noire faite dans ATLAS [82].

Il semble opportun de mentionner qu'une recherche de phénomènes nouveaux dans le même état final avait déjà été menée dans les collisions à 8 TeV enregistrées par ATLAS lors de la première phase de fonctionnement du LHC [83]. Un excès d'événements observés a été constaté, correspondant à une

10. Le symbole ℓ dénote un électron ou un muon. Les événements avec trois leptons sont aussi considérés.

probabilité de fluctuation du bruit de fond équivalente à 2.5 déviations standards. Les deux régions cinématiques où cet excès est observé sont celles qui sont les plus sensibles à la production de quatre quarks top. Un des premiers enjeux de l'analyse des collisions à 13 TeV était donc de vérifier si cet excès était dû à un phénomène réel, auquel cas l'augmentation de l'énergie des collisions l'aurait probablement renforcé. Un résultat préliminaire basé sur les données enregistrées en 2015 seules, dont la stratégie était calquée sur celle de l'analyse du Run 1, a donc été obtenu et aucun excès n'a été observé [84], tout du moins compte tenu de la faible statistique accumulée.

Mes contributions sur cette analyse sont diverses, en commençant par le rôle de co-coordonateur du groupe de travail correspondant (~ 10 personnes) depuis le début de l'analyse des données à 13 TeV. Pour le résultat préliminaire [84], mon rôle principal a été de rassembler les différentes estimations des bruits de fond pour produire plusieurs distributions de contrôle et ainsi améliorer la modélisation du bruit de fond. J'ai également pris en main toute l'interprétation statistique de l'analyse. En vue de la publication finale, j'ai tenté de mieux comprendre un bruit de fond particulier provenant de leptons secondaires afin de consolider l'analyse. Ce travail s'est fait en collaboration avec un post-doctorant du groupe, Sergey Senkin, recruté grâce à un appel à projet *jeune chercheur régional* auquel j'ai répondu en 2015. Ce projet était axé sur la recherche de matière noire dans un état final *sans* énergie manquante, qui représente une autre de mes contributions à cette analyse. Enfin, j'ai travaillé sur les interprétations relatives à la production $t\bar{t}t\bar{t}$ dans différents scénarios, comme l'existence d'une interaction de contact entre quatre quarks top ou encore un secteur de Higgs étendu. Enfin, j'ai co-rédigé la documentation interne ainsi que la publication finale incluant les réponses aux quelques 130 commentaires de la revue interne de l'analyse.

Cette section est organisée de la manière suivante : la stratégie générale de l'analyse est décrite dans un premier temps (cf. section 3.2.1) tandis que les études relatives à la modélisation du bruit de fond instrumental sont discutées à la section 3.2.2. Ensuite, les résultats obtenus ainsi que leur interprétation dans le contexte des *vector-like quarks* sont donnés à la section 3.2.3. Enfin, cette analyse est utilisée pour mieux contraindre un modèle de matière noire déjà recherché dans l'état final $t + E_T^{\text{miss}}$. Cette approche illustre par ailleurs une stratégie de recherche de matière noire sur collisionneur bien plus générale et sera décrite à la section 3.2.4.

3.2.1 Stratégie générale de la recherche

La particularité de cette analyse est d'être sensible à plusieurs types de phénomènes nouveaux (appelés signaux BSM pour *Beyond the Standard Model*), chacun ayant une signature différente. Cette spécificité contraint la stratégie de recherche, comparé à la recherche d'un seul signal comme par exemple le processus $H \rightarrow \tau\tau$. Afin de tirer profit de cette sensibilité à large spectre, il est nécessaire d'isoler certaines propriétés communes à toutes les signatures BSM permettant d'isoler les signaux du bruit de fond. Les signaux recherchés dans cette analyse se regroupent en trois catégories, détaillées ci-dessous.

1. *Production de vector-like quarks* T , B et $T_{5/3}$: plusieurs modes de production et désintégration de la figure 3.5 conduisent à un état final avec des leptons de même signe et des quarks b , par exemple $B\bar{B} \rightarrow W^- t Z \bar{b} \rightarrow W^- W^+ b Z \bar{b}$ où au moins un des deux bosons W et le boson Z se désintègrent en leptons. À noter que l'état final $\ell^\pm \ell^\pm$ est également sensible à la production singulière de $T_{5/3}$ (cf. figure 3.5c) qui permet de sonder des masses plus grandes pour cette particule.

2. *Production de quatre quarks top $t\bar{t}t\bar{t}$* dans différents scénarios (Modèle Standard, théorie effective, dimensions supplémentaires universelles, secteur du Higgs modifié). Cet état final conduit à quatre quarks b et à un état final $\ell^\pm\ell^\pm/3\ell$ dans 12% des cas. La recherche de la production $t\bar{t}t\bar{t}$ et les scénarios associés seront discutés à la section 3.3.
3. *Production d'une paire de quarks top de même charge électrique $tt + X$* (à ne pas confondre avec la production $t\bar{t} + X$) : ce processus, fortement supprimé dans le MS, est particulièrement sensible à des effets de violation de la saveur par courant neutre, entre autres dans le secteur du Higgs (scénario utilisé dans [83]). Ce processus produit deux quarks b et une paire $\ell^\pm\ell^\pm$ dans 4% des cas. Cependant la cinématique associée est assez éloignée de celle des signaux VLQs et $t\bar{t}t\bar{t}$ et permet donc d'étendre la région d'espace des phases couverte par cette recherche. Pour l'analyse des données à 13 TeV [80], les contraintes obtenues sont interprétées dans le cadre d'un modèle de matière noire (cf. section 3.2.4).

Les propriétés communes qui permettent d'isoler les signatures VLQ et $t\bar{t}t\bar{t}$ du bruit de fond sont le nombre de jets reconstruits (N_{jets}), le nombre de jets identifiés comme provenant d'un quark b ($N_{b\text{-jets}}$), l'activité globale de l'événement définie comme la somme algébrique des impulsions transverses des leptons et jets reconstruits (H_T) et l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}).

La figure 3.6 donne les distributions de ces quatre observables pour le bruit de fond attendu et plusieurs signaux différents, pour les collisions ayant au moins une paire de leptons de même signe (sans critère sur la présence de jets provenant de quarks b). Il est intéressant de noter que la production d'une paire $T\bar{T}$ de masse $m_T = 1$ TeV produit une forte activité dans le détecteur $\langle H_T \rangle \sim 1.5$ TeV avec $\langle N_{\text{jets}} \rangle \sim 5$ alors que la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ du MS conduit à une activité globale plus modeste $\langle H_T \rangle \sim 1$ TeV avec $\langle N_{\text{jets}} \rangle \sim 7$. Cela indique que le processus $t\bar{t}t\bar{t}$ produit plusieurs jets d'impulsion transverse modérée alors que la production des fermions massifs T se désintègre en moins de particules plus énergétiques. Typiquement, la désintégration $T \rightarrow Wb$ produit un quark b d'énergie $E_b \sim m_T/2$. On constate également que le nombre de jets identifiés comme provenant d'un quark b est plus important pour la production de $t\bar{t}t\bar{t}$.

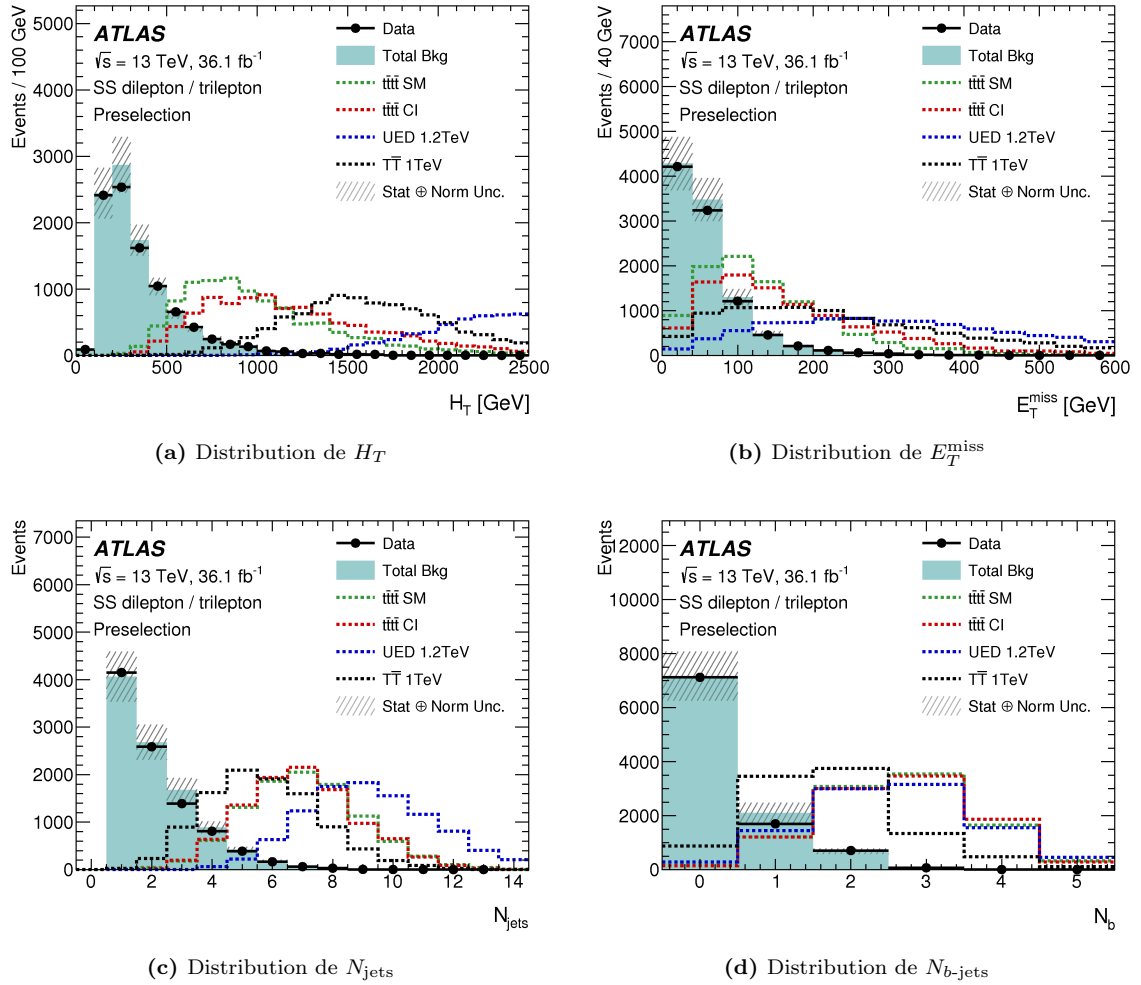


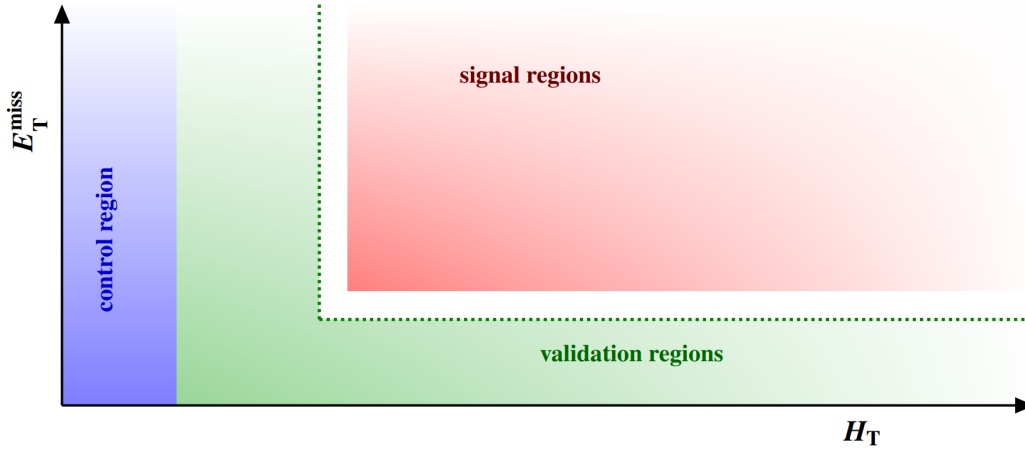
Figure 3.6: Distribution des quelques observables clés pour le bruit de fond total attendu ainsi que pour trois signaux typiques recherchés dans cette analyse : production de $t\bar{t}\bar{t}$ dans le MS, dans une théorie effective avec une interaction ponctuelle entre quatre quarks top (*CI* pour *Contact Interaction*), dans un modèle à dimensions supplémentaires universelles (UED) ainsi que la production d'une paire de $T\bar{T}$ de 1 TeV. Tous les signaux sont normalisés au nombre d'événements attendu de bruit de fond. Les distributions correspondent au niveau des pré-sélections [80].

La stratégie est alors de catégoriser les événements selon le nombre de leptons (2 ou 3) et, pour chaque multiplicité, une classification suivant les valeurs de H_T , N_{jets} et $N_{b\text{-jets}}$ est utilisée. Cette procédure permet de définir 8 régions de signal pour lesquelles les nombres d'événements observés et attendus sont comparés pour inférer la présence d'un signal. Les valeurs exactes définissant ces régions ont été obtenues en optimisant le rapport signal-sur-bruit attendu, moyenné sur plusieurs signaux BSM et sont données dans le tableau 3.1. Le point important pour les signaux VLQs est d'isoler les événements à haut H_T , et ce pour chaque multiplicité de leptons (2, 3) et de jets de quarks b (1, 2, ≥ 3). En revanche, le processus $t\bar{t}\bar{t}$ se manifeste plutôt par une activité modérée avec plus de jets, ce qui permet de définir les deux régions dites *loose* (finissant par $_L$) sensibles à ce processus. Une procédure similaire, discutée à la section 3.2.4, a été mise au point pour la recherche du processus $tt + X$ puisque la topologie de ce signal est différente.

Table 3.1: Définition des régions de signal pour les signatures VLQs et $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$, où SR signifie *Signal Region*.

Région	N_ℓ	N_{jets}	$N_{b\text{-jets}}$	H_T	E_T^{miss}
SR1b2l	2	≥ 1	1	$> 1 \text{ TeV}$	$> 180 \text{ GeV}$
SR2b2l	2	≥ 2	2	$> 1.2 \text{ TeV}$	$> 40 \text{ GeV}$
SR3b2l	2	≥ 3	≥ 3	$> 1.2 \text{ TeV}$	$> 100 \text{ GeV}$
SR3b2lL	2	≥ 7	≥ 3	$0.5 - 1.2 \text{ TeV}$	$> 40 \text{ GeV}$
SR1b3l	3	≥ 1	1	$> 1 \text{ TeV}$	$> 140 \text{ GeV}$
SR2b3l	3	≥ 2	2	$> 1.2 \text{ TeV}$	$> 100 \text{ GeV}$
SR3b3l	3	≥ 3	≥ 3	$> 1 \text{ TeV}$	$> 40 \text{ GeV}$
SR3b3lL	3	≥ 5	≥ 3	$0.5 - 1 \text{ TeV}$	$> 40 \text{ GeV}$

La solidité de la recherche repose sur la validation de la prédiction des bruits de fond, qui sont rares et donc difficiles à estimer. Cette validation sera d'autant plus convaincante qu'elle s'opère pour un échantillon d'événements ayant les mêmes propriétés que ceux exploités dans la recherche. Trois types de régions sont alors définies : les régions de contrôle permettant d'élaborer les méthodes d'estimation des fonds, les régions de validation permettant de valider ces méthodes, et les régions de signal permettant d'inférer l'existence de nouveaux phénomènes. La figure 3.7 montre comment ces trois types de régions sont rendues orthogonales, tout en gardant des régions de validation le plus proche possible des régions de signal. La section suivante décrit le modèle de bruit de fond qui a été développé par le groupe d'analyse ainsi que sa validation.


Figure 3.7: Définition des régions de contrôle, de validation et de signal.

3.2.2 Estimation des fonds instrumentaux

3.2.2.1 Origine des bruits de fond et méthodologie générale

Les processus prédits par le MS peuvent produire un état final reconstruit avec au moins deux leptons de même charge électrique soit car une paire $\ell^\pm\ell^\pm$ est véritablement produite dans la collision (bruit de fond qualifié de *physique*), soit car un des leptons est mal reconstruit et possède, par erreur, la charge électrique conduisant à une paire $\ell^\pm\ell^\pm$. Ce dernier cas est qualifié de bruit de fond *instrumental*.

car il résulte des limitations expérimentales de la reconstruction des objets, dues aux performances du détecteur et aux méthodes de reconstruction elles-mêmes.

Bruits de fond physiques. Les processus qui produisent réellement (au moins) une paire $\ell^\pm\ell^\pm$ sont la production de paires de bosons vecteurs WW , WZ ou ZZ (notée génériquement VV), et la production de paires de quarks top en association avec un boson W , Z et H (notée génériquement $t\bar{t}X$). La section efficace de production VV est bien plus importante que la section efficace de production $t\bar{t}X$, mais le processus VV produit assez peu de quarks b (provenant de radiations de gluons donnant une paire de quarks b), ce qui en fait un bruit de fond significatif seulement pour les régions avec un seul jet provenant de quarks b (SR1b2l et SR1b3l). Le bruit de fond physique des autres régions est principalement composé de $t\bar{t}X$, puisque deux quarks b sont produits dans la désintégration des quarks top. La figure 3.8 montre des amplitudes typiques conduisant à la production de $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}H$ dans des collisions proton-proton.

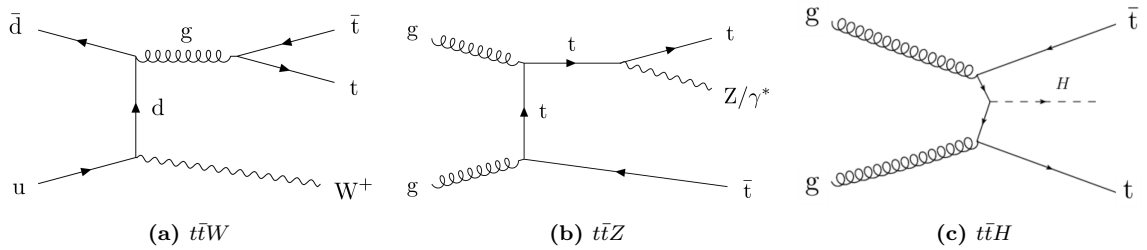


Figure 3.8: Diagrammes de Feynman typiques pour la production de $t\bar{t}X$ au LHC.

Bruits de fond instrumentaux. Leur nature est plus complexe car plusieurs effets sont impliqués mais ils peuvent être classés en trois catégories : (1) mauvaise identification de la charge électrique, (2) leptons secondaires provenant de désintégrations de mésons beaux/charmés ou de conversion de photons (3) jets faussement reconstruits comme leptons. Ces trois origines instrumentales s'appliquent à tous les processus physiques mais la contribution dominante vient de la production $t\bar{t}$. Il est intéressant de noter que cette classification n'est pas parfaitement rigoureuse et certains critères arbitraires sont nécessaires, qui peuvent légèrement impacter les méthodes d'estimation de ces bruits de fond. Pour les sections qui suivent, le bruit de fond instrumental est pensé comme ayant deux contributions : une mauvaise identification de la charge électrique (noté QmisID) et les leptons faux ou secondaires (noté *fake/non-prompt*). Une étude bien plus approfondie sur la composition des bruits de fond instrumentaux a été menée dans le cadre de la recherche de $t\bar{t}t\bar{t}$, et sera décrite à la section 3.3.4.

Mauvaise identification de la charge électrique. Le bruit de fond QmisID n'existe que pour les électrons. En effet, la charge peut être mal identifiée pour deux raisons. Pour les candidats de très haute impulsion transverse¹¹, le rayon de courbure de la trace reconstruite est si grande que la mesure de son signe n'est pas fiable. À plus basse impulsion, les électrons peuvent interagir avec la matière du détecteur. Plus précisément, ils peuvent être déviés par le champ électrique des noyaux en émettant une radiation de freinage sous forme de photons (*bremsstrahlung*), ce qui induit la réaction $e^\pm \rightarrow e_1^\pm \gamma (\rightarrow e_2^\pm e_3^\mp)$. Suivant la distribution de l'énergie initiale sur les trois électrons produits e_i , la trace associée à l'électron reconstruit peut avoir une charge différente de celle de l'électron initial. À

11. L'ordre de grandeur dépend de l'intensité du champ magnétique du détecteur (et du bras de levier de la trace). Pour ATLAS, l'impulsion transverse typique à partir de laquelle cet effet se manifeste est de 300 GeV.

noter que la charge est bien reconstruite dans ce cas, c'est pourquoi on parle de mauvaise *identification* et non de mauvaise reconstruction. C'est ce dernier type d'électron, appelé *electron trident* en référence aux trois traces, qui domine le bruit de fond QmisID dans l'analyse décrite ici. Ces deux phénomènes sont tellement faibles pour les muons qu'ils sont négligeables en pratique : l'intensité du rayonnement de freinage est proportionnelle à m^{-4} qui est donc quasi inexistant pour les muons¹², et le bras de levier des trajectoires des muons est tel qu'une confusion sur la courbure est improbable. Enfin, notons que ce bruit de fond n'a pas de sens pour les collisions ayant trois leptons.

Méthodologie générale. Ces bruits de fond peuvent être estimés par la simulation ou à l'aide d'un échantillon de données bien choisi. En pratique, la simulation est utilisée pour estimer les bruits de fond physiques alors que deux méthodes basées sur les données sont élaborées pour estimer les fonds instrumentaux. Le nombre total de collisions attendues dans le Modèle Standard se décompose donc en trois termes, qui sont chacun déterminés par une méthode spécifique :

$$N_{\text{bkg}} = N_{\text{phys}} + N_{\text{fake/non-prompt}} + N_{\text{QmisID}}$$

La figure 3.9 montre la distribution de l'observable H_T dans la région de contrôle pour chacun des canaux analysés. La composition du bruit de fond est assez différente entre les canaux $\ell^\pm\ell^\pm$ avec une contribution croissante du fond QmisID avec le nombre d'électrons reconstruits, et les canaux 3ℓ qui sont assez peu affectés par les leptons secondaires. On note que les canaux $\mu^\pm\mu^\pm$ et $\mu\mu\mu$ sont les moins contaminés par les fonds instrumentaux. La section suivante décrit brièvement quelques éléments importants de l'estimation de $N_{\text{fake/non-prompt}}$ et le double comptage éventuel avec N_{QmisID} .

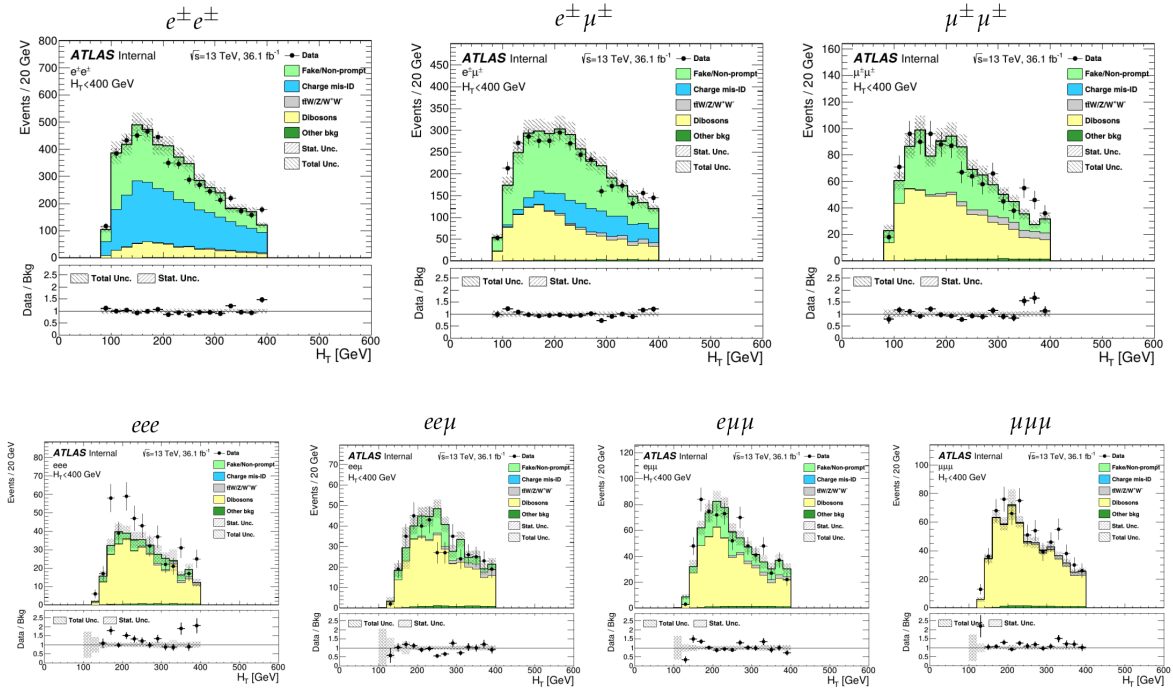


Figure 3.9: Distribution de H_T pour chaque combinaison de saveur leptonique dans la région de contrôle $H_T < 400$ GeV illustrant la différente composition du bruit de fond instrumental. Aucun critère sur la présence de jet provenant de quark b n'est appliqué ici, expliquant la contribution importante de la production de paires de bosons vecteurs.

12. Physiquement, une grande masse implique une grande inertie donc une déviation difficile.

3.2.2.2 Études sur l'estimation du bruit de fond provenant de leptons secondaires

Le méthode utilisée pour déterminer ce bruit de fond s'appelle la *méthode de la matrice* [85] dont les éléments clés sont rappelés ici¹³. Cette méthode consiste à définir deux types de leptons reconstruits : un lepton avec des critères d'identification stricts (dit *tight*), principalement provenant de lepton de "type signal" (c'est à dire produit dans une désintégration de boson W ou de boson Z , appelé *lepton réel* dans la suite) ; un lepton avec des critères d'identification moins stricts (dit *loose*), ayant une plus grande probabilité de sélectionner un lepton de "type bruit de fond" (c'est à dire produit dans une désintégration secondaire, ou un jet faussement reconstruit comme un lepton, collectivement appelé *lepton fake* dans la suite). Typiquement, la sélection *tight* peut exiger une activité au voisinage du lepton plus faible (meilleure isolation) que la sélection *loose*. Il est nécessaire qu'un lepton passant la sélection *tight* soit également *loose*. L'idée de la méthode de la matrice est d'extraire les nombres de leptons de signal N_r (r pour réel) et de bruit de fond N_f (f pour *fake*) à partir des nombres de lepton *loose* N_L et *tight* N_T mesurés. Cette relation peut se voir comme un changement de base au sens de l'algèbre linéaire dans un espace fictif décrivant le "type de lepton" : (T, L) est une base expérimentale dans laquelle on peut mesurer directement des nombres d'événements, alors que (r, f) représente la base qui exprime la nature physique du processus sous-jacent. Dans le cas d'un détecteur idéal, on peut imaginer que la définition de *tight* coïncide exactement avec réel, auquel cas le changement de base est trivial (cf. figure 3.10a). Dans un cas réaliste, on peut déterminer la matrice de changement de base grâce à la probabilité qu'un lepton *loose* soit également *tight*, et ce pour chaque type de lepton réel et *fake* (cf. figure 3.10b). Cette probabilité peut être mesurée dans les données puisqu'elle correspond à l'efficacité ϵ de la sélection des critères *tight* appliqués aux leptons *loose* $\epsilon \equiv N_T/N_L$. Ces efficacités peuvent être mesurées dans une région enrichie en bruit de fond instrumental (notée ϵ_f) ou dans une région enrichie en leptons de signal (notée ϵ_r). Une fois ces probabilités connues, on peut écrire un système d'équations simples reliant les quantités mesurables (N_L, N_T) avec les quantités à déterminer (N_r, N_f) :

$$N_L = N_r + N_f \quad (3.8)$$

$$N_T = \epsilon_r N_r + \epsilon_f N_f \quad (3.9)$$

qui peut se ré-écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} N_L \\ N_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \epsilon_r & \epsilon_f \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} N_r \\ N_f \end{pmatrix} \equiv M \times \begin{pmatrix} N_r \\ N_f \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

L'inversion de la matrice M fournit directement les quantité recherchées, si cette dernière est inversible soit si $\epsilon_f \neq \epsilon_r$. Physiquement, cela signifie que si les deux processus physiques à séparer se comportent de la même manière vis-à-vis de la sélection *tight* (*i.e.* $\epsilon_f = \epsilon_r$), alors ils ne peuvent pas être distingués. Les vecteurs de la matrice M sont, dans ce cas, colinéaires et l'espace engendré n'a qu'une seule dimension : le système est dégénéré (cf. figure 3.10c). Cette méthode permet en outre une inversion de l'équation 3.10 événement par événement, conduisant à une prédiction des distributions dans l'espace des phases total et pas uniquement variable par variable. Un événement est soit *loose* et *tight* (T), soit *loose* et non *tight* (\bar{T}). La nouvelle base définie par $(N_{\bar{T}}, N_T)$ correspond donc aux vecteurs propres de la mesure puisqu'un événement ne peut pas être à la fois T et \bar{T} , contrairement à la base (N_L, N_T) . Ce changement de base $(N_L, N_T) \leftrightarrow (N_{\bar{T}}, N_T)$ s'écrit sous forme matricielle grâce aux les matrices U

13. Nous considérons le cas d'événements avec un seul lepton pour simplifier la discussion. La généralisation à plusieurs leptons ne présente pas de difficulté conceptuelle.

et U' , vérifiant $UU' = 1_{2 \times 2}$, définies par :

$$\begin{pmatrix} N_L \\ N_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{\bar{T}} \\ N_T \end{pmatrix} \equiv U \begin{pmatrix} N_{\bar{T}} \\ N_T \end{pmatrix} \quad ; \quad \begin{pmatrix} N_{\bar{T}} \\ N_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_L \\ N_T \end{pmatrix} \equiv U' \begin{pmatrix} N_L \\ N_T \end{pmatrix}$$

Il est donc possible de ré-écrire l'équation 3.10 pour exprimer directement les nombres de leptons de signal et de bruit de fond en fonction de $(N_{\bar{T}}, N_T)$ pour *chaque événement* observé qui sera soit $(0, 1)$ soit $(1, 0)$ suivant qu'il soit *tight* ou non :

$$\begin{pmatrix} N_r \\ N_f \end{pmatrix} = (U'M)^{-1} \times \begin{pmatrix} N_{\bar{T}} \\ N_T \end{pmatrix}$$

La figure 3.10 donne une illustration géométrique de la méthode de la matrice en montrant chacune des bases discutées ci-dessus dans le repère (N_r, N_f) pour différents scénarios typiques.

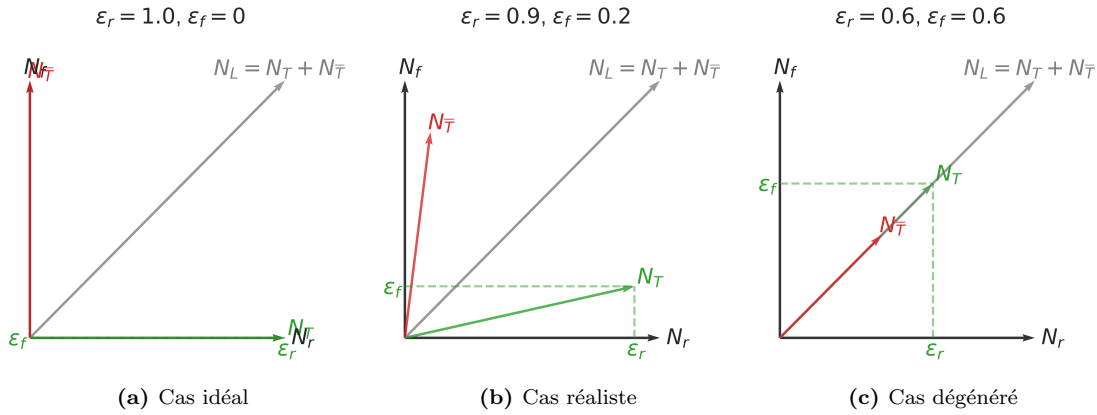


Figure 3.10: Illustration géométrique de la méthode de la matrice permettant de remonter aux différents types de leptons produits (r, f) en fonction de leur critère de reconstruction (L, T).

À supposer que le système soit inversible, l'exactitude de la méthode repose sur la fiabilité des efficacités ϵ_i , qui peuvent être biaisées pour deux raisons décrites ci-dessous.

1. La dépendance avec les propriétés du lepton est mal prise en compte. En effet, cette efficacité ne sera pas la même pour un muon de haute impulsion transverse et pour un électron peu énergétique. L'environnement au voisinage du lepton jouera également un rôle : un lepton proche d'un jet aura par exemple moins de chance d'être isolé. Dans la pratique, l'espace des phases du problème est divisé en plusieurs régions qui ont chacune une efficacité mesurée propre, ce qui permet de prendre en compte l'évolution des efficacités avec les variables pertinentes. Puisque les mesures d'efficacités se font dans un lot de données de statistique finie, un compromis est nécessaire pour le nombre de dimensions de l'espace des phases du problème ainsi que pour le nombre de régions utilisées pour le diviser. En définitive, la définition de l'espace des phases du problème et ses régions repose assez largement sur une approche empirique qui peut parfois poser problème.
2. Le deuxième niveau de dépendance est l'origine véritable du lepton : désintégration de hadrons beaux ou charmés, ou encore simplement un jet faussement reconstruit comme un lepton. Les efficacités peuvent dépendre de la nature du lepton de bruit de fond, dépendance illustrée par

la figure 3.11. La fraction de chaque type de lepton peut elle-même dépendre de la cinématique des événements, comme par exemple le nombre de jets provenant de quark b (cf. figure 3.13 et figure 3.12). La résultante de ces deux effets induit une variation des efficacités avec certaines observables, non directement reliée au lepton lui-même. Il est donc nécessaire que la composition dans les régions où les efficacités sont mesurées soit la même que dans les régions où elles sont utilisées pour inverser l'équation 3.10. Pour l'analyse décrite dans ce chapitre, les efficacités sont dérivées dans des données avec un seul lepton, alors qu'elles sont utilisées dans des événements ayant au moins deux leptons de même signe, et la différence de composition peut être significative.

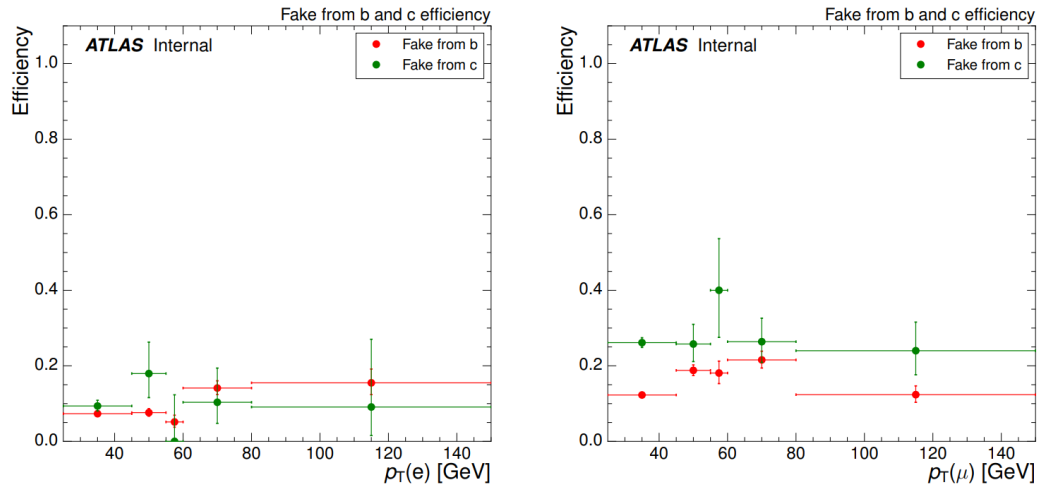


Figure 3.11: Efficacités ϵ_f en fonction de l'impulsion transverse de l'électron (à gauche) et du muon (à droite) pour des leptons provenant de désintégrations de hadrons beaux (rouge) et de hadrons chargés (verts) dans des événements simulés $t\bar{t}$. Bien que la dépendance avec p_T soit faible, il existe une différence significative entre hadrons beaux et charmés.

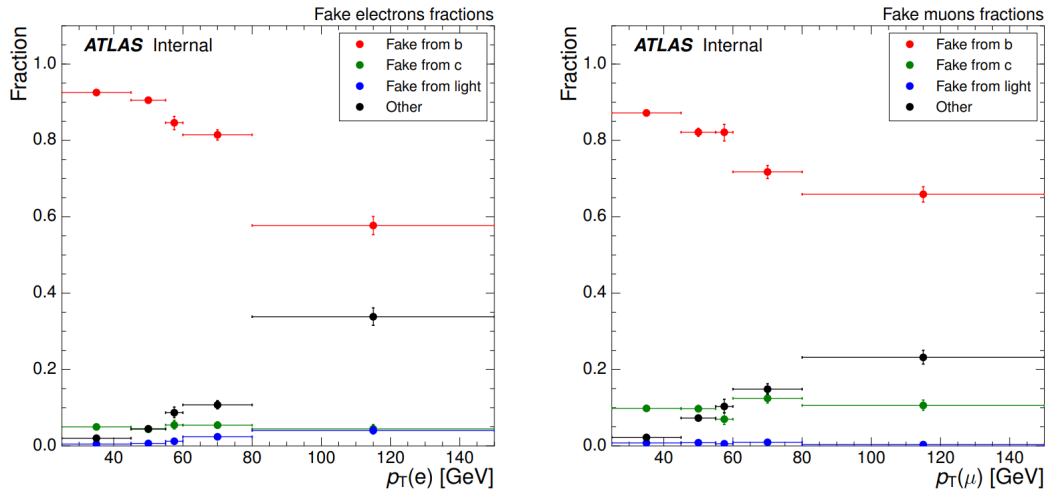


Figure 3.12: Évolution de la composition de type de lepton pour des événements simulés $t\bar{t}$ en fonction de l'impulsion transverse de l'électron (à gauche) et du muon (à droite). On constate une augmentation de leptons non classifiés (*other*) à haute impulsion.

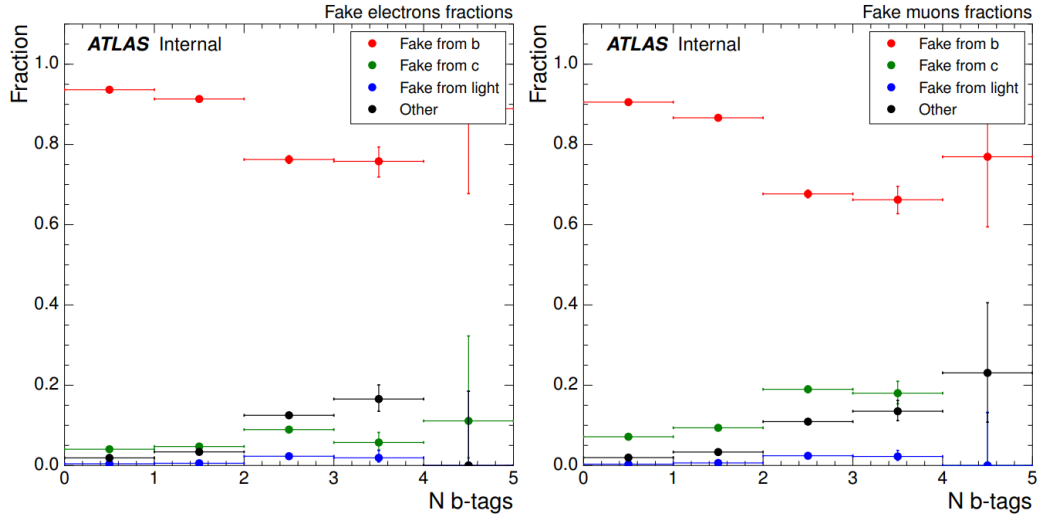


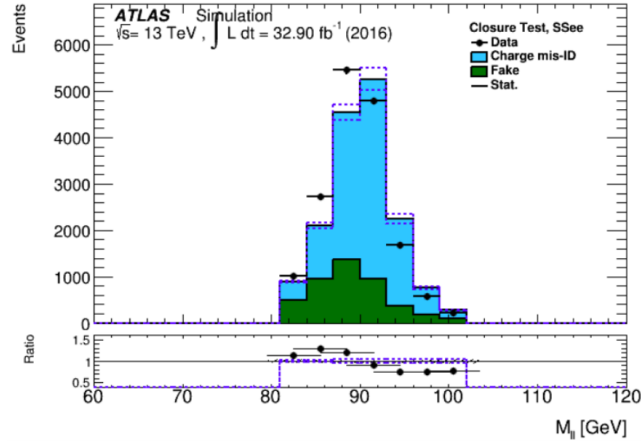
Figure 3.13: Évolution de la composition de type de lepton pour des événements simulés $t\bar{t}$ en fonction du nombre de jets reconstruit comme venant d'un quark b pour les électrons (gauche) et les muons (à droite). La fraction de hadrons charmés augmente d'un facteur deux pour $N_{b\text{-jets}} \geq 2$ dans le cas des muons.

Les deux biais potentiels sur la mesure des efficacités peuvent se tester en utilisant des lots de données simulées où toute l'information est accessible, comme pour les figures 3.11, 3.12, 3.13. Mais l'une des motivations pour utiliser une méthode basée sur les données est précisément le manque de fiabilité de la simulation. L'estimation de ce type de bruit de fond est par conséquent un problème complexe et seule une approche globale exploitant toutes les informations venant de l'ensemble des approches possibles, en tenant compte de leur niveau de confiance, permet une estimation fiable. Les données seules ou la simulation seule ne suffisent pas. Cette discussion justifie également les incertitudes systématiques importantes qui entachent la prédiction de ce type de bruit de fond, allant jusqu'à 50% pour l'analyse discutée dans ce chapitre.

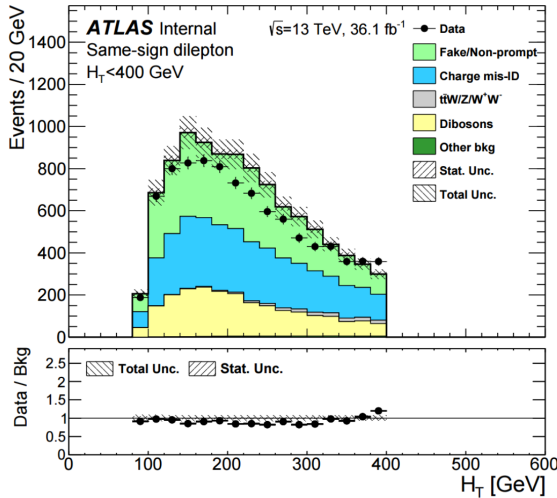
Ambiguïté avec le fond de mauvaise identification de la charge. La seule information utilisée par la méthode qui *définit* ce qu'est un lepton de bruit de fond ou un lepton de signal est simplement la valeur numérique des efficacités. En effet, les noms donnés aux catégories ne sont qu'accessoires, et seuls les comportements de chaque population sous l'effet de la sélection *loose* \rightarrow *tight* importent. Le nombre d'événements prédit par la méthode de la matrice ne correspond donc pas de manière bijective aux processus visés (typiquement désintégrations de hadrons beaux ou charmés), mais peut aussi bien inclure *tout processus produisant un objet ayant une faible efficacité*. Dans un état final comme $\ell^\pm \ell^\pm$, l'historique du lepton reconstruit peut être assez complexe (en particulier pour les électrons¹⁴) et les phénomènes qui se produisent peuvent changer l'activité autour du candidat reconstruit et, par conséquent, la valeur numérique des efficacités utilisées dans la méthode de la matrice. La figure 3.14 illustre l'impact de cette ambiguïté sur la modélisation du bruit de fond total. La figure 3.14a montre que la valeur centrale de la distribution des *fakes* (c'est-à-dire la prédiction de la méthode de la matrice), est proche de la masse du boson Z indiquant que les électrons proviennent de la désintégration du boson Z et ne sont donc pas des électrons issus de jets faussement reconstruits ou de désintégrations de hadrons lourds. En pratique, cette contribution doit être soustraite du bruit de

14. Les électrons tridents ont déjà été évoqués plus haut. Un autre exemple est la conversion de photon produit lors du processus dur γ qui, après interaction avec le champ électrique présent dans la matière γ_{matter}^* , donne une paire *via* le processus $\gamma\gamma_{\text{matter}}^* \rightarrow e^+e^-$.

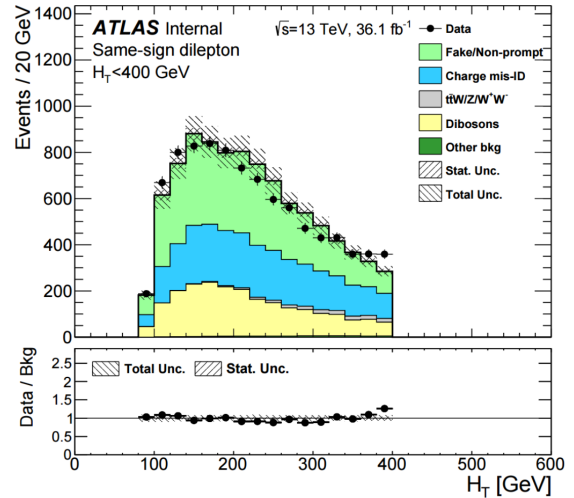
fond QmisID pour éviter d'être compté deux fois, c'est la raison pour laquelle ce qui est *appelé* QmisID (histogramme bleu) vient en plus de cette contribution et ne représente que $\sim 70\%$ du bruit de fond total dans cette région. À ce stade, il convient de noter que cette séparation est purement artificielle car $\sim 100\%$ des événements sélectionnés dans la figure 3.14a sont de type QmisID. Les figures 3.14b, 3.14c montrent l'effet de la prise en compte de ce double comptage au niveau des présélections, qui est faible mais néanmoins visible.



(a) Distribution de m_{ee} pour les événements Z donnant une paire $e^\pm e^\pm$. L'histogramme vert, appelé *fake*, correspond à la prédiction de la méthode de la matrice.



(b) Distribution de H_T avant suppression du double comptage au niveau des pré-sélections



(c) Distribution de H_T après suppression du double comptage au niveau des pré-sélections

Figure 3.14: Impact de l'ambiguïté entre le bruit de fond de mauvaise identification de la charge et le bruit de fond des leptons secondaires sur le modèle de bruit de fond global. À noter que le désaccord observé sur la distribution de m_{ee} (en haut) est inhérent à la méthode d'estimation du bruit de fond QmisID (non décrite dans ce manuscrit) et n'interfère en rien avec le point discuté ici.

Pour conclure, l'estimation des bruits de fond instrumentaux peut s'avérer complexe en particulier quand leurs origines sont multiples. Une factorisation appropriée des différentes composantes nécessite, en général, une certaine part d'arbitraire qui peut devenir problématique pour des méthodes d'estimation basées sur les données. La simulation n'est certes pas fiable à 100% pour ces bruits de fond

mais apporte malgré tout un éclairage sur leurs compositions qui est extrêmement utile (même si incertaine). C'est un des points de cette analyse qui, à mon sens, peut être amélioré et sur lequel je me suis attardé plus longuement dans le cadre de l'analyse en cours sur la recherche de la production de $t\bar{t}t$ du MS, décrite à la section 3.3.

3.2.2.3 Validation du modèle

Une fois le modèle de bruit de fond défini, il convient de le valider dans des régions similaires à celles utilisées pour effectuer la recherche. Au total, six régions de validation ont été définies pour les événements avec deux ou trois leptons et 1, 2, 3 ou plus de jets reconstruits comme provenant d'un quark b . La définition exacte de ces régions est donnée au tableau 2 de [80]. La similitude des régions de validation avec les régions de signal est démontrée par l'intermédiaire de la composition des bruits de fond dans chacune des régions, comme indiqué sur la figure 3.15.

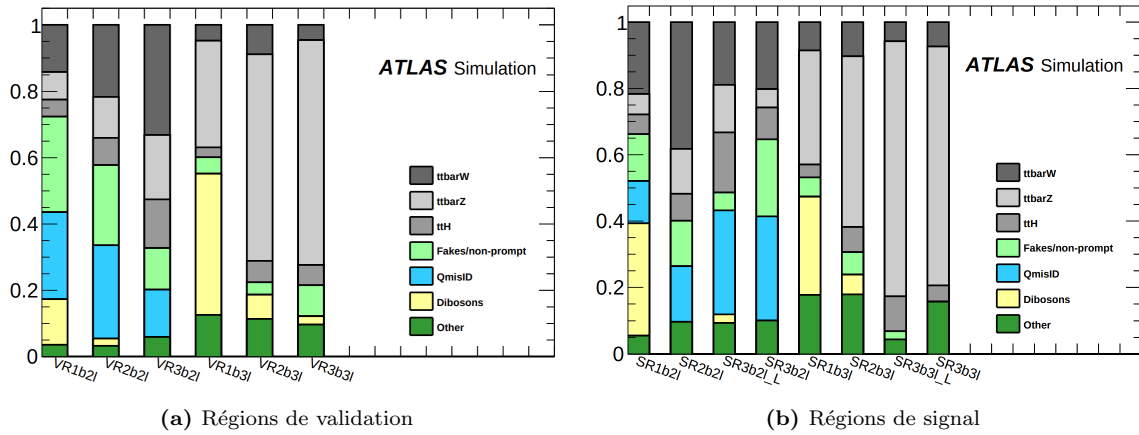


Figure 3.15: Composition du bruit de fond dans les six régions de validation (à gauche) et les huit régions de signal (à droite), estimée par la simulation.

La figure 3.16 résume la comparaison entre les données observées et le bruit de fond total attendu dans les régions de validation et les figures 3.17, 3.18, 3.19 testent la description d'une des observables clés de la recherche, H_T . L'accord observé démontre que le modèle de bruit de fond décrit correctement les observations dans une région où aucun signal n'est attendu. On note la très faible statistique dans les régions avec $N_{b\text{-jets}} \geq 3$, en particulier dans les événements ayant trois leptons. On remarque également que pour les régions à 2 leptons, aucun bruit de fond ne domine réellement et ils sont tous d'une importance similaire. C'est un des points qui rend cette analyse difficile : autant d'attention doit être portée à chaque composante, et il peut être difficile d'identifier un désaccord comme provenant d'un bruit de fond particulier.

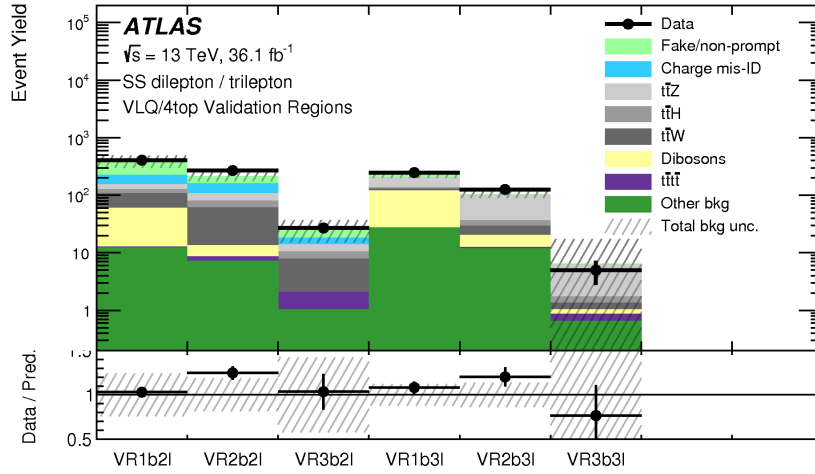


Figure 3.16: Résumé des prédictions et observations dans les régions de validation [80].

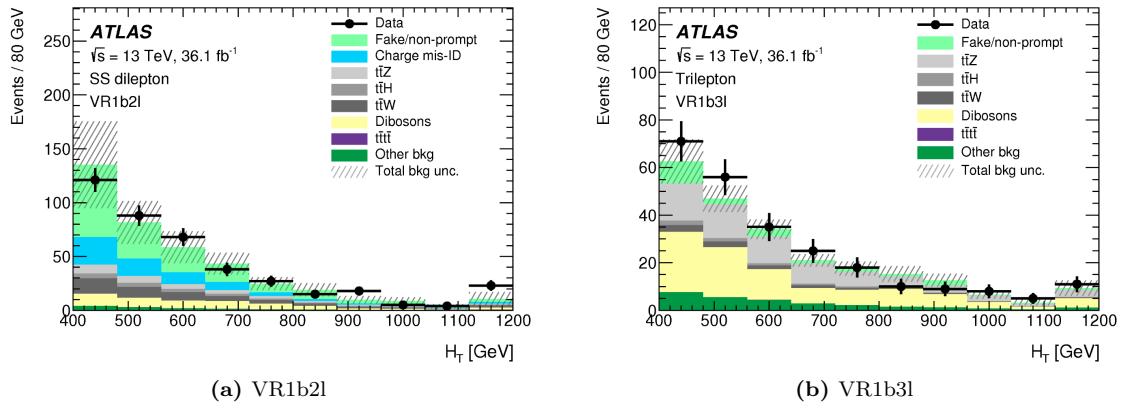


Figure 3.17: Distribution de H_T pour les événements avec deux leptons (à gauche) et trois leptons (à droite), pour un seul jet provenant de quarks b [80].

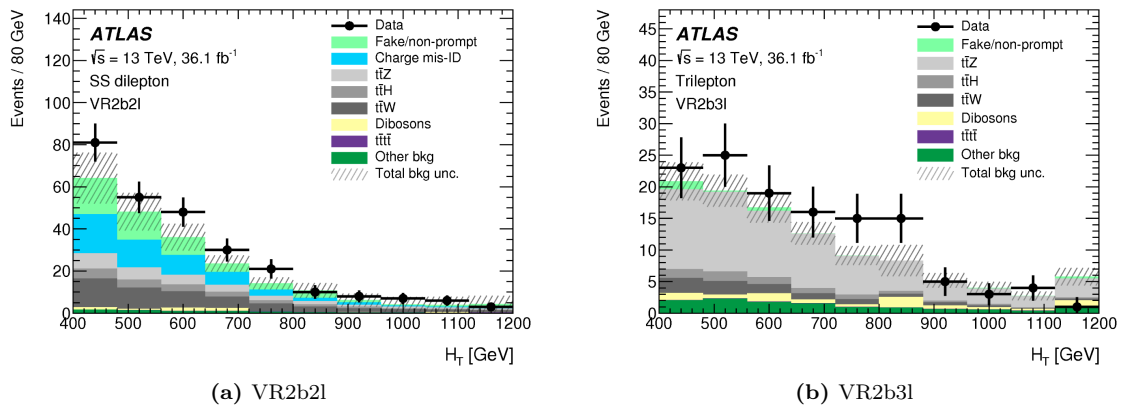


Figure 3.18: Distribution de H_T pour les événements avec deux leptons (à gauche) et trois leptons (à droite), pour deux jets provenant de quarks b [80].

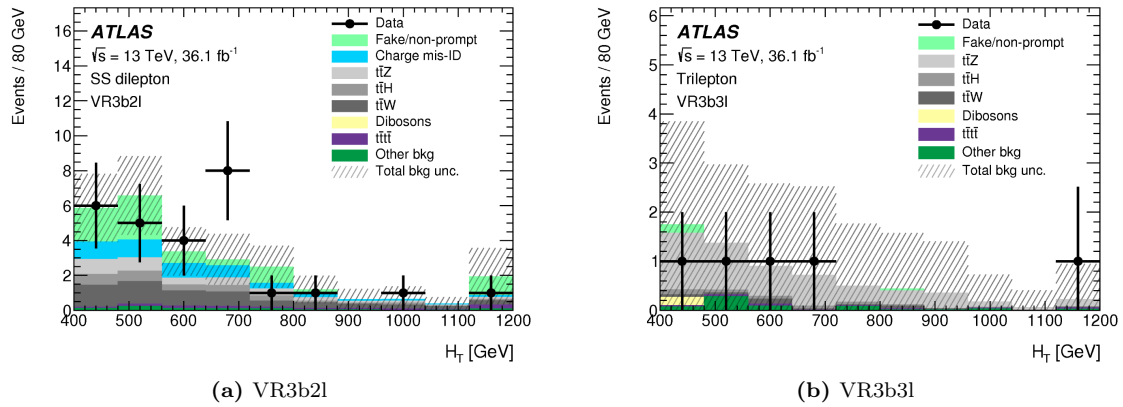


Figure 3.19: Distribution de H_T pour les événements avec deux leptons (à gauche) et trois leptons (à droite), pour au moins trois jets provenant de quarks b [80].

3.2.3 Résultats et contraintes sur les *vector-like quarks*

3.2.3.1 Observations dans les régions de signal

Une fois le bruit de fond validé, les nombres d'événements dans les régions de signal peuvent être comparés au bruit de fond attendu. La figure 3.20 résume les nombres de collisions attendues et observées pour chacune des 8 régions de signal. Les nombres de collisions attendues correspondant à la production de paires de *vector-like quarks* $T\bar{T}$ et à la production $t\bar{t}t\bar{t}$ par une interaction de contact sont également indiqués. L'interprétation statistique est basée sur l'approximation asymptotique décrite au chapitre 2.

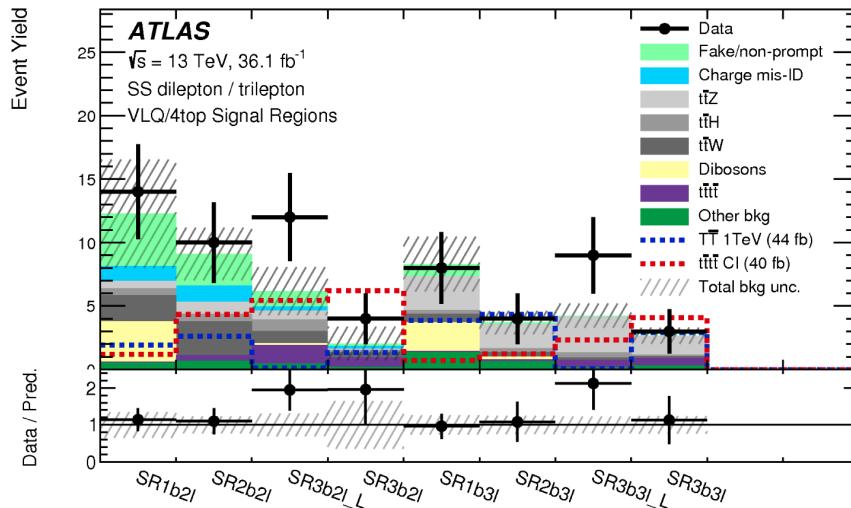


Figure 3.20: Nombre d'événements observés et attendus pour le bruit de fond ainsi que pour deux signaux BSM dans les huit régions de signal [80].

Les observations sont en accord avec les prédictions bien qu'une tension soit constatée pour les régions SR3b2l_L et SR3b3l_L, correspondant respectivement à 1.7 et 1.8 déviations standards. En combinant l'ensemble des régions de signal, on obtient un excès à hauteur d'environ 2.3 déviations standards,

selon les scénarios BSM envisagés. Comme discuté à la section 3.2.1, ces régions sont dites *loose* car elles requièrent des valeurs de H_T modérées, et sont particulièrement sensibles à la production de $t\bar{t}\bar{t}$. L'excès est observé principalement dans les collisions ayant une paire $\mu^\pm\mu^\pm$ avec $N_{b\text{-jets}} = 3$ et $H_T \sim 700$ GeV, comme indiqué par la figure 3.21. L'interprétation de cet excès modeste comme possible production de $t\bar{t}\bar{t}$ est reportée à la section 3.3. Dans la section suivante seront discutées les vérifications relatives au bruit de fond pour tenter de comprendre le modeste excès observé.

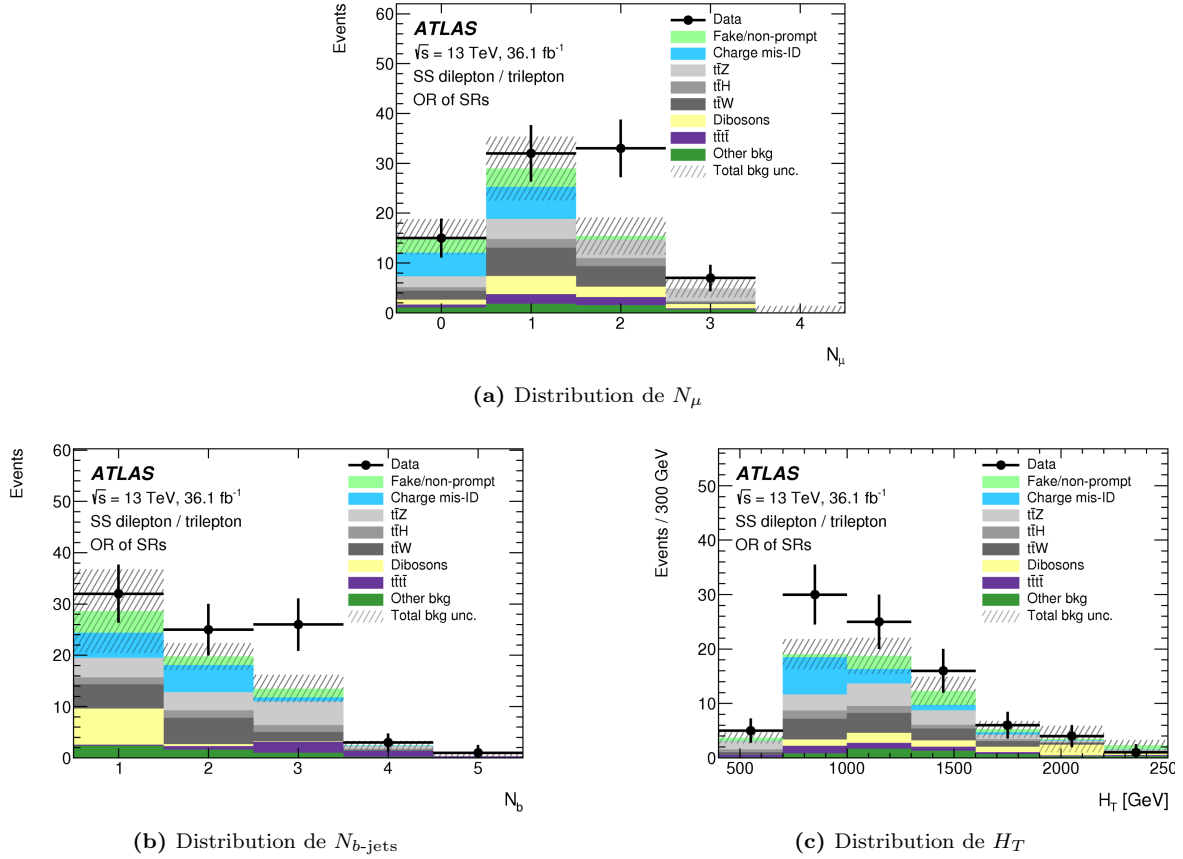


Figure 3.21: Distributions permettant de localiser l'excès dans l'espace des phases pour l'ensemble des régions de signal [80].

3.2.3.2 Discussion du modeste excès observé

Il existe trois explications possibles pour un excès observé : (1) une estimation des bruits de fond erronée (valeurs prédites biaisées, incertitudes sous-estimées voire non incluses), (2) une fluctuation statistique du bruit de fond, (3) un processus nouveau. La démarche habituelle pour savoir s'il s'agit d'un nouveau phénomène est d'éliminer la cause (1) en faisant autant de vérifications que possibles. Le seul moyen d'éliminer la cause (2) est d'accumuler plus de statistiques et/ou d'observer un autre excès indépendant mais cohérent avec le processus sous-jacent. Plus de quinze points ont été testés, portant sur la modélisation du bruit de fond et aux incertitudes associées, ou encore sur des anomalies lors de la reconstruction des muons et/ou de l'acquisition de données. Les plus pertinents concernent le bruit de fond provenant de leptons secondaires et le bruit de fond physique $t\bar{t}X$ décrits dans les deux paragraphes suivants. Une description complète de ces vérifications est donnée à la section 10 de [80].

Tous les tests portant sur l'estimation du fond provenant de leptons secondaires conduisent à des prédictions compatibles entres-elles et n'expliquent donc pas l'excès observé. Ils couvrent les points décrits ci-dessous.

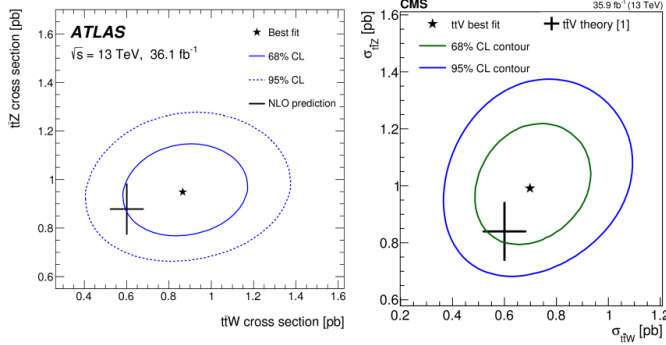
- Plusieurs mesures d'efficacités de la méthode de la matrice ont été comparées. Les variations portent sur leur paramétrisation en fonction de la cinématique des événements ainsi que sur la définition des régions où elles sont mesurées pour changer la composition.
- Deux méthodes alternatives ont été testées. La première consiste à exploiter une propriété qui différencie les leptons secondaires des lepton primaires, en l'occurrence le paramètre d'impact de la trace¹⁵. La distribution de cette observable pour chaque type de lepton est modélisée par la simulation, mais leurs normalisations respectives sont extraites par un ajustement global aux données observées. La seconde méthode est une variante de la méthode de la matrice, appelée *Fake Factor* (déjà évoquée au chapitre 1 dans le cadre de la recherche de $H \rightarrow \tau\tau$).
- L'évolution des efficacités de la méthode de la matrice avec le nombre de collisions résiduelles se produisant à chaque croisement de paquets de protons (*pile-up*) a également été analysée ainsi que son impact sur la prédiction finale.

Les productions de $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ dans le cadre du Modèle Standard sont encore mal connues, en particulier dans la région avec trois jets reconstruits comme provenant de quarks b . En effet, le troisième jet de quarks b provient nécessairement d'une radiation, par exemple un gluon se désintégrant en une paire $b\bar{b}$. La description de ces radiations dans la simulation se fait avec deux méthodes différentes suivant le régime cinématique de la radiation : à basse énergie, c'est l'approche dite *parton shower* basée sur une probabilité universelle de radiation, tandis qu'à plus haute énergie un calcul de l'élément de matrice complet est nécessaire. Suivant la configuration de la simulation utilisée, le nombre et la cinématique des quarks b seront donc différents. Même s'il existe des méthodes pour estimer l'incertitude associée à ces effets, rien ne garantit que la prédiction finale et son incertitude décrivent correctement les observations. Les vérifications sur les productions de $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ portent sur le contenu en quarks b , en particulier entre régions de validation où l'accord est raisonnable et régions de signal, et sur une modification de la normalisation de chacun des deux processus. Aucun des tests effectués n'a montré qu'une modification raisonnable de ces bruits de fond, compte tenu de l'accord observé dans les régions de validation, pouvait expliquer l'excès observé.

L'excès observé dans les collisions ayant une paire $\ell^\pm\ell^\pm$ et plusieurs jets de quarks b dans cette analyse fait résonance avec plusieurs déviations par rapport aux prédictions plus ou moins significatives observées dans différentes analyses des expériences ATLAS et CMS. La figure 3.22 donne une vue d'ensemble de ces excès dans les mesures des sections efficaces de production $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ (où la déviation est de l'ordre de 1σ), la recherche du Run 1 équivalente à l'analyse décrite ici, ou encore la recherche du processus $t\bar{t}H$ dans les données à 8 TeV. Les excès les plus significatifs sont observés dans les données à 8 TeV, mais certaines sélections ont été ajustées dans les analyses à 13 TeV pour s'en affranchir (au moins dans deux analyses ATLAS). Sans que cela soit une preuve, l'ensemble de ces excès semble indiquer une zone d'ombre dans cette région de l'espace des phases où soit le bruit de fond est mal compris, soit un processus nouveau se manifeste.

15. Les leptons secondaires ont une trace distante du point d'interaction car ils sont, par définition, émis lors d'une désintégration après l'interaction principale.

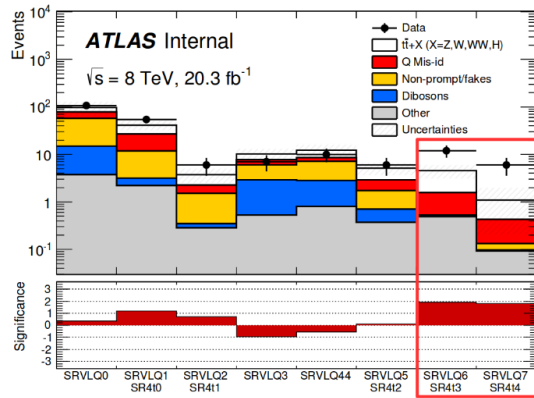
ATLAS/CMS SM measurements – arXiv:1901.03584 / arXiv:1711.02547



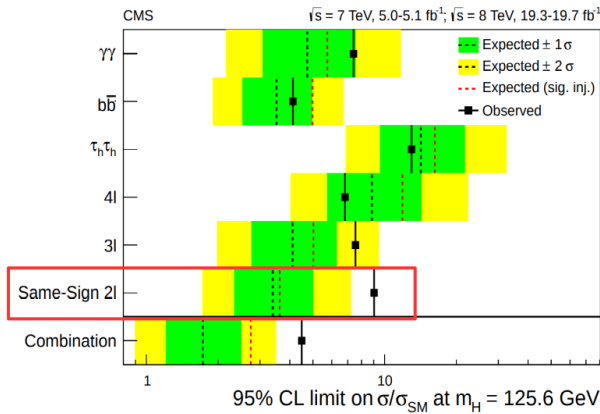
ATLAS SUSY Search - arXiv:1404.2500

Signal channel	$\langle \sigma_{\text{vis}} \rangle_{\text{obs}}^{95} [\text{fb}]$	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}
SR3b	0.19	3.9	$4.4^{+1.7}_{-0.6}$
SR0b	0.80	16.3	$8.9^{+3.6}_{-2.0}$
SR1b	0.65	13.3	$8.0^{+3.3}_{-2.0}$
SR3Low	0.42	8.6	$7.2^{+2.9}_{-1.3}$
SR3Lhigh	0.23	4.6	$5.0^{+1.6}_{-1.1}$

ATLAS Exotics Search – arXiv:1504.04605



CMS ttH Search – arXiv:1408.1682



ATLAS ttH Search – arXiv:1506.05988

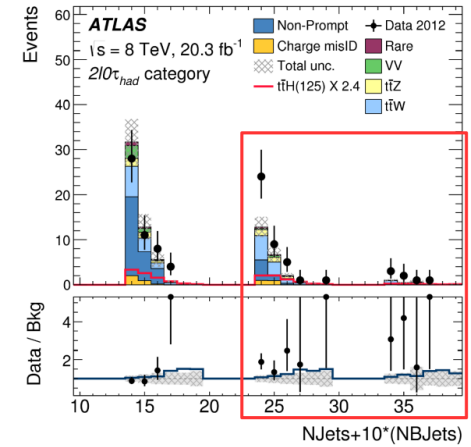
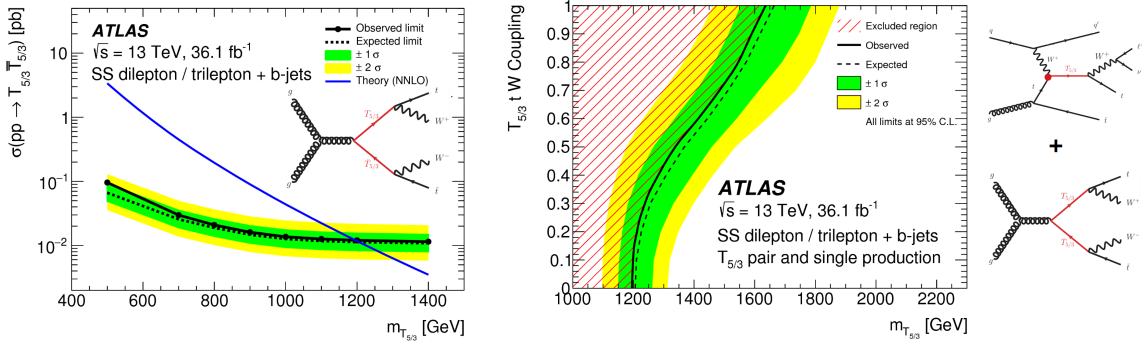


Figure 3.22: Vue d'ensemble des analyses $\ell^\pm \ell^\pm$ dans ATLAS et CMS avec des excès plus ou moins significatifs.

3.2.3.3 Contraintes sur les *vector-like quarks*

Cette analyse permet de contraindre les productions $pp \rightarrow T\bar{T} / B\bar{B} / T_{5/3}\bar{T}_{5/3}$ et $pp \rightarrow T_{5/3} + X$. Ces contraintes vont dépendre de la masse des quarks lourds ainsi que des rapports d'embranchement de leur désintégration en particules du Modèle Standard excepté pour $T_{5/3}$ qui se désintègre en Wt dans 100% de cas (cf. section 3.1.3). La figure 3.23 donne les contraintes sur la production de $T_{5/3}$. On constate que l'inclusion de la production $pp \rightarrow T_{5/3} + X$ permet d'être sensible à des masses plus importantes, atteignant 1.6 TeV pour un couplage $g_{T_{5/3}Wt} = 1.0$ au lieu de 1.2 TeV pour la production de paire seule. Ce résultat constitue actuellement la contrainte la plus forte sur l'existence de *vector-like quarks* $T_{5/3}$.



(a) Production $pp \rightarrow T_{5/3}\bar{T}_{5/3}$, totalement indépendante des paramètres du modèle (b) Production totale incluant la production singulière, dépendante du couplage $T_{5/3}Wt$

Figure 3.23: Contraintes sur la production de *vector-like quarks* de charge 5/3 en prenant en compte la production de paires uniquement (à gauche) sensible à une masse de 1.2 TeV et les deux modes de production (à droite) permettant d'atteindre une masse de 1.6 TeV pour un couplage $T_{5/3}Wt$ de 1.0 [80].

Les limites sur les productions de paires $pp \rightarrow T\bar{T} / B\bar{B}$ dépendent de leur désintégration conduisant à plus ou moins d'événements sélectionnés par cette analyse. Les rapports d'embranchement sont *a priori* inconnus et il est donc nécessaire de couvrir l'ensemble des scénarios possibles afin d'exclure (ou découvrir!) une quelconque réalisation des VLQs dans la Nature. En pratique, les masses exclues sont dérivées pour chaque valeur des rapports d'embranchements de chacune des trois désintégrations possibles : $\mathcal{BR}(Q \rightarrow Hq)$, $\mathcal{BR}(Q \rightarrow Wq')$ et $\mathcal{BR}(Q \rightarrow Zq) = 1 - \mathcal{BR}(Q \rightarrow Hq) - \mathcal{BR}(Q \rightarrow Wq')$. La figure 3.24 montre les masses exclues des *vector-like quarks* B et T dans le plan $(\mathcal{BR}(Q \rightarrow Wq'), \mathcal{BR}(Q \rightarrow Hq))$. On constate que cette analyse est plus sensible pour des états finaux avec des quarks top, en raison du nombre de jets de quarks b demandé et atteint des masses plus grandes que 1.1 TeV.

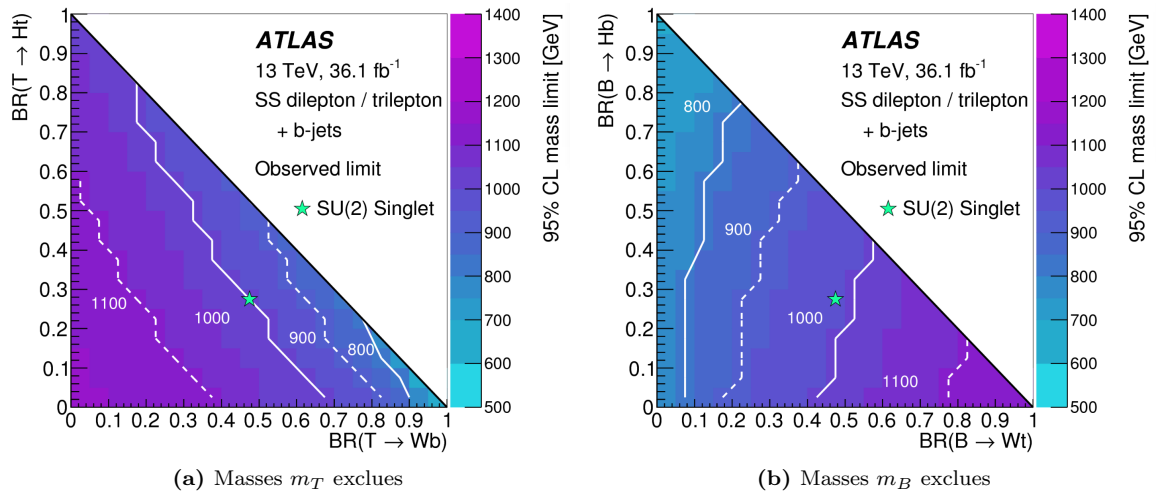


Figure 3.24: Contraintes sur la production de paires de *vector-like quarks* T (à gauche) et B (à droite). La sensibilité maximale est atteinte pour $\mathcal{BR}(T \rightarrow Zt) + \mathcal{BR}(T \rightarrow Ht) \sim 100\%$ (à gauche) et $\mathcal{BR}(B \rightarrow Wt) \sim 100\%$ (à droite) en raison du nombre de jets de quarks b demandé dans cette analyse. Les masses exclues les plus hautes sont d'environ 1.1 TeV. L'étoile verte correspond aux rapports d'embranchement prédits lorsque les champs T et B se transforment comme un singlet sous $SU(2)$ qui, dans ce cas, sont faiblement dépendants des paramètres du modèle [80].

Les contraintes obtenues par cette analyse ne représentent qu'une facette du programme de recherche des VLQs dans ATLAS. Une combinaison de sept analyses différentes visant chacune des désintégrations spécifiques des *vector-like quarks* permet de couvrir toutes les désintégrations possibles de ces quarks lourds hypothétiques et exclut ainsi leur existence jusqu'à une masse de 1.3(1.0) TeV pour T (B) quelle que soit leur désintégration [79]. Cette limite est, à ce jour, la meilleure contrainte sur ces particules prédites dans bien des extensions du Modèle Standard.

3.2.4 Recherche de matière noire sans énergie manquante

L'objet de cet étude est d'exploiter la complémentarité entre les états finaux avec et *sans* énergie manquante pour mieux contraindre les modèles de matière noire. Cette approche est tout à fait générale et peut s'appliquer à tout modèle simplifié de matière noire [86]. Ce travail a été initié à la suite d'une discussion avec des physiciens du groupe de théorie de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), Giacomo Cacciapaglia et Aldo Deandrea et a débuté avec un stagiaire de Master Théo Mégy, et le chercheur post-doctorant Sergey Senkin ayant ensuite rejoint le projet. Ce travail est publié dans un article indépendant regroupant toutes les contraintes expérimentales sur la matière noire obtenues en analysant les données ATLAS [82].

Pourquoi rechercher de la matière noire sans énergie manquante ? Les modifications minimales à apporter au Modèle Standard pour décrire la matière noire sont l'ajout de deux champs, l'un étant la matière noire elle-même χ de masse m_χ et l'autre étant le médiateur V de masse m_V véhiculant la faible interaction entre χ et la matière ordinaire. Cette interaction est donc caractérisée par les constantes de couplage de V à la matière standard g_{SM} et à la matière noire g_{DM} . Généralement, les recherches de matière noire exploitent la désintégration $V \rightarrow \chi\chi$ grâce à des états finaux avec une importante énergie manquante $X + E_T^{\text{miss}}$. Cette stratégie de recherche a donc une sensibilité maximale

lorsque $\mathcal{BR}(V \rightarrow \chi\chi) = 100\%$. Mais dans ce cas, la section efficace de production du médiateur dans des collisions proton-proton est strictement nulle. Ce court raisonnement indique qu'une désintégration visible du médiateur est requise pour avoir une section efficace de production détectable au LHC. Plus la section efficace de production $pp \rightarrow V$ sera importante, plus le rapport d'embranchement en matière noire sera faible. Compléter la recherche de matière noire avec des canaux sans énergie manquante peut donc apporter des contraintes intéressantes sur les modèles simplifiés de matière noire, en particulier dans le régime des grandes valeurs de g_{SM} et/ou des petites valeurs de g_{DM} .

3.2.4.1 Description du modèle

Le modèle considéré dans cette étude tente d'inclure un candidat de matière noire dans le secteur du quark top du MS [87]. Ce modèle repose sur une théorie effective dans laquelle la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)$ est imposée, et comporte des hypothèses supplémentaires rendant possibles des signatures visibles au LHC. En pratique, un candidat de matière noire fermionique χ est ajouté avec un boson vecteur V interagissant avec la matière ordinaire, en l'occurrence le quark u et le quark top. En simplifiant les notations de [87], la dynamique des nouveaux champs est décrite par la densité de lagrangien :

$$\mathcal{L}_{DM} = \mathcal{L}_{kin}[\chi, V_\mu] + g_{SM} V_\mu \bar{t}_R \gamma^\mu u_R + g_{DM} V_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi \quad (3.11)$$

Seules les composantes de chiralités droites sont impliquées, en raison des fortes contraintes provenant de la physique des saveurs. En effet, un couplage aux chiralités gauches impliquerait le quark b en raison de la symétrie de jauge $SU(2)_L$. La figure 3.25 donne les modes de production du médiateur V et les deux désintégrations possibles. La désintégration en matière noire conduit à l'état final $t + E_T^{miss}$, appelé *monotop*, faisant l'objet d'une analyse dédiée [81]. La désintégration visible produit en revanche deux quarks top de même charge électrique, détectable dans l'état final ayant une paire $\ell^\pm \ell^\pm$ et des jets de quarks b , dont l'analyse fait l'objet du présent chapitre.

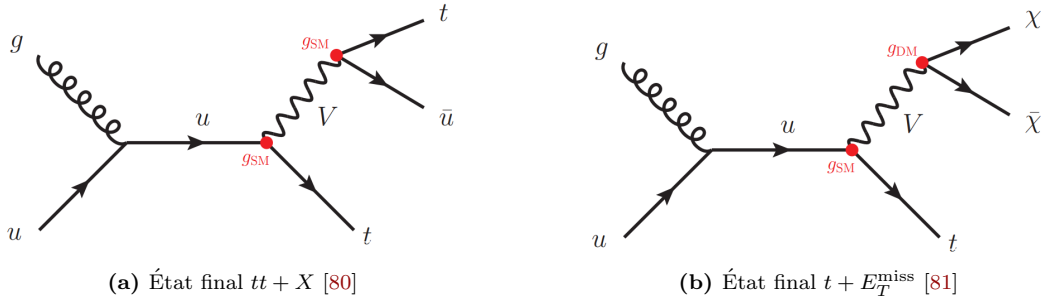


Figure 3.25: Processus induits par la dynamique de l'équation 3.11 visés par l'analyse $\ell^\pm \ell^\pm$ (à gauche) et l'analyse monotop (à droite).

Le modèle est parfaitement prédictible une fois les valeurs des quatre paramètres ($m_V, m_\chi, g_{DM}, g_{SM}$) fixées. Pour les signatures étudiées dans cette analyse, la masse de la particule de matière noire n'a pas ou peu d'effet sur la cinématique des collisions attendues¹⁶, ce qui réduit la dimension de l'espace des paramètres à trois. Un point dans cet espace est noté $\vec{\xi} \equiv (m_V, g_{DM}, g_{SM})$. Les paramètres du lagrangien ne se relient pas toujours simplement aux propriétés du médiateur qui vont déterminer la signature recherchée. Par exemple, le rapport d'embranchement \mathcal{BR}_χ correspond à une certaine

16. Ce n'est vrai que si $m_\chi \ll m_V/2$, relation supposée dans la suite.

combinaison des paramètres (m_V, g_{DM}, g_{SM}) . Il convient alors de définir différentes paramétrisations équivalentes qui facilitent l'interprétation des résultats physiques :

- $\vec{\xi} = (m_V, g_{DM}, g_{SM})$ permet de contraindre les paramètres fondamentaux du modèle.
- $\vec{\xi} = (m_V, \mathcal{BR}_X, g_{SM})$ permet de mettre en évidence la complémentarité entre les deux modes de désintégration du médiateur pour une section efficace $\sigma(pp \rightarrow V)$ fixée (par la valeur de g_{SM}).
- $\vec{\xi} = (m_V, \mathcal{BR}_X, \Gamma_V)$ permet de mettre en évidence cette même complémentarité mais à largeur totale fixée. En particulier, si $\mathcal{BR}_X = 100\%$ à largeur fixée, alors $\sigma(pp \rightarrow V) = 0$.

3.2.4.2 Analyse de l'état final avec deux quarks top de même charge

En considérant la dynamique décrite par l'équation 3.11, le diagramme de la figure 3.25b n'est pas la seule amplitude contribuant à l'état final $tt + X$ comme montré sur la figure 3.26.

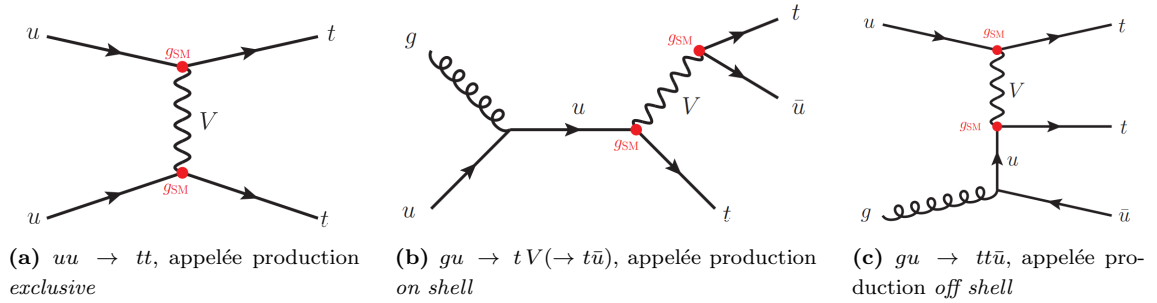


Figure 3.26: Processus induits par la dynamique de l'équation 3.11 détectable par l'analyse des collisions ayant une paire $\ell^\pm\ell^\pm$ et des jets de quark b .

En analysant la structure de chaque diagramme, on voit que les propriétés cinématiques de chacun des trois sous-processus sont différentes. Par exemple, le mode de production *on-shell* (figure 3.26b) contient un jet ayant une énergie typique de $m_V/2$. La contribution relative de chaque processus change avec la largeur totale du médiateur, ce qui induit une dépendance de la cinématique attendue avec la largeur de désintégration Γ_V (en plus de la dépendance avec m_V). Une largeur importante conduit à une plus faible contribution de la production *on-shell*, ce qui s'explique par la fonction de Breit-Wigner décrivant le propagateur de V ¹⁷. L'impact de largeur du médiateur Γ_V sur la distribution de H_T est montré sur la figure 3.27a. La variation de la fraction de chaque sous-processus est donnée à la figure 3.27b. Ces processus sont simulés séparément et recombinaés avec des fractions relatives qui dépendent des paramètres du modèle¹⁸, et qui sont calculables avec MADGRAPH. De cette manière, il est possible de parcourir l'ensemble des valeurs possibles et de prendre en compte les effets de largeurs sur la sensibilité de l'analyse dus aux variations cinématiques.

17. En effet, l'intégrale d'une fonction de Breit-Wigner prise au carré est $\propto 1/m_V\Gamma_V$.

18. En toute rigueur, cette séparation en sous processus n'est pas correcte puisque les deux diagrammes *on-shell* et *off-shell* interfèrent. Cet effet a été estimé comme négligeable en comparant la somme des trois processus générés indépendamment et la prédiction incluant les termes d'interférence.

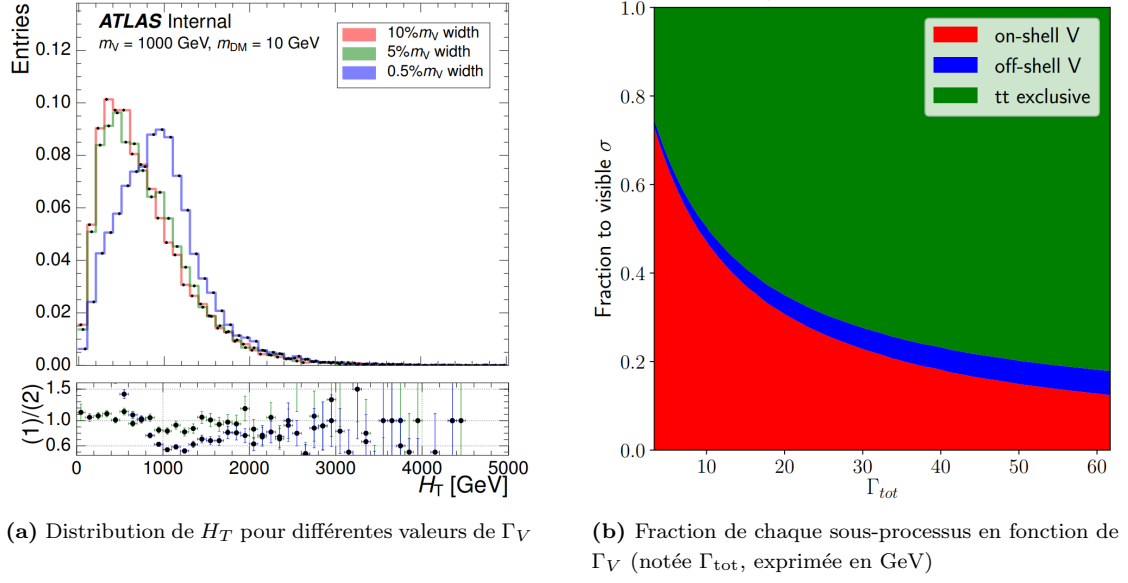


Figure 3.27: Évolution de la signature expérimentale de la production $tt + X$ avec la largeur totale du médiateur d'une masse $m_V = 1$ TeV.

Du point de vue de l'analyse des collisions $\ell^\pm \ell^\pm$, la signature $tt + X$ diffère des topologies VLQs ou $t\bar{t}\bar{t}$ par la multiplicité des objets (et donc H_T) ainsi que par le nombre de jets de quarks b attendus. Par ailleurs, tous les processus discutés ici sont initiés par un état initial uu ou ug et donc conduisent exclusivement à des charges électriques positives. La production de $t\bar{t} + X$ est possible mais est plus faible d'un facteur ~ 100 dans des collisions proton-proton où l'état initial $\bar{u}\bar{u}$ fait nécessairement intervenir deux quarks de la mer. Cette situation permet de définir une région de validation appropriée avec les mêmes sélections cinématiques que les régions de signal mais avec une charge totale négative. Ces sélections cinématiques sont obtenues en optimisant le rapport signal sur bruit pour chacun des trois processus de la figure 3.26 et sont résumées dans le tableau 3.2. Le nombre d'événements attendus et observés pour la région de validation et les trois régions de signal sont donnés sur la figure 3.28, et permet de contraindre le modèle de matière noire étudié¹⁹.

Table 3.2: Définition des régions de signal et de validation pour les signaux $tt + X$.

Région	N_ℓ	N_{jets}	$N_{b\text{-jets}}$	H_T	E_T^{miss}	$\Delta\phi(\ell, \ell)$	Saveur/charge
VRtt	2	≥ 1	≥ 1	> 750 GeV	> 40 GeV	> 2.5 rad	$e^-e^- + e^-\mu^- + \mu^-\mu^-$
SSttee							e^+e^+
SStte μ	2	≥ 1	≥ 1	> 750 GeV	> 40 GeV	> 2.5 rad	$e^+\mu^+$
SStt $\mu\mu$							$\mu^+\mu^+$

¹⁹. Par ailleurs, une section efficace de production de $pp \rightarrow tt$ supérieure à 90 fb est exclue par cette analyse. Ce résultat générique contraint l'existence de courant neutre à changement de saveur dans le secteur du quark top, *indépendamment du modèle de matière noire discuté ici*.

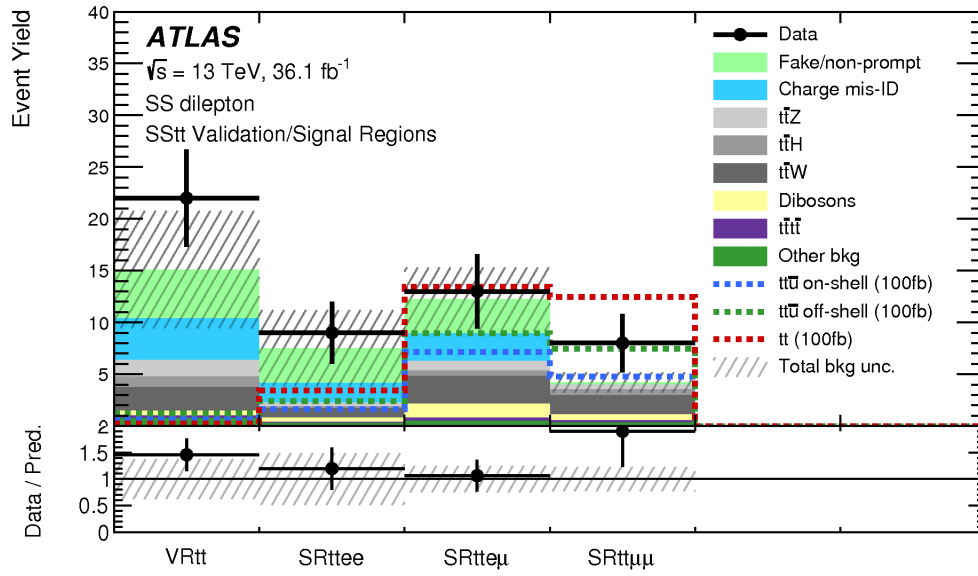


Figure 3.28: Nombre d'événements observés et attendus pour le bruit de fond ainsi que pour les trois processus de la figure 3.26 normalisés à une section efficace de 100 fb [80].

3.2.4.3 Complémentarité des états finaux visibles et invisibles

Le but est de tirer pleinement partie de la complémentarité des recherches avec et sans énergie manquante pour mieux couvrir l'espace des paramètres du modèle. Pour ce faire, la procédure suivante est appliquée : les paramètres du modèle sont choisis à ξ_i , les sections efficaces (et cinématiques) des processus contribuant aux états finaux $t + E_T^{\text{miss}}$ et $tt + X$ sont calculées, et elles sont comparées aux sections efficaces exclues par chacune des analyses. Si elles sont supérieures aux valeurs exclues expérimentalement, alors le point ξ_i est incompatible avec les observations. Les exclusions de chacune des deux analyses sont montrées sur la figure 3.29 pour les trois paramétrisations du modèle introduites à la section 3.2.4.1. Par ailleurs, les régions de l'espace des paramètres où la largeur du médiateur Γ_V excède 20% de sa masse sont représentées par une zone grise, afin d'expliciter les régions où l'approximation des faibles largeurs n'est plus valide²⁰.

²⁰. Cette approximation, plus connue sous le nom *narrow width approximation* consiste à remplacer le propagateur de la particule $\propto 1/(q^2 - m^2 + i\Gamma m)$ par son intégrale sur q , ce qui est valide si les autres termes de l'élément de matrice varient peu sur le domaine de q où la valeur du propagateur n'est pas négligeable.

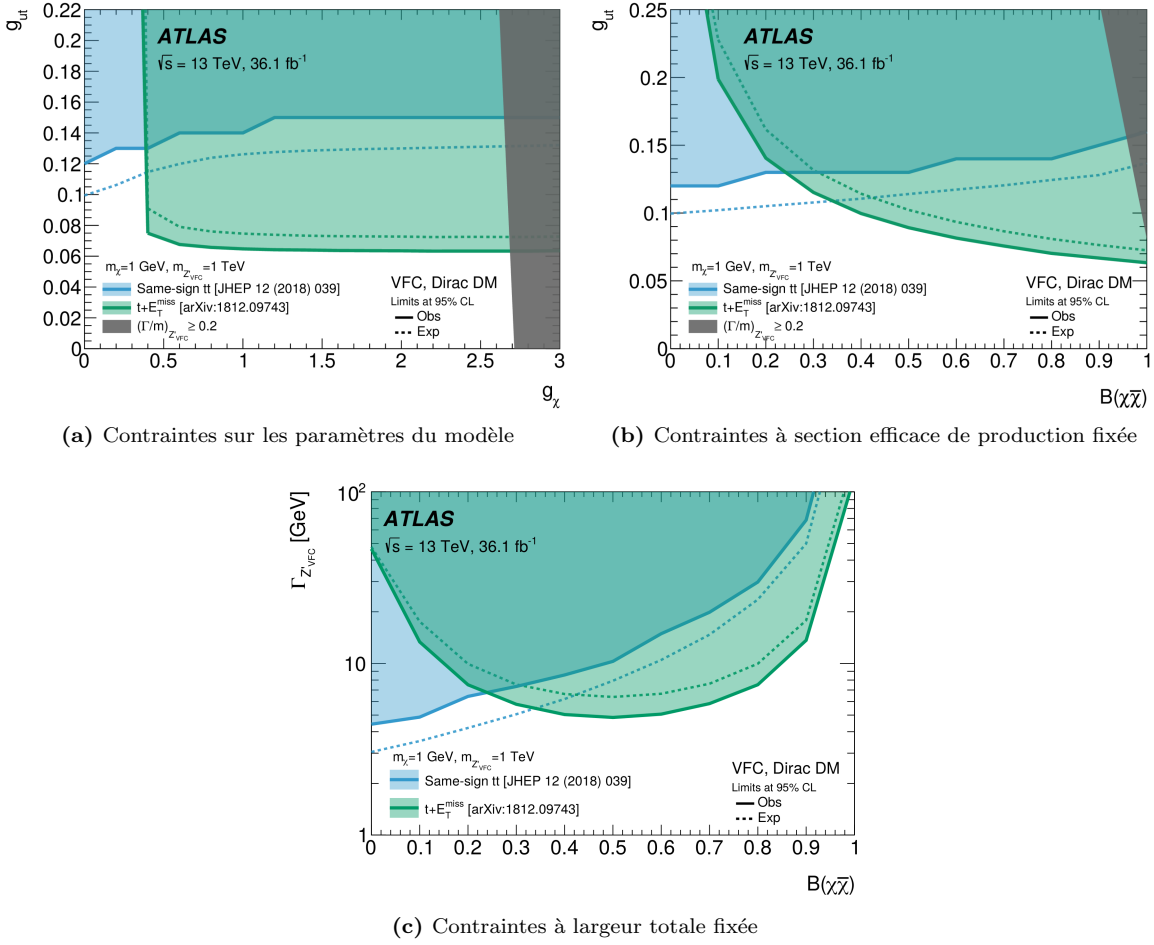


Figure 3.29: Contraintes des analyses $t + E_T^{\text{miss}}$ et $tt + X$ sur le modèle de matière noire considéré dans trois plans différents, exhibant la complémentarité des états finaux avec et sans énergie manquante. Le médiateur V est noté ici Z'_{FVC} pour *flavour violation current* [82].

L'état final $t + E_T^{\text{miss}}$ est naturellement plus sensible pour les grandes valeurs de g_{DM} et de \mathcal{BR}_X (cf. figures 3.29a, 3.29b). Cependant, l'état final sans énergie manquante $tt + X$ permet de couvrir la région de l'espace des paramètres où le rapport d'embranchement du médiateur en matière noire est inférieur à $\sim 25\%$, non accessible au canal $t + E_T^{\text{miss}}$. La figure 3.29c indique que la sensibilité des deux analyses chute brusquement lorsque le rapport d'embranchement en matière noire approche les 100% à largeur totale fixée. Cela traduit simplement le fait que le médiateur n'est plus produit dans les collisions proton-proton, et est par conséquent indétectable. Cette perte de sensibilité n'est pas observée pour la figure 3.29b puisque la valeur fixée de g_{SM} stabilise la section efficace de production du médiateur. Par contre, une augmentation du rapport d'embranchement induit naturellement une augmentation de la largeur totale, symbolisée par la zone grisée.

3.3 Production de quatre quarks top

Cette section se concentre sur un état final particulièrement spectaculaire, la production simultanée de quatre quarks top $t\bar{t}t\bar{t}$. Ce processus existe dans le cadre du Modèle Standard et possède une section efficace totale de 12 fb [88]. Il est suffisamment rare pour n'avoir encore jamais été observé. Par ailleurs,

ce processus peut être facilement impacté par l'existence de nouvelles particules et/ou interactions. Sa première mesure constitue donc un enjeu physique important dans la chasse aux déviations du Modèle Standard, en particulier dans le secteur privilégié du quark top. De plus, une mesure précise de ce processus permet de contraindre les propriétés du boson de Higgs comme par exemple, sa largeur totale de désintégration [89].

Identifier les collisions où quatre quarks top ont été produits requiert une stratégie expérimentale bien particulière, basée sur la phénoménologie du processus sous-jacent, incluant la production du système $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ mais aussi sa désintégration en particules détectables (section 3.3.1). Les différentes recherches décrites dans cette section sont divisées en deux parties : la recherche de processus non prédits par le MS (section 3.3.2) et la recherche de la production standard (section 3.3.3). Cette structure reflète la rareté de la production standard de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$, difficile à détecter avec les premières données à 13 TeV sauf si elle est amplifiée par de nouveaux phénomènes. La recherche de production non standard est entièrement basée sur l'analyse présentée à la section 3.2 (notée ici SSML pour *Same-Sign / Multilepton*). Par contre, la recherche du processus standard exploite la plupart des désintégrations du système $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ et fait donc intervenir l'analyse des canaux avec un lepton et deux leptons de charges électriques opposées (notés 1LOS pour *1 Lepton / Opposite Sign*), ayant ses propres problématiques de modélisation de bruit de fond. Une analyse de toutes les données à 13 TeV dans laquelle la stratégie est repensée pour obtenir la première mise en évidence de la production standard²¹, est actuellement en cours (section 3.3.4). Le tableau 3.3 résume l'organisation des résultats décrits dans cette section.

Table 3.3: Analyses décrites dans cette section. SSML se réfère aux canaux de l'analyse de la section 3.2 et 1LOS se réfère aux canaux ℓ +jets et $\ell^\pm\ell^\mp$.

Section	Signal $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$	SSML	1LOS	Données	Références
section 3.3.2	BSM	✓		36 fb ⁻¹	[80]
section 3.3.3	SM	✓	✓	36 fb ⁻¹	[80, 90]
section 3.3.4	SM	✓	✓	135 fb ⁻¹	En cours

En plus de ma participation à l'analyse SSML, j'ai travaillé sur la combinaison des analyses SSML et 1LOS basées sur 36 fb⁻¹ de données. Cette combinaison, publiée dans [90], a été la première du genre à la fois dans ATLAS et CMS. Je suis également l'un des trois coordinateurs du groupe de travail (~ 35 personnes) de l'analyse dédiée à la première mise en évidence de la production standard de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ avec l'ensemble des données à 13 TeV. Dans le cadre de cette analyse, j'ai entre autres étudié en détail la composition du bruit de fond instrumental provenant de l'ensemble des processus physiques, à l'aide du concept de *matrice de composition* brièvement discuté à la section 3.3.4.

3.3.1 Généralités sur la production de quatre quarks top

L'état final reconstruit par le détecteur pour la production de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ est déterminé par la désintégration des quatre bosons W émis lors de la désintégration des quarks top. La figure 3.30 montre quelques diagrammes typiques contribuant à la production $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ ²² ainsi que les rapports d'embranchement des désintégrations d'un système $WWWW$. La relation entre le nombre minimum de jets attendus et le nombre de leptons $N_{\text{jets}} = 2 \times (4 - N_\ell) + 4$ ²³ fixe l'ordre de grandeur de la multiplicité de jets,

21. En particulier pour l'analyse SSML qui n'est pas nécessairement optimale pour le signal $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$, puisqu'elle vise plusieurs signaux de topologies diverses simultanément.

22. La production de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ par interaction forte fait intervenir environ 90 diagrammes à l'ordre dominant.

23. Cette formule correspond à deux quarks légers par désintégration non leptonique de W et quatre quarks b .

allant de 6 jets ($N_\ell = 3$) à 10 jets ($N_\ell = 1$). Les canaux visant les désintégrations avec un seul lepton (1L) et deux leptons de charges opposées (OS) ont des spécificités communes et sont notés collectivement 1LOS. Les canaux visant les désintégrations en deux leptons de même charge et trois leptons, correspondant à l'analyse de la section 3.2, sont notés SSML. Ces quatre canaux couvrent près de 70% des désintégrations possibles du système $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$.

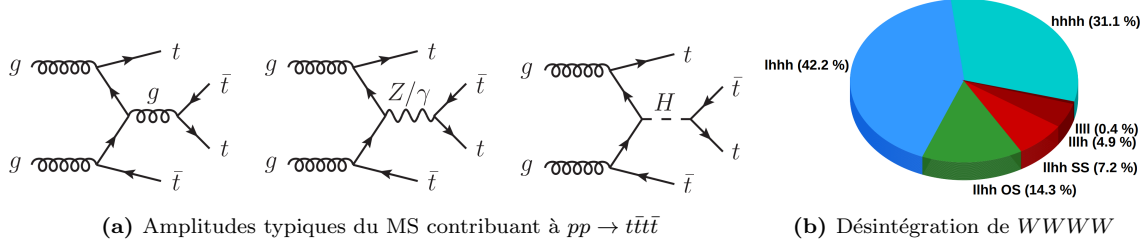


Figure 3.30: Production et désintégration de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ dans lesquelles les τ_h (τ_ℓ) sont comptabilisés comme état final hadronique h (leptonique ℓ). L'état final $\ell\bar{\ell}$ est sous-divisé suivant la somme des charges de la paire de leptons, vu les stratégies expérimentales drastiquement différentes que nécessitent ces deux canaux.

Une des spécificités de ce processus est l'importante énergie de seuil d'environ 700 GeV qui favorise les collisions où les partons entrants ont une impulsion similaire. En effet, une asymétrie nécessiterait que l'un des partons ait une énergie importante pour atteindre l'énergie de seuil, ce qui est défavorisé par les densités de probabilité de partons dans le proton. Par conséquent, ces collisions sont majoritairement centrales, puisque le centre de masse partonique est au repos dans le référentiel du laboratoire, et conduisent à des objets de hautes impulsions *transverses* en comparaison avec les processus de bruit de fond. La figure 3.31 illustre l'impact de cette propriété sur la cinématique des quarks top produits pour deux types de production de $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ ainsi que pour les bruits de fond physiques dominants des canaux 1LOS et SSML qui sont respectivement $t\bar{t}$ +jets et $t\bar{t}X$. Une autre conséquence de cette importante énergie de seuil est le gain en sensibilité associé à l'augmentation de l'énergie des collisions de 8 à 13 TeV, qui permet pour la première fois d'être véritablement sensible à la production prédite par le Modèle Standard, compte tenu de la statistique accumulée entre 2015 et 2018.

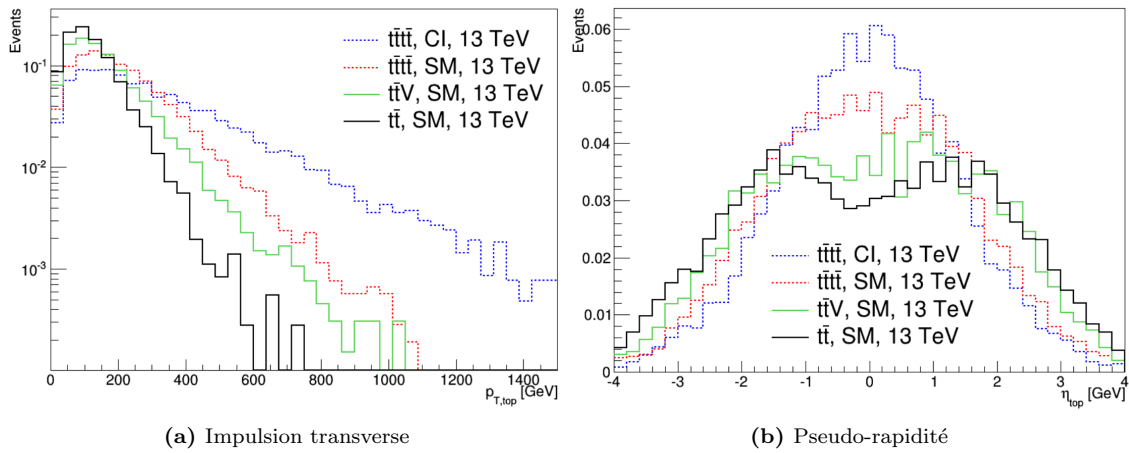


Figure 3.31: Cinématique des quarks top produits lors des processus $t\bar{t} + W/Z$, $t\bar{t}$ et $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ dans le MS et dans le cadre d'une interaction de contact (discutée à la section 3.3.2).

L'état final $t\bar{t}\bar{t}$ et le boson de Higgs. Le processus $t\bar{t}\bar{t}$ est dominé par l'interaction forte mais il existe tout de même des contributions électro-faibles, impliquant notamment le boson de Higgs (cf. figure 3.31a). L'amplitude de cette contribution dépend du couplage de Yukawa entre le boson de Higgs et le quark top, par conséquent toute mesure de la section efficace de production de $t\bar{t}\bar{t}$ peut naturellement contraindre cette constante de couplage. Cette contrainte a été dérivée (sous certaines hypothèses) et publiée par la collaboration CMS [91, 92]. Il est cependant peu probable que cette méthode soit compétitive avec la mesure de la section efficace de production $pp \rightarrow t\bar{t}H$ pour contraindre ce couplage. En revanche, l'interférence entre l'échange d'un boson Z et d'un boson de Higgs va également impacter la section efficace de production $t\bar{t}\bar{t}$ *via* la largeur totale du boson de Higgs présente dans le propagateur. La mesure du processus $t\bar{t}\bar{t}$ peut donc informer sur cette propriété du boson de Higgs. Aucune de ces études ne sont réellement discutées ici mais constituent des motivations supplémentaires pour analyser ce processus en détail sur le moyen terme [89].

L'état final $t\bar{t}\bar{t}$ et la recherche de résonance couplée au quark top. S'il existe dans la Nature une nouvelle interaction vectorielle se couplant uniquement au quark top, alors la *seul* mode de production du boson vecteur associé (noté X) au LHC est le processus $pp \rightarrow t\bar{t}X$ qui conduira à un état final à $t\bar{t}\bar{t}$ ²⁴. En effet, un mode de production directe du type $t\bar{t} \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$ nécessite une densité de quark top dans le proton suffisante, ce qui n'est clairement pas le cas au LHC (au contraire de l'hypothétique FCC, où le contenu en quark top du proton jouerait un rôle - cf. figure 5 de [93]). L'autre possibilité serait un mode de production initié par des gluons impliquant une boucle de quark top virtuel, comme pour la production dominante du boson de Higgs en collisions hadroniques. Cependant, cette amplitude de transition est interdite pour une particule massive de spin 1, dû à la conservation du moment cinétique²⁵. Par conséquent, l'état final $t\bar{t}\bar{t}$ est le seul moyen de détecter une nouvelle interaction vectorielle se couplant exclusivement au quark top, ce qui constitue une motivation supplémentaire pour étudier ce processus.

Différences et similitudes entre les canaux 1LOS et SSML. La différence principale entre ces deux analyses est la composition du bruit de fond. En effet, l'état final 1LOS est presque exclusivement contaminé par la production de paires $t\bar{t}$ en association avec un grand nombre de jets, possiblement provenant de quarks b . La production $t\bar{t}$ est un processus relativement bien compris dans son ensemble mais la prédiction de ce processus dans la région particulière d'espace des phases correspondante au signal est loin d'être fiable. Premièrement, les techniques de calcul perturbatif ne permettent pas de prédire la cinématique des événements avec autant de jets énergétiques additionnels. Deuxièmement, une bonne description de la saveur des partons supplémentaires est critique pour la signature étudiée : d'une part, la fraction de quarks b va directement impacter le nombre d'événements attendus à haut $N_{b\text{-jets}}$ (*via* l'efficacité de reconstruction des jets de quarks b), d'autre part la fraction de quarks c va également impacter la région à haut $N_{b\text{-jets}}$ *via* la probabilité de reconstruire par erreur un jet de quarks c comme provenant d'un quark b . Le bruit de fond du canal SSML a une composition différente avec essentiellement la production de $t\bar{t}$ *via* des effets instrumentaux et de la production de $t\bar{t}X$ éventuellement en association avec des quarks b . La similitude principale réside dans les observables communes permettant d'isoler le signal du bruit de fond, à savoir le nombre de jets N_{jets} et le nombre de jets identifiés comme provenant de quarks b $N_{b\text{-jets}}$. La figure 3.32 indique les régions typiques enrichies en signal et en bruit de fond dans ce plan pour les deux canaux - qui sont identiques en dépit de la nature différente des bruits de fond. Les sensibilités de ces deux états finaux sont discutées à la

24. La désintégration $X \rightarrow t\bar{t}$ provient de l'hypothèse initiale, à savoir que X se couple au quark top.

25. Cette règle de sélection est connue depuis les années 50 et porte le nom de *théorème de Landau-Yang* [94].

section 3.3.3.

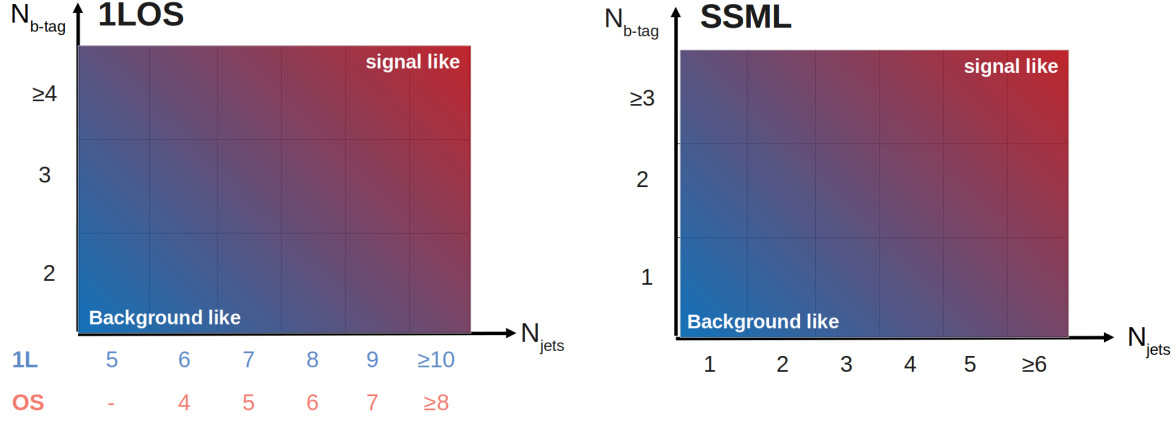


Figure 3.32: Régions typiques dans le plan $(N_{\text{jets}}, N_{b\text{-jets}})$ peuplés par le signal (rouge) et le bruit de fond (bleu) pour le canal 1LOS (à gauche) et SSML (à droite). On note la différence de 2 jets entre les canaux 1L et OS due à une désintégration leptonique d'un boson W supplémentaire dans OS, remplaçant une désintégration hadronique et ses deux jets.

3.3.2 Productions non standards et contraintes obtenues

La production de $t\bar{t}t\bar{t}$ peut voir sa section efficace de production amplifiée par des processus supplémentaires prédits par certaines extensions du Modèle Standard. Trois scénarios considérés, dont les processus sont illustrés sur la figure 3.33, sont décrits dans les paragraphes qui suivent. L'analyse de plusieurs scénarios est motivée par une exploration plus complète de l'espace des phases avec plusieurs cinématiques différentes du système $t\bar{t}t\bar{t}$. On rappelle que les résultats de cette section proviennent exclusivement du canal SSML (cf. tableau 3.3).

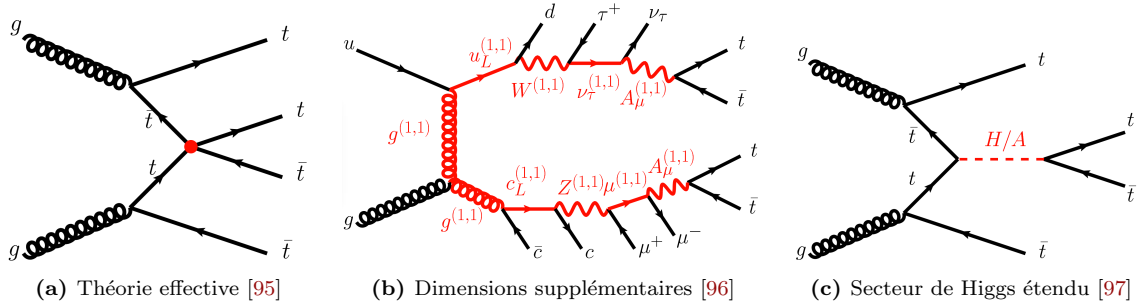


Figure 3.33: Contributions à la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ non prédites par le Modèle Standard.

Théorie des champs effective. Dans le premier scénario considéré, la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ fait intervenir une interaction de contact entre quatre quarks top. L'origine de cette interaction à quatre fermions provient de la manifestation à basse énergie de nouvelles particules présentes à une énergie $\Lambda \gg m_t$. L'avantage de cette approche, appelée théorie effective, est sa généralité : la nouvelle interaction à quatre fermions est indépendante des détails de la dynamique à haute énergie. Le lagrangien décrivant cette interaction est :

$$\mathcal{L}_{4t} = \frac{C_{4t}}{\Lambda^2} (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{t}_R \gamma_\mu t_R) \quad (3.12)$$

où t_R est la composante de chiralité droite du spineur du quark top, C_{4t} est une constante de couplage sans dimension et Λ est l'échelle d'énergie où se manifeste la dynamique sous-jacente. L'absence de chiralité gauche dans le couplage ainsi construit se justifie par les contraintes importantes provenant des mesures de précision électro-faible [95]. Le mécanisme de production de quatre quarks top dans ce scénario est donnée sur la figure 3.33a. La topologie de ce mode de production conduit à des quarks top de grande impulsion transverse (cf. figure 3.31) et les sections efficaces plus grande que 38.6 fb sont exclues par l'analyse SSML pour cette cinématique particulière [80]. Cette exclusion se traduit par une contrainte sur le paramètre $|C_{4t}/\Lambda^2|$ dont les valeurs supérieures à 2.6 TeV^{-2} sont exclues expérimentalement. Cette limite peut s'interpréter dans le plan $(|C_{4t}|, \Lambda)$ dans lequel les valeurs permises sont soit à faible couplage soit à haute énergie, comme illustré sur la figure 3.34.

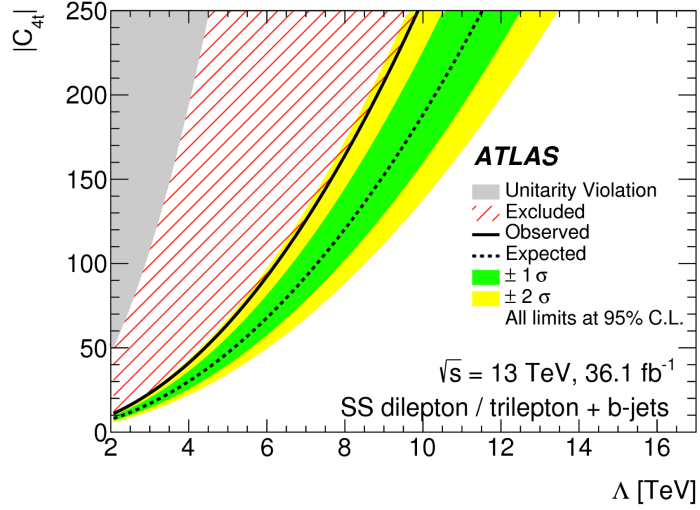


Figure 3.34: Limite sur une interaction de contact à quatre quarks top en fonction du couplage et de l'échelle d'énergie de la nouvelle dynamique induisant ce couplage à basse énergie.

Dimensions supplémentaires universelles. Le deuxième scénario considéré est un modèle ayant deux dimensions supplémentaires universelles (2UED) compactifiées sur une géométrie appelée plan projectif réel (RPP pour *real projective plane*) [74]. La compactification de ces deux dimensions est caractérisée par deux rayons R_4 et R_5 et les indices décrivant les impulsions quantifiées suivant ces dimensions sont notés i et j . À chaque état d'impulsion correspond une résonance de KK de masse m définie par les indices (i, j) , appelé "étage". À l'ordre dominant, la masse d'une excitation de KK d'un champ de masse m_0 s'écrit :

$$m^2 = \frac{i^2}{R_4^2} + \frac{j^2}{R_5^2} + m_0^2. \quad (3.13)$$

En utilisant les notations $m_{\text{KK}} = 1/R_4$ and $\xi = R_4/R_5$, l'équation 3.13 se ré-écrit :

$$m^2 = m_{\text{KK}}^2 (i^2 + j^2 \xi^2) + m_0^2. \quad (3.14)$$

Dans ce modèle, la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ considérée provient de la production d'une paire de particules de l'étage $(1, 1)$ qui se désintègrent en cascade jusqu'à la particule la plus légère du même étage, à savoir le photon $A^{(1,1)}$ [96] (cf. figure 3.33b). Ce photon lourd se désintègre ensuite en une paire $t\bar{t}$, avec un rapport d'embranchement supposé de 100%. Par conséquent, plusieurs particules accompagnatrices sont produites en association avec le système $t\bar{t}t\bar{t}$, expliquant la distribution particulière de N_{jets} et H_T

de la figure 3.6. De plus, les observations cosmologiques²⁶ contraignent le paramètre m_{KK} à être entre 0.6 TeV et 1 TeV [74, 96], conduisant à une masse typique de résonance entre 0.6 TeV et 2.0 TeV selon le rapport des rayons de compactification ξ . La figure 3.35a montre que la masse m_{KK} exclue pour une géométrie symétrique ($R_4 = R_5$) est de l'ordre de 1.45 TeV. Une asymétrie de la compactification ($R_4 \neq R_5$) conduit cependant à des masses m_{KK} exclues plus faibles, dont certaines sont compatibles avec les contraintes cosmologiques (cf. figure 3.35b).

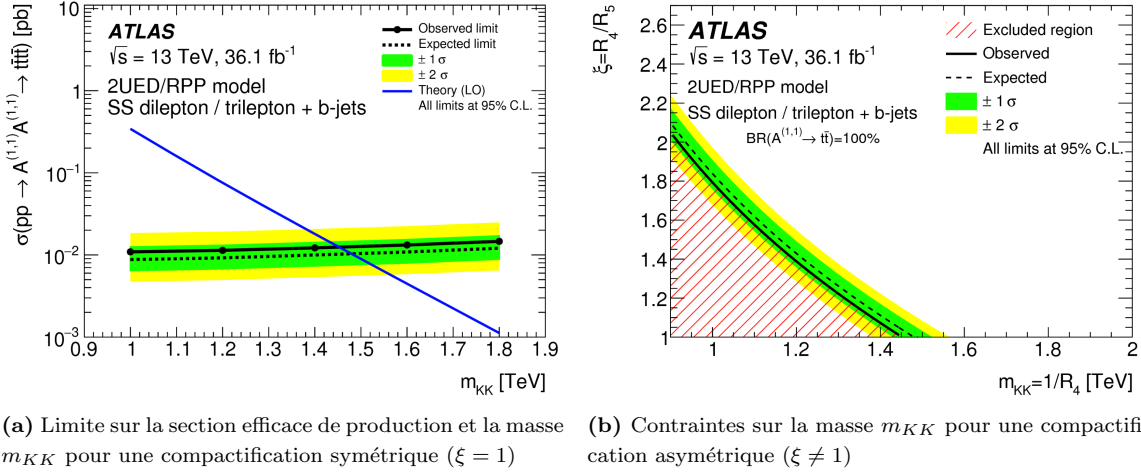


Figure 3.35: Contraintes expérimentales sur un scénario de dimensions d'espace supplémentaires universelles [80].

Secteur de Higgs étendu. Le troisième scénario considéré se base sur un secteur scalaire à deux doublets Φ_1 et Φ_2 (2HDM pour *2 Higgs Doublet Model*) qui permettent de briser spontanément la symétrie électro-faible [97], laissant cinq champs scalaires rémanents, les bosons de Higgs²⁷. Dans ce modèle, Φ_1 (Φ_2) se couple uniquement aux quarks et leptons correspondant aux composantes *down* (*up*) des doublets de SU(2) [98]. La production de $t\bar{t}\bar{t}$ provient alors de la production d'un boson de Higgs lourds scalaire (H) et pseudo-scalaire (A) en associations avec une paire $t\bar{t}$, les bosons de Higgs se désintégrant en une paire $t\bar{t}$: $gg \rightarrow t\bar{t}H/A \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ (cf. figure 3.33c). Les mesures existantes dans le secteur du Higgs imposent une série de contraintes sur ce secteur étendu [98] qui entraîne l'égalité des masses des bosons scalaire et pseudo-scalaire lourds, notée $m_{H/A}$. Par conséquent, les deux amplitudes correspondantes contribuent à la production de $t\bar{t}\bar{t}$ avec la même cinématique. La section efficace de ce processus dépend de $m_{H/A}$ et du rapport entre les valeurs moyennes des champs Φ_1 et Φ_2 dans l'état fondamental de la théorie, noté $\tan\beta$. Ce scénario est intéressant pour deux raisons. D'une part, il conduit à une cinématique moins énergétique que la production par interaction de contact, en particulier pour $m_{A/H} \sim 500 - 700$ GeV où une recherche directe $gg \rightarrow H/A \rightarrow t\bar{t}$ devient difficile à cause d'effets d'interférences avec la production $t\bar{t}$ par interaction forte [99]. D'autre part, la désintégration $A/H \rightarrow t\bar{t}$ est le seul processus sensible aux masses $m_{H/A} \sim 2m_t$ et à basses valeurs de $\tan\beta$. La figure 3.36 montre la limite supérieure de la section efficace en fonction de $m_{A/H}$ provenant de l'analyse SSML ainsi que son interprétation dans le plan $(m_{A/H}, \tan\beta)$.

26. Un des intérêts de ce modèle est de prédire un candidat de matière noire (cf. section 3.1.2.3) dont les propriétés sont contraintes par les observations cosmologiques.

27. Il y en a trois neutres et deux chargés. Parmi les particules neutres, il y a un champ scalaire léger h (s'identifiant au boson de Higgs standard - $m_h = 125$ GeV), un champ scalaire lourd H et un champ pseudo-scalaire lourd A .

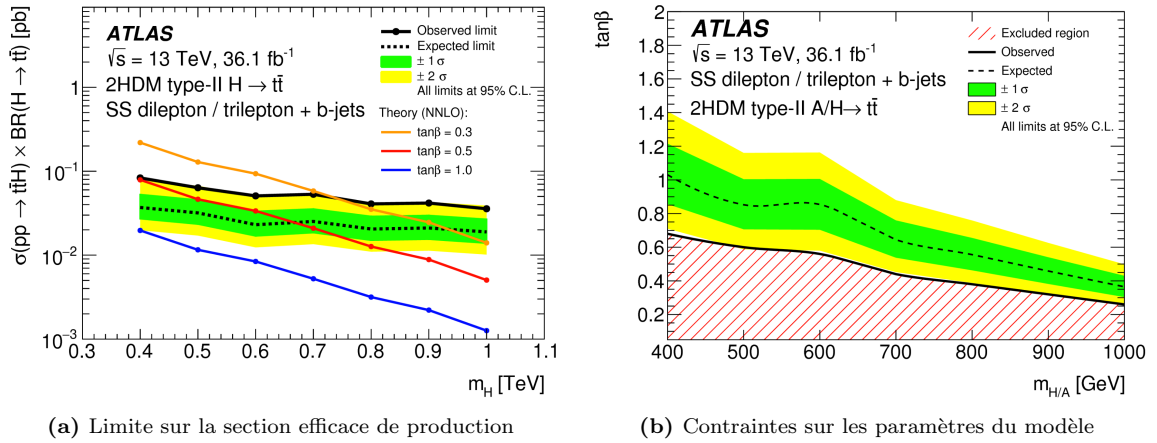


Figure 3.36: Contraintes expérimentales sur un secteur de Higgs étendu dit 2HDM de type II [80], où le type fait référence à une certaine structure de couplages parmi toutes celles permises par les contraintes expérimentales sur la saveur (cf. tableau 2 de [97]).

3.3.3 Contraintes sur la production standard avec les données 2015-2016

Cette section décrit les contraintes sur la production de $t\bar{t}\bar{t}$ du MS, dérivée des analyses SSML et 1LOS ainsi que leur combinaison. Les éléments importants de l'analyse SSML étant discutés à la section 3.2, cette section décrit les points principaux de l'analyse 1LOS ainsi que sa combinaison avec l'analyse SSML à laquelle j'ai participé. Enfin, un bref panorama des contraintes actuelles sur ce processus est donné.

3.3.3.1 Description de l'analyse 1LOS

Les collisions avec un ou deux leptons de même charge sont totalement dominées par la production de $t\bar{t}$ +jets dans une région d'espace des phases bien particulière où les méthodes de calcul actuelles ne sont pas fiables. Pour cette raison, une méthode s'appuyant principalement sur des lots de données spécifiques a été élaborée pour prédire le bruit de fond $t\bar{t}$ +jets. Une description détaillée de cette méthode sort du cadre de ce manuscrit et peut être trouvée dans la référence [90]. Le principe est d'utiliser un lot de données avec seulement deux jets reconstruits comme provenant de quarks b pour prédire le bruit de fond à plus haute multiplicité de jets de quarks b , à partir de la probabilité de reconstruire un jet de quarks b supplémentaire. Le point clé est que cette probabilité (aussi appelée *efficacité*) peut être mesurée dans les données dans une région à basse multiplicité de jets, en supposant qu'elle est indépendante du nombre de jets²⁸. La figure 3.37 décrit la sélection des événements utilisés pour mesurer ces efficacités (peu de jets), pour valider la méthode en comparant sa prédiction aux données (nombre modéré de jets), et pour inférer la présence de signal (grande multiplicité de jets).

²⁸. Cette hypothèse est effectivement réalisée, mais des incertitudes associées sont estimées en appliquant la même méthode à la simulation.

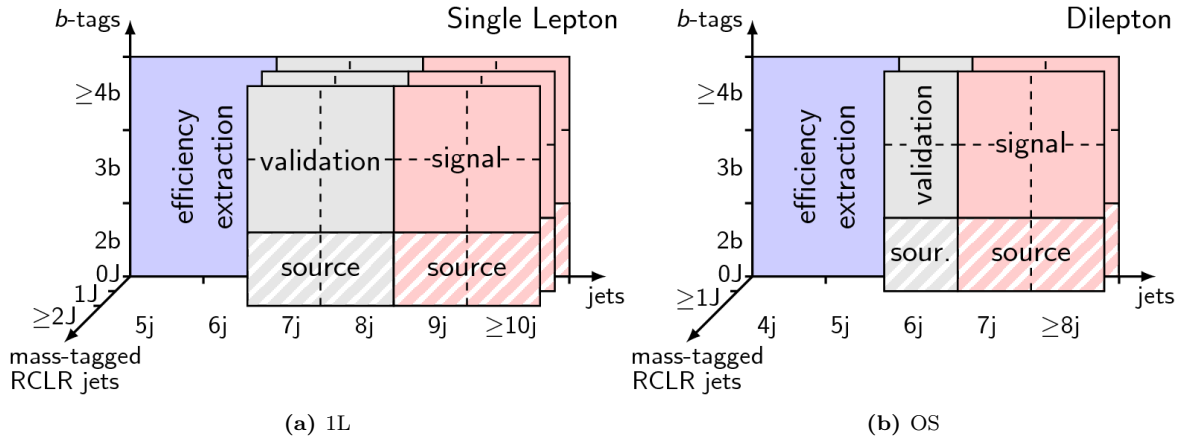


Figure 3.37: Stratégie pour l'estimation et la validation du bruit de fond $t\bar{t}+jets$ ainsi que pour l'extraction du signal [90]. Les lots de données appelés "source" servent d'échantillons de base sur lesquels s'appliquent les efficacités pour prédire le bruit de fond dans les régions $N_{b-jets} \geq 3$. Cette prédiction est comparée aux données dans les régions appelées "validation", et constitue l'estimation finale du bruit de fond attendu dans les régions appelées "signal". L'axe nommé *jets* représente la multiplicité de jets et celui nommé *b-tags* représente le nombre de jets identifiés comme provenant de quarks *b*. La signification du troisième axe, noté "mass-tagged RCLR jets", est donnée dans le texte.

En plus de N_{jets} et N_{b-jets} , la séparation entre le signal et le bruit de fond est améliorée par l'utilisation de jets larges, dit *large R jets* (ou *LR jets*). En effet, lorsque l'impulsion transverse d'un quark top est suffisamment grande, ses produits de désintégration sont collimés et peuvent être contenus dans un seul et même jet plus large. Plusieurs méthodes existent pour construire un tel jet et la méthode utilisée dans [90] repose sur la construction de "jet de jets", c'est-à-dire l'application de l'algorithme anti- k_T aux jets habituels eux-mêmes. Cette méthode est appelée *re-clustered jets* (ou *RC jets*). Puisque l'impulsion transverse des quarks tops du signal est, en moyenne, plus grande que l'impulsion transverse de ceux produits par paire (cf. section 3.3.1), cette collimation est plus fréquente pour le signal. Par ailleurs, afin de maximiser la probabilité qu'un tel jet provienne effectivement d'un quark top de haut p_T , la masse invariante du jet large doit être supérieure à 200 GeV. La multiplicité de ces jets, appelés *mass-tagged RCLR jets*, est différente pour le signal et pour le bruit de fond, comme illustré sur la figure 3.38.

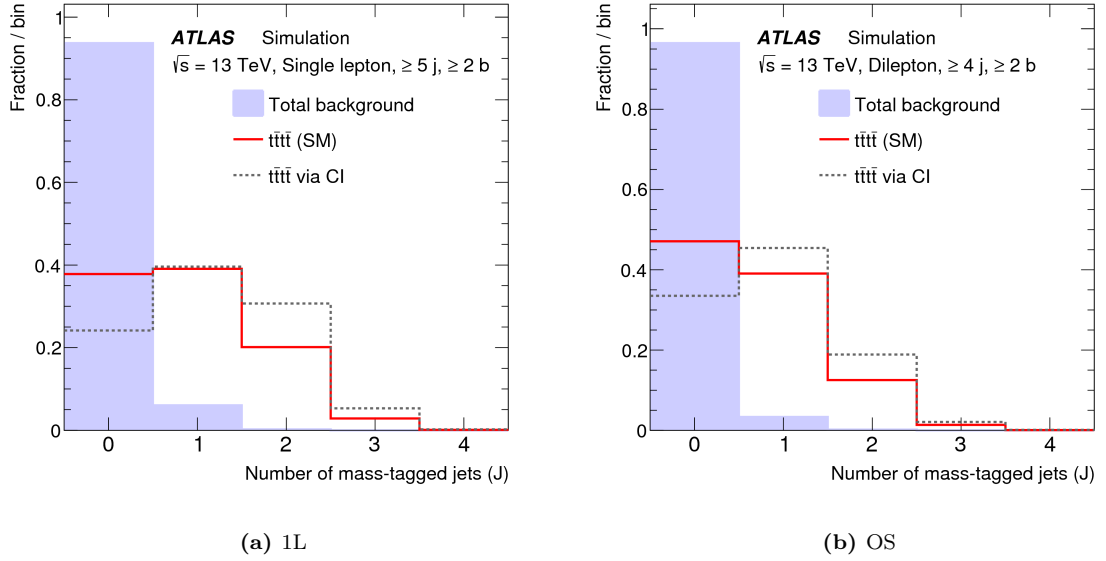


Figure 3.38: Distribution de la multiplicité de jets larges de haute masse pour deux mécanismes de production de $t\bar{t}t\bar{t}$ et pour le bruit de fond pour les canaux 1L (à gauche) et OS (à droite) [90]. On note le cas plus fréquent d'événements ayant 2 jets larges dans 1L par rapport à OS, en raison de la désintégration d'un boson W hadronique supplémentaire dans 1L. Par ailleurs, le nombre de jets larges est plus grand pour l'interaction de contact, en accord avec leur topologie plus centrale (cf. figure 3.31).

Les figures 3.39 et 3.40 montrent les distributions finales dans les régions de signal ayant la plus haute multiplicité de jets larges de haute masse. On constate que les événements provenant de la production de $t\bar{t}$ +jets représentent près de la totalité du bruit de fond. La figure 3.41 montre les résultats obtenus en terme de limite supérieure sur la section efficace de production (figure 3.41a) et en terme de mesure de section efficace de production dans l'hypothèse signal plus bruit (figure 3.41b), pour les canaux 1L, OS et leur combinaison 1LOS.

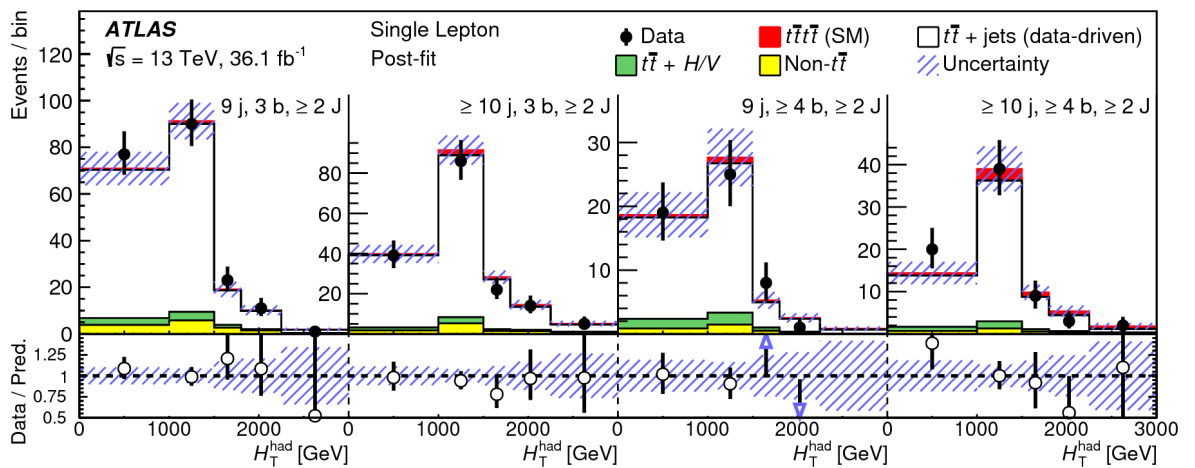


Figure 3.39: Distribution de la variable discriminante finale utilisée H_T (où la somme inclut les jets uniquement, au contraire de l'analyse SSML) dans les quatre régions de signal du canal 1L ayant au moins deux jets larges de haute masse [90].

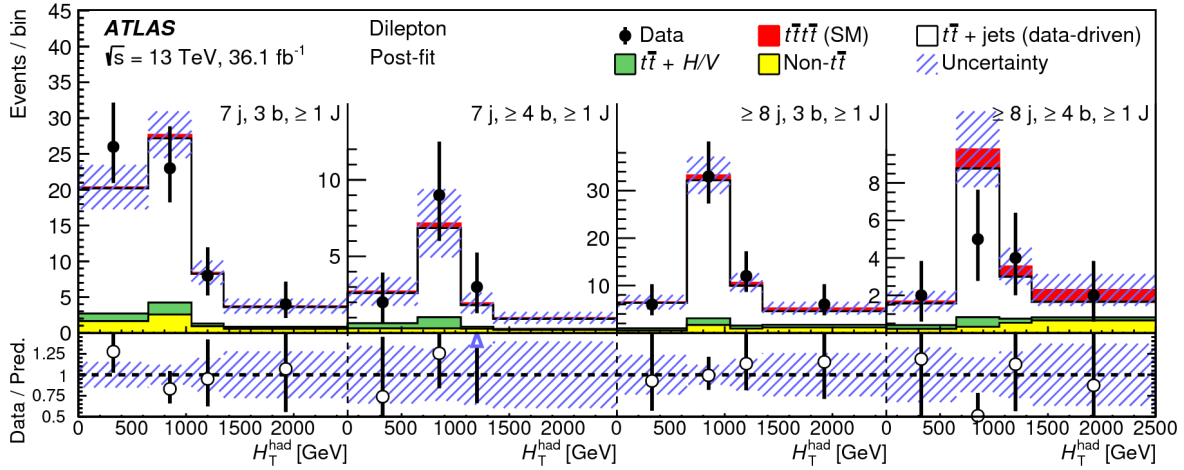


Figure 3.40: Distribution de la variable discriminante finale utilisée H_T (où la somme inclut les jets uniquement, au contraire de l'analyse SSML) dans les quatre régions de signal du canal OS ayant au moins un jet large de haute masse [90].

On note que le canal 1L est plus sensible que le canal OS. Cette différence peut paraître contre intuitive au premier abord car le rapport des rapports d'embranchement des états finaux avec 1L et OS est d'environ 3 pour $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ et 30 pour $t\bar{t}$ +jets, montrant que le canal OS profite d'un bien meilleur rapport signal sur bruit. Cependant, ces analyses sont principalement dominées par les incertitudes systématiques sur le bruit de fond, dont l'impact peut être réduit par la méthode de profilage, discutée en détail au chapitre 2. L'impact du profilage des incertitudes dépend directement de la statistique disponible dans le lot de données analysées : le canal 1L ayant une statistique plus grande que le canal OS (cf. figure 3.39 et figure 3.40), l'impact des incertitudes est plus faible pour ce canal et la sensibilité s'en trouve améliorée - malgré un rapport signal sur bruit moins bon.

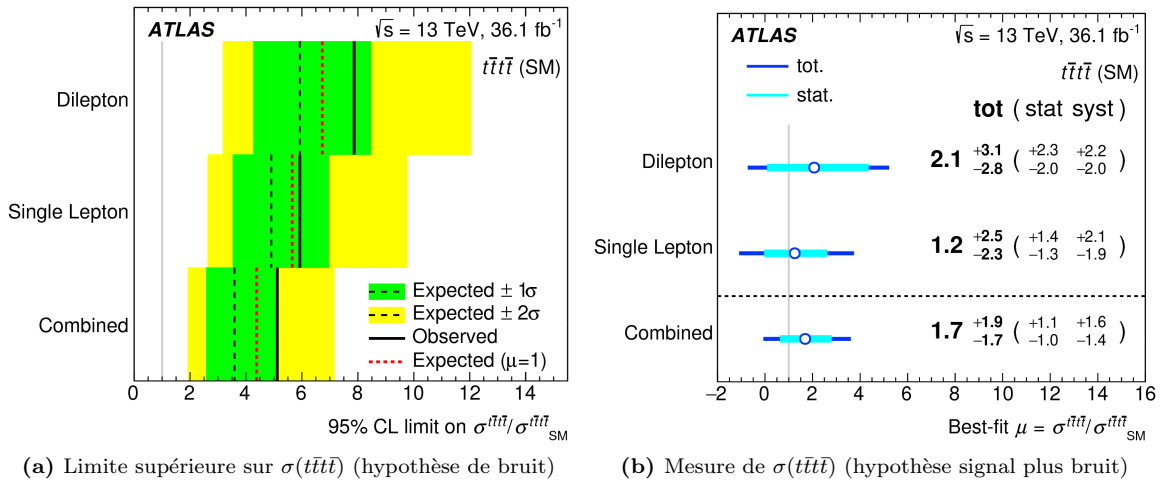


Figure 3.41: Contraintes sur la production standard de quatre quarks top des analyses 1L, OS et leur combinaison, à la fois en terme de limite d'exclusion (à gauche) et de mesure (à droite) [90].

3.3.3.2 Combinaison des analyses 1LOS et SSML

Dans la combinaison, toutes les incertitudes expérimentales, sur la reconstruction des objets notamment, sont traitées comme corrélées entre les deux canaux, alors que les incertitudes sur les bruits de fond sont traitées comme décorrélées. Ce choix est motivé par les natures très différentes des bruits de fond de chaque état final, ainsi que par leurs méthodes d'estimation indépendantes. La sensibilité attendue sur la production standard de $t\bar{t}t\bar{t}$ pour la combinaison des deux analyses, exprimée en terme de probabilité de fluctuation du bruit de fond, est de 1.0 déviation standard alors que la valeur observée est de 2.8 déviations standards. Cet excès vient de l'analyse SSML ayant une probabilité observée (attendue) de 3.0 (0.8) déviations standards, à comparer avec les 1.0 (0.6) déviation standards de l'analyse 1LOS. En supposant qu'aucun signal n'est présent dans les données observées, il est possible de dériver une limite supérieure observée (attendue) sur la section efficace de production $\sigma(t\bar{t}t\bar{t})$ valant 49 fb (19 fb). Ces limites correspondent à une section efficace plus grande que la prédiction du MS par un facteur 5.3 (2.1). Dans l'hypothèse où les données observées contiennent un signal, il est possible de mesurer la normalisation de ce signal valant alors $\sigma(t\bar{t}t\bar{t}) = 28.5^{+12}_{-11}$ fb à comparer avec la prédiction du MS de $\sigma_{\text{SM}}(t\bar{t}t\bar{t}) = 12.0^{+2.2}_{-2.5}$ fb [88]. La figure 3.42 montre les limites d'exclusion attendue et observée et la valeur mesurée de $\sigma_{\text{SM}}(t\bar{t}t\bar{t})$ pour chacun des canaux ainsi que pour la combinaison. En dépit de l'excès observé dans l'analyse SSML, on voit que ce canal est le plus sensible à la production de $t\bar{t}t\bar{t}$, notamment *via* la limite attendue.

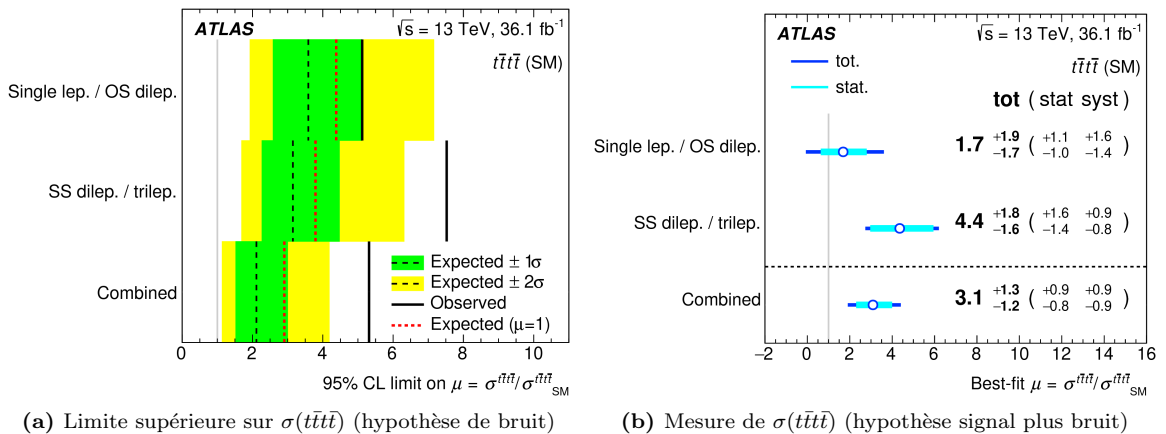


Figure 3.42: Contraintes sur la production standard de quatre quarks top des analyses 1LOS, SSML et leur combinaison, à la fois en terme de limite d'exclusion (à gauche) et de mesure (à droite) [90].

Pour conclure cette section, il est intéressant de mentionner les dernières contraintes expérimentales sur ce processus provenant d'ATLAS mais aussi de CMS, résumées dans le tableau 3.4. La dernière ligne de ce tableau donne la sensibilité attendue la plus forte, obtenue par CMS en analysant le canal SSML pour l'ensemble des données à 13 TeV enregistrées entre 2015 et 2018. Dans la collaboration ATLAS, l'effort pour mettre en évidence ce processus s'est ré-organisé autour d'un seul groupe de travail commun incluant les deux canaux 1LOS et SSML, qui fait l'objet de la prochaine section.

Table 3.4: Sensibilités attendues (exp) et observées (obs) à la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ d’analyses récentes des collaborations ATLAS et CMS.

		exp/obs p_0 (σ)	channel	Ref.
ATLAS	36 fb⁻¹	0.8 / 3.0	SSML	[80]
		0.6 / 1.0	1LOS	[90]
		1.0 / 2.8	SSML+1LOS	[90]
CMS	36 fb⁻¹	1.0 / 1.6	SSML	[91]
		0.4 / 0.0	1LOS	[100]
		1.1 / 1.4	SSML+1LOS	[100]
CMS	137 fb⁻¹	2.7 / 2.6	SSML	[92]

3.3.4 Analyse en cours des données 2015-2018

Cette section décrit rapidement les enjeux de cette nouvelle analyse et présente deux développements auxquels j’ai participé. En effet, cette analyse étant en cours, il n’existe pas encore de résultat public et seule une discussion très générale est possible.

3.3.4.1 Pourquoi une nouvelle analyse ?

Les motivations pour re-structurer cette recherche sont de plusieurs natures. D’abord, il est bon de temps en temps de repartir de zéro pour ne pas être biaisé par les stratégies adoptées par le passé. Cela permet de remettre à plat certaines stratégies et d’en explorer de nouvelles, dont un exemple est donné à la section 3.3.4.2. Deuxièmement, l’analyse SSML décrite à la section 3.2 a été élaborée dans le but de rechercher simultanément plusieurs signaux de topologies différentes. La recherche obtenue est nécessairement sous-optimale pour chaque signal pris séparément. Troisièmement, c’est l’occasion de consolider certains points de l’analyse en menant des études approfondies dédiées, dont un exemple est donné à la section 3.3.4.3. Troisièmement, cela permet d’anticiper la combinaison des canaux, entre autres en terme de corrélation d’incertitude ou d’orthogonalité. Enfin, et c’est la raison principale, la sensibilité attendue de la combinaison des canaux 1LOS et SSML exploitant 36 fb⁻¹ des données s’extrapole à 1.9 déviations standards pour l’ensemble des données de 2015-2018, si aucune amélioration n’est apportée. Revisiter ces analyses en profondeur est donc une nécessité pour mettre en évidence la production de $t\bar{t}t\bar{t}$ avec les données du Run 2 ... non sans rappeler la première mise en évidence du processus $H \rightarrow \tau\tau$ du chapitre 1 !

3.3.4.2 Acceptance géométrique des jets

Comme discuté à la section 3.3.1, le nombre de jets reconstruits est l’une des variables importantes permettant d’isoler le signal du bruit de fond. Actuellement, les jets utilisés dans cette analyse sont reconstruits dans la partie centrale du détecteur, $|\eta| \leq 2.5$, afin de bénéficier de l’information du trajectographe. En effet, cette information est cruciale pour identifier les jets comme provenant de quarks b ainsi que pour rejeter les jets provenant de collisions résiduelles accompagnant la collision dure pour chaque croisement de paquets de protons. Néanmoins, inclure les jets reconstruits dans

les parties avant et arrière du détecteur permet d'avoir une vision plus complète de l'événement, et augmente potentiellement l'efficacité de détection du système $t\bar{t}\bar{t}$, en récupérant les collisions perdues dues à un ou plusieurs jets hors acceptation. Ce gain potentiel d'efficacité est d'autant plus grand que la multiplicité de jets est importante. Cette possibilité a donc été explorée dans le canal 1LOS avec l'aide du post-doctorant Simon Berlendis.

La figure 3.43 montre comment la prise en compte des jets à l'avant modifie la multiplicité en jets et la distribution de H_T pour le signal et le bruit de fond. Il est clair que considérer les jets à l'avant augmente le nombre de jets par collision, mais cela semble être le cas à la fois pour le signal *et* le bruit de fond, n'apportant pas l'effet escompté. En effet, la figure 3.44a confirme que la séparation du signal et du bruit de fond basée sur la distribution de N_{jets} est *dégradée* par la prise en compte des jets à l'avant. Plusieurs variantes ont été explorées pour tenter de rendre cette nouvelle information utile, en particulier l'impulsion transverse des jets à l'avant réduisant potentiellement l'impact des radiations dans la production de paires de quarks top.

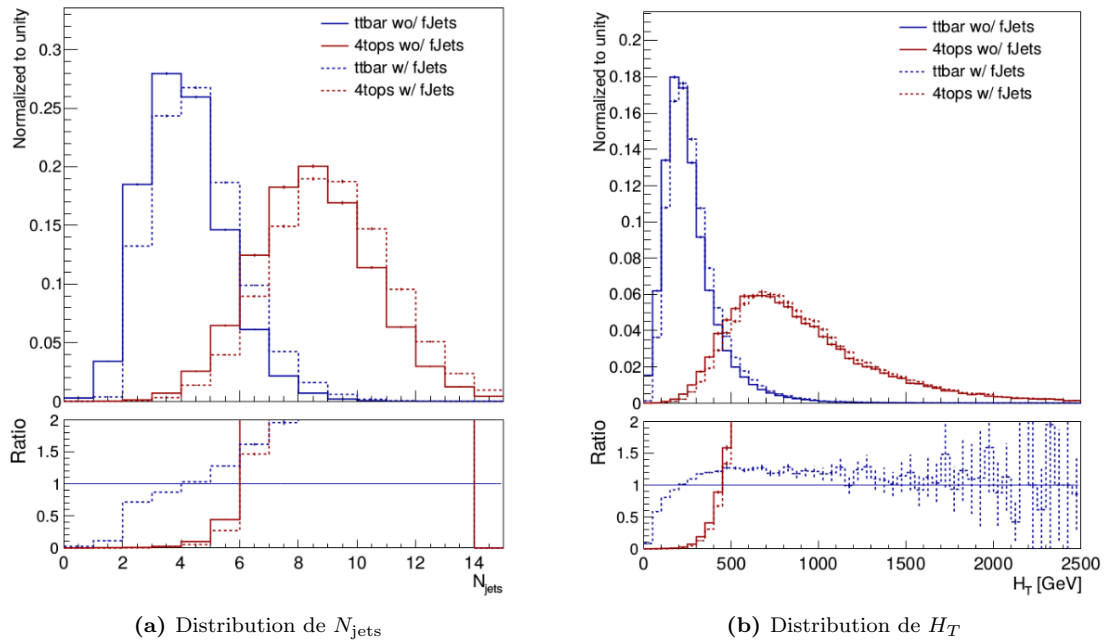
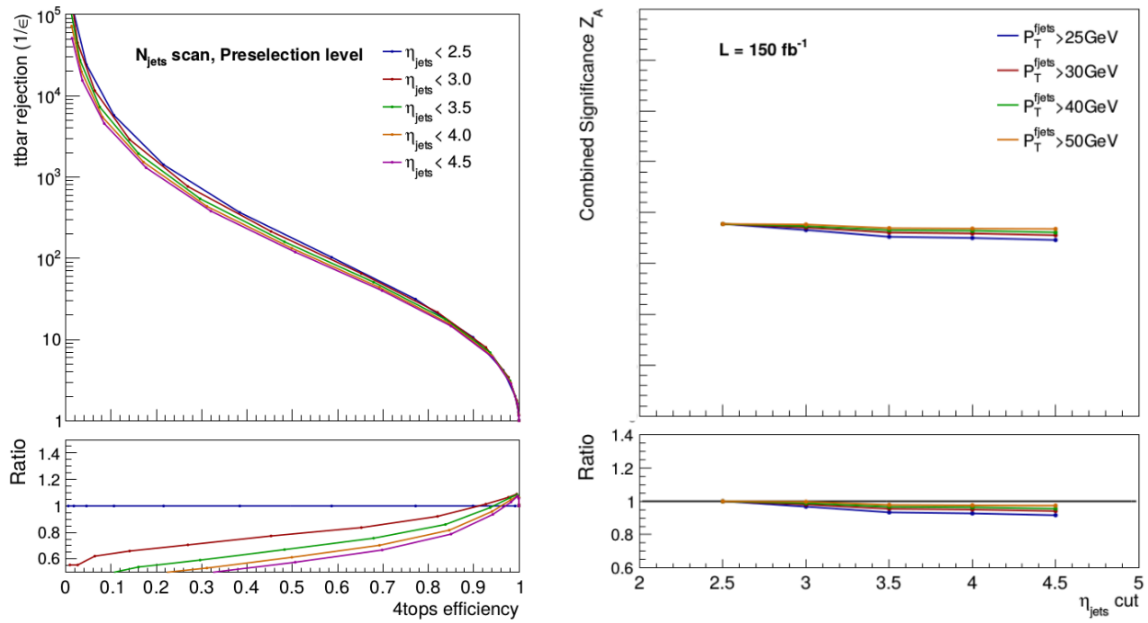


Figure 3.43: Distribution de N_{jets} (gauche) et H_T (droite) en incluant ou non les jets à l'avant du détecteur, pour le bruit de fond $t\bar{t}$ +jets et le signal $t\bar{t}\bar{t}$.



(a) ROC curve sur le nombre de jets incluant différent régions en η (b) Significance estimée de 1LOS en fonction de (p_T, η) des jets à l'avant

Figure 3.44: Impact des jets à l'avant sur la séparation entre le bruit de fond $t\bar{t}$ +jets et le signal $t\bar{t}t\bar{t}$.

La figure 3.44b montre comment la sensibilité de l'analyse change en fonction de la valeur de $|\eta|$ définissant l'acceptance des jets et leur impulsion transverse. Augmenter le seuil en p_T réduit la différence avec une sélection de jets centraux, mais ne devient jamais plus sensible. Par contre, on constate une pente négative de la sensibilité avec $|\eta|$, indiquant que 2.5 n'est peut-être pas la valeur optimale non plus. Cela s'explique par la centralité des collisions produisant $t\bar{t}t\bar{t}$ qui conduit à des objets principalement localisés dans la partie centrale du détecteur. Ainsi, considérer les jets à l'avant n'apporte pas de pouvoir discriminant, voire plutôt une dégradation. Cet exemple d'exploration montre typiquement un cas où les conclusions sont parfaitement opposées aux arguments qui ont motivé l'étude en premier lieu, et indique même une exploration dans l'autre direction, en l'occurrence ne considérer que les jets encore plus centraux.

3.3.4.3 Composition du bruit de fond instrumental

Les origines du bruit de fond instrumental dans l'état final avec deux leptons de même signe sont multiples. L'avantage d'une méthode basée sur un échantillon de données, comme celle décrite à la section 3.2.2.2, est d'inclure toutes les contributions possibles même celles non anticipées. Cependant, la composition de chaque type de fond instrumental est inaccessible dans les données, ce qui peut également avoir des conséquences pratiques sur la fiabilité des méthodes. Cette section décrit un travail de consolidation sur la nature du fond instrumental dans l'état final SSML basé sur la simulation, effectué dans le cadre de la recherche de $t\bar{t}t\bar{t}$. Trois définitions sont données ci-dessous, permettant de discuter de ces études.

1. **Type de lepton :** cette notion réfère à l'histoire du lepton tel que reconstruit par le détecteur. Par exemple, il peut s'agir d'un lepton directement issu d'une désintégration d'un boson vecteur W ou Z , ou encore d'un jet faussement identifié comme un électron.

2. **Type de bruit de fonds** cette notion réfère à la combinaison des types des deux ou trois leptons reconstruits dans le même événement. Par exemple, un événement avec un lepton de type direct et un lepton de type trident $e^\pm \rightarrow e^\pm e^\pm e^\mp$ avec une charge inversée (cf. section 3.2.2.1) contribuera au bruit de fond de type *QmisID*. Cette catégorisation s’applique donc à un événement et non à un lepton.
3. **Processus** : cette notion réfère au processus physique se produisant dans la collision dure comme par exemple $pp \rightarrow tZ$ pour $pp \rightarrow Z+\text{jets}$.

Le but de l’étude décrite ici est, dans un premier temps, de déterminer quels sont les types de leptons pertinents pour l’analyse des collisions $\ell^\pm \ell^\pm$, et comment les identifier grâce à l’information disponible dans la simulation. Dans un second temps, il s’agit de mettre en évidence les quelques combinaisons de types de leptons qui dominent le bruit de fond total et définir ainsi les types de bruit de fond à considérer. Enfin, l’idée est dévaluer la contribution de chacun des processus physiques à chaque type de bruit de fond *et inversement*.

Le tableau 3.5 liste les types de leptons qui sont importants pour l’analyse étudiée, ainsi que le type de bruit de fond instrumental qu’ils engendrent. Les électrons et muons ne sont pas sujets aux mêmes phénomènes et certains types ne concernent donc que les électrons. À noter que l’identification de ces types à partir de l’information disponible dans la simulation n’est pas abordée ici. Deux remarques sont faites ci-dessous, dont l’une résonne avec la discussion de la section 3.2.2.2 sur l’ambiguïté entre le fond de mauvaise identification de la charge et le fond provenant de leptons secondaires.

Table 3.5: Liste des types de leptons pertinents pour cette analyse pour chaque saveur leptonique, où `flipQ` et `sameQ` signifient avec et sans charge électrique inversée, et HF signifie *Heavy Flavour*. Tous les leptons ne rentrant dans aucune de ces catégories sont qualifiés d’*autre*.

Type de lepton	Code	Type de fond	Électron	Muon
direct, charge non inversée	<code>prompt_sameQ</code>	Physique	✓	✓
direct, charge inversée	<code>prompt_flipQ</code>	QmisID	✓	-
Trident, charge non inversée	<code>trident_sameQ</code>	Physique	✓	-
Trident, charge inversée	<code>trident_flipQ</code>	QmisID	✓	-
Conversion de γ	<code>materialConv</code>	Conversion	✓	-
Désintégration de γ^*	<code>gamstarConv</code>	Fond γ^*	✓	✓
Désintégration de hadrons charmés	HFc	Lepton secondaire	✓	✓
Désintégration de hadrons beaux	HFb	Lepton secondaire	✓	✓
Jets de quarks/gluons	<code>fake</code>	Faux lepton	✓	-

Commentaire 1. Les électrons tridents peuvent avoir une charge inversée (`trident_flipQ`) ou non (`trident_sameQ`). Les candidats du type `trident_sameQ` sont classés comme étant primaires dans la plupart des analyses²⁹ mais sont considérés à part ici en raison de leur cinématique potentiellement différente. En effet, selon l’énergie emportée par le photon, l’électron reconstruit peut avoir une impulsion très différente de l’électron produit initialement et avoir une activité significative dans son voisinage, c’est-à-dire peu isolé. Cette signature est très similaire à celle d’un lepton issu d’une désintégration de hadrons lourds. C’est précisément ce point qui, dans le cas `trident_flipQ`, engendre une ambiguïté entre le fond de mauvaise identification de la charge et le fond issu de leptons secondaires.

²⁹ En principe, un électron arrivant dans le détecteur est toujours accompagné de photons de très basse impulsion, y compris sous le seuil de détection (cf. discussion de la section 6.1 de [60]). La distinction entre e et $e + \gamma$ n’est donc pas fondamentale, voire arbitraire.

Commentaire 2. Il existe deux types de conversions de photons : la conversion d'un photon produit lors de la collision dure qui se propage jusqu'au détecteur (appelée conversion matérielle) et la désintégration d'un photon virtuel γ^* émis en une paire de leptons. Ce deuxième type de "conversion" est en fait une amplitude de transition qui s'ajoute au processus initial et n'est en rien relié à des effets de détecteur. Par contre, cette contribution peut apparaître pour différents processus physiques sous-jacents et est donc, dans une certaine mesure, indépendante du processus en question. Un autre point notable est que ce fond, appelé bruit de fond γ^* , existe aussi pour les muons. Un exemple est discuté dans le cadre de la production $pp \rightarrow t\bar{t}$, pertinent pour la recherche du processus $pp \rightarrow t\bar{t}H$ dans la référence [101]. En définitive, cette contribution est minoritaire dans l'analyse étudiée ici (cf. figure 3.45).

Une fois que la définition des types de leptons est posée, on peut construire une classification par événement. En principe, toutes les combinaisons de leptons doivent être considérées, conduisant à un grand nombre de catégories. Avec mon étudiant en thèse, Lennart Rustige, nous avons analysé la fraction de chacune de ces catégories sans en négliger aucune, ce qui a permis de montrer que *sept catégories* donnaient une description du bruit de fond instrumental avec un niveau de détail suffisant.

1. **Physique** : tous les leptons sont `prompt_sameQ`
2. **QmisID** : exactement un lepton `flipQ`, l'autre étant `prompt_sameQ`
3. **Conversion** : exactement lepton `materialConv`, tous les autres étant `prompt_sameQ`
4. **Fond γ^*** : exactement un lepton `gamConv`, tous les autres étant `prompt_sameQ`
5. **Lepton secondaire** : exactement un lepton `HFb/HFc`, tous les autres étant `prompt_sameQ`
6. **Faux lepton** : exactement un lepton `fake`, tous les autres étant `prompt_sameQ`
7. **Autre** : aucune des catégories ci-dessus

Ces définitions ne sont pas des fins en soi et permettent simplement d'analyser la composition du bruit de fond instrumental. Cette analyse regroupe deux questions :

1. Quelle est la fraction de chaque type de bruit de fond provenant d'un processus physique donné ?
2. Quelle est la fraction de chaque processus physique contribuant à un type de fond donné ?

Ces deux questions peuvent être formalisées en définissant des matrices, appelées *matrices de composition*, reliant chaque type de bruit de fond à chaque processus. En effet, chaque processus physique peut être pensé comme une somme de chaque type de fond instrumental :

$$\begin{aligned} N_{t\bar{t}} &= a_{t\bar{t}}^{\text{QmisID}} N_{\text{QmisID}} + a_{t\bar{t}}^{\gamma^*} N_{\gamma^*} + a_{t\bar{t}}^{\text{HF}} N_{\text{HF}} + \dots \\ N_{V+\text{jets}} &= a_{V+\text{jets}}^{\text{QmisID}} N_{\text{QmisID}} + a_{V+\text{jets}}^{\gamma^*} N_{\gamma^*} + a_{V+\text{jets}}^{\text{HF}} N_{\text{HF}} + \dots \\ &\dots \end{aligned}$$

où la somme des coefficients est normalisée à l'unité pour chaque équation. Cela signifie par exemple que $a_{t\bar{t}}^{\text{QmisID}}$ est la fraction du fond QmisID provenant de la production $t\bar{t}$. Par ailleurs, on peut également penser chaque type de bruit de fond instrumental comme une somme de processus physiques :

$$\begin{aligned} N_{\text{QmisID}} &= b_{\text{QmisID}}^{t\bar{t}} N_{t\bar{t}} + b_{\gamma^*}^{V+\text{jets}} N_{V+\text{jets}} + \dots \\ N_{\gamma^*} &= b_{\gamma^*}^{t\bar{t}} N_{t\bar{t}} + b_{\gamma^*}^{V+\text{jets}} N_{V+\text{jets}} + \dots \\ N_{\text{HF}} &= b_{\text{HF}}^{t\bar{t}} N_{t\bar{t}} + b_{\text{HF}}^{V+\text{jets}} N_{V+\text{jets}} + \dots \\ &\dots \end{aligned}$$

où la somme des coefficients est normalisée à l'unité pour chaque équation. Cela signifie par exemple que $b_{\text{QmisID}}^{t\bar{t}}$ est la fraction des événements issus de $pp \rightarrow t\bar{t}$ contribuant au bruit de fond instrumental QmisID total. Ces matrices de fraction $A \equiv (a_{\text{proc}}^{\text{type}})$ et $B \equiv (b_{\text{type}}^{\text{proc}})$ répondent de manière quantitative aux deux questions posées. Une troisième matrice est utile pour quantifier chacune de ces contributions par rapport au bruit de fond total : $C \equiv (c_{\text{proc}}^{\text{type}})$, avec $\sum_{\text{proc,type}} c_{\text{proc}}^{\text{type}} = 1$, c'est-à-dire que les fractions sont maintenant calculées par rapport au bruit de fond total.

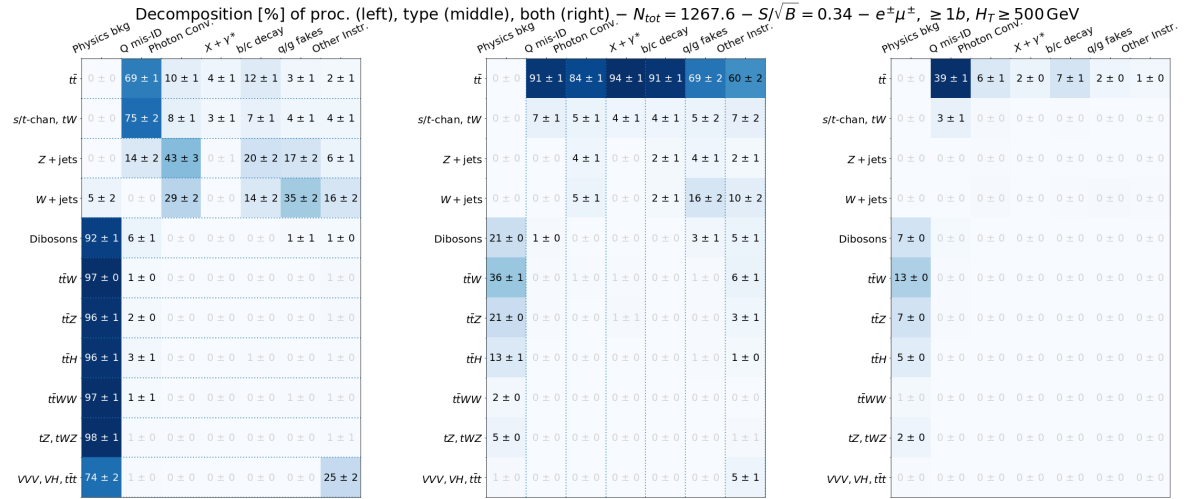


Figure 3.45: Matrices de composition A (à gauche), B (au milieu) et C (à droite) définies dans le texte pour les événements $e^{\pm}\mu^{\pm}$ vérifiant $N_{b\text{-jets}} \geq 1$ et $H_T \geq 0.5 \text{ TeV}$.

La figure 3.45 donne un exemple de ces matrices de composition pour le canal $e^{\pm}\mu^{\pm}$ qui permet d'extraire plusieurs informations intéressantes, discutées ci-dessous matrice par matrice.

Matrice A. Les bruits de fond considérés comme physiques, c'est à dire avec une paire de leptons de même charge réellement produite, le sont à une bonne approximation près. Les deux exceptions notables sont la production de paires de bosons vecteurs qui conduisent à du fond instrumental de QmisID dans 6% des cas, ainsi que les bruits minoritaires $pp \rightarrow VVV$, $pp \rightarrow VH$ et $pp \rightarrow t\bar{t}t$ qui ont 25% d'événements non classés. Un autre point intéressant concerne les processus physiques produisant un ou plusieurs quarks top, qui conduisent tous majoritairement à un fond instrumental de type QmisID, à comparer à W/Z +jets qui a une composition plus complexe (conversion, désintégration de hadrons beaux/charmés et faux leptons).

Matrice B. Deux informations sont importantes. La première est la lecture directe de la composition du bruit de fond physique (1^{ère} colonne), dominée par la production de $t\bar{t}W$. La deuxième est la contribution écrasante de la production $t\bar{t}$ pour l'ensemble des fond instrumentaux, s'expliquant par la sélection $N_{b\text{-jets}} \geq 1$. La variation de ces matrices avec les sélections cinématiques fournit d'ailleurs un outil d'investigation puissant pour mieux comprendre la nature des fonds.

Matrice C. Le point clé de cette dernière matrice est de tirer des conclusions relatives à l'ensemble du bruit de fond. Dans la sélection discutée ici, on voit que les processus VV et $t\bar{t}X$ contribuent principalement au bruit de fond physique et que le bruit de fond instrumental est entièrement dominé par la production de $t\bar{t}$, qui passe les sélections à cause d'une charge mal identifiée. On voit églament

que la fraction de bruit de fond physique et de fond instrumental est d'environ 45 – 55% pour la sélection étudiée.

Cette étude complémentaire sur la nature des bruits de fond instrumentaux dans le canal SSML offre, en définitive, une vue bien plus détaillée que l'approche utilisée pour l'analyse de la section 3.2. Les matrices de composition introduite dans cette section, représente un outil intéressant pour analyser un lot de données que l'on peut organiser selon deux critères différents (ici, processus physique et type de bruit de fond), aussi simple soit-il sur le plan conceptuel.

3.4 Conclusion

Après des travaux de recherche dédiés à mieux comprendre le secteur de la brisure de symétrie électro-faible, j'ai donc cherché à mettre en évidence des phénomènes nouveaux dans l'état final avec deux leptons de même charge et des jets provenant de quarks b . Plusieurs scénarios théoriques structurent ces recherches, mais aucune manifestation d'une physique au-delà du Modèle Standard n'est en réalité attendue aux échelles d'énergie sondées par le LHC, comme c'était le cas avant la découverte du boson de Higgs. Cependant, l'analyse des toutes premières collisions à 13 TeV produites par le LHC représentait une opportunité unique d'explorer une des échelles d'énergie encore inconnue. Les recherches décrites dans ce manuscrit, comme les autres, se concluent toutes par un accord entre les prédictions du Modèle Standard et les observations.

Selon moi, les recherches directes de nouvelles particules ne semblent plus être la voie la plus prometteuse, à moins d'une nouvelle augmentation de l'énergie des collisions. Une approche complémentaire est de rechercher des déviations du MS dans des propriétés plus fines de processus standards. Les statistiques accumulées, lors du Run 3 et ensuite de la phase de haute luminosité du LHC, permettront d'améliorer la précision de ce genre de mesures et de pouvoir éventuellement déceler une déviation par rapport aux prédictions. La sensibilité des recherches directes n'est pas autant améliorée par ces grandes statistiques, ce qui rend ce genre d'approche moins pertinente selon moi (en particulier quand rien n'indique *où* chercher).

Ce tournant dans les activités de la communauté se reflète déjà dans ce chapitre avec la première tentative de mesurer un processus rare du MS, la production de $t\bar{t}\bar{t}$. À moins d'une découverte inattendue, je pense qu'il faut continuer cette démarche de *mieux mesurer*, que je poursuivrai en travaillant sur l'analyse des corrélations angulaires observées dans la production $pp \rightarrow t\bar{t}$. Cette mesure permettra de contraindre plus finement de faibles déviations du MS dans le secteur du quark top, interprétables dans un cadre théorique général et (relativement) agnostique : les *théories des champs effectives*.

Chapitre 4

Calorimétrie à tuiles scintillantes

Sommaire

4.1 Le calorimètre à tuiles de l'expérience ATLAS	130
4.1.1 Principe de fonctionnement	131
4.1.2 Structure du calorimètre	132
4.1.3 Phase de haute luminosité du LHC	134
4.1.4 Projets menés au laboratoire	135
4.1.5 Éléments sur la reconstruction de l'énergie	138
4.2 Électronique de lecture embarquée	141
4.2.1 Rôles et structure de l'électronique embarquée	141
4.2.2 Les trois options proposées	142
4.2.3 FATALIC, un système de lecture tout-en-un	143
4.2.4 Performances du circuit	148
4.3 FATALIC, une perspective historique	152
4.3.1 Revue chronologique du projet	153
4.3.2 Recherche et développements : morceaux choisis	155
4.3.3 Quelques enseignements à tirer	168
4.4 Conclusion	169

Toutes les mesures effectuées sur collisionneur reposent sur notre capacité à détecter les particules sortantes de chaque collision. La détection de particules est un domaine très vaste et en perpétuelle évolution, dont on peut dégager deux grands axes : la trajectographie, mesurant les points de passage de la particule chargée en la perturbant le moins possible ; et la calorimétrie, mesurant l'énergie totale de la particule en la dissipant entièrement dans la matière¹. Il existe toute une variété de techniques permettant de mettre en œuvre ces principes de base. Ce chapitre porte sur le calorimètre à tuiles scintillantes de l'expérience ATLAS (TileCal pour *Tile Calorimeter*), et plus particulièrement son amélioration en vue de la phase de haute luminosité du LHC (HL-LHC pour *High Luminosity LHC*). Ce calorimètre à échantillonnage, appelé aussi calorimètre hadronique, participe à la mesure des dépôts d'énergie des hadrons dans la partie centrale du détecteur ATLAS et intervient donc principalement

1. Ce principe de fonctionnement explique l'origine du nom *calorimètre*, emprunté à la thermodynamique, faisant référence à un transfert de chaleur qui est la forme d'énergie la plus "dissipée".

dans la reconstruction des jets. Plusieurs éléments doivent être remplacés pour le HL-LHC, dont le plus important est l'électronique de lecture embarquée.

J'ai rejoint ce projet à mon arrivée au Laboratoire de Physique de Clermont en Octobre 2014. Le groupe ATLAS du LPC a une grande expertise sur ce sous-détecteur puisqu'il a participé à son élaboration et son assemblage et travaille toujours sur son fonctionnement et son étalonnage. Ma contribution principale se concentre sur le développement d'un circuit intégré (ASIC pour *Application Specific Integrated Circuit*) pour l'électronique de lecture embarquée, appelé FATALIC pour *Front-end ATLAS tile Integrated Circuit*. Cet ASIC était en concurrence avec deux autres options développées par des collègues de Chicago et de Argonne aux États-Unis, et n'a pas été retenu pour des raisons discutées à la section 4.2. Bien que ce soit ma première expérience en développement de détecteur, j'ai été amené à coordonner ce projet à l'échelle du laboratoire ($\sim 4 - 8$ personnes) de 2015 à 2018, ce qui fut une expérience extrêmement enrichissante (et fortifiante) à bien des égards. J'ai d'ailleurs participé à mes premiers tests en faisceaux dans le cadre de ces développements. La production scientifique associée à cette activité sous ma coordination regroupe quatre notes internes (avec comité de revue), quatre interventions en conférences internationales [102–105] et une publication finale [106], sans oublier l'IDR et le TDR² de ce sous-détecteur [107]. En plus des ingénieurs, techniciens et physiciens du laboratoire, cette activité a mobilisé deux doctorants, William Barbe et Emery Nibigira, ainsi que deux post-doctorants, Sergey Senkin et Stylianos Angelidakis.

Ce chapitre commence par quelques généralités sur le calorimètre hadronique et décrit les enjeux de la phase de haute luminosité du LHC pour ce sous-détecteur (section 4.1). Cette première section inclut également une description des projets menés au laboratoire, relatifs à l'amélioration du calorimètre à tuiles pour le HL-LHC. Ensuite, la section 4.2 donne une vue d'ensemble du système de lecture embarqué et présente le projet FATALIC, incluant ses performances et la comparaison avec les autres options concurrentes. Enfin, une discussion plus détaillée sur le développement de cet ASIC fait l'objet de la section 4.3. Un des objectifs de cette dernière section est de mettre en avant les réelles difficultés rencontrées lors du projet, qui étaient souvent matérielles ou organisationnelles. C'est pourquoi le style adopté dans cette dernière section relève parfois plus du récit historique que d'une description scientifique.

4.1 Le calorimètre à tuiles de l'expérience ATLAS

Le calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS [108, 109] est situé dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| \leq 1.7$) à une distance d'environ 2.3 m du point d'interaction, juste après le calorimètre électromagnétique. L'ensemble de ces deux sous-détecteurs constitue le système calorimétrique de l'expérience ATLAS pour la partie centrale, la partie bouchon ($1.5 \leq |\eta| \leq 4.9$) étant constituée de calorimètres à argon liquide (électromagnétique, hadronique et avant). Le calorimètre à tuiles a pour but de mesurer les dépôts d'énergie des hadrons produits dans les collisions qui ne sont pas entièrement contenus dans le calorimètre électromagnétique. La longueur qui caractérise la probabilité d'interaction d'un hadron est appelée longueur d'interaction λ et dépend de la constitution du matériau traversé. Cette longueur est de 21 cm pour ce détecteur. La profondeur de 1.6 m du calorimètre à tuiles (à incidence normale) correspond alors à 9.7λ en prenant en compte la matière présente en amont, ce qui conduit à un bon pouvoir d'arrêt puisqu'il y a une chance sur 60 millions qu'un hadron traverse le calorimètre sans interagir. Le calorimètre hadronique participe à la mesure

2. Ces deux rapports *Initial Design Report* et le *Technical Design Report* correspondent à des phases d'évaluation successives du projet par la collaboration.

de l'énergie des jets à hauteur d'environ 30% au maximum ainsi qu'à la reconstruction de l'énergie transverse manquante.

La section 4.1.1 décrit le principe de la chaîne de détection et la section 4.1.2 donne quelques éléments sur la structure de ce détecteur. La section 4.1.3 aborde brièvement les motivations du HL-LHC et les répercussions sur la conception des détecteurs, en particulier du calorimètre à tuiles. Les projets menés au LPC donnent le contexte des travaux décrits dans ce chapitre et sont rapidement présentés à la section 4.1.4. Enfin, la section 4.1.5 donne quelques éléments sur la reconstruction de l'énergie au niveau de la cellule à partir des signaux électriques. En effet, cette étape cruciale de la chaîne de mesure est fortement liée au développement du système de lecture, qui est au cœur de ce chapitre.

4.1.1 Principe de fonctionnement

Ce sous-détecteur fonctionne sur le principe de calorimétrie à échantillonnage, avec des plaques constituées d'un alliage fer-carbone jouant le rôle du milieu absorbant et des tuiles scintillantes pour le milieu actif. La fraction d'énergie réellement mesurée grâce à la partie active représente 2.7% de l'énergie incidente. La lumière produite par les tuiles est alors acheminée par un réseau de fibres optiques jusqu'à des tubes photo-multiplicateurs (PM pour *Photo-Multiplier* et PMT pour *Photo-Multiplier Tube*) qui permettent de convertir le signal lumineux en un signal électrique, qui est ensuite traité par un système de lecture électronique embarquée. La figure 4.1 propose une vision simplifiée de la chaîne de détection du calorimètre à tuiles. Plusieurs PMTs sont regroupés dans une structure mécanique, appelée *tiroir*, qui accueille l'ensemble de l'électronique de lecture.

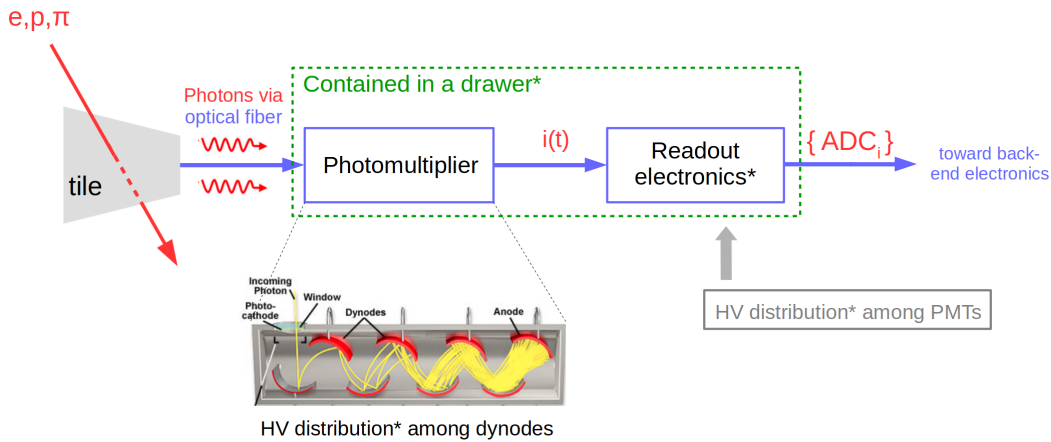


Figure 4.1: Principe de la chaîne de détection mise en œuvre dans le calorimètre à tuiles. La lumière produite par les particules de la gerbe hadronique est acheminée aux PMTs qui fournissent alors une impulsion de courant électrique (notée $i(t)$), traitée par l'électronique de lecture pour envoyer un signal numérique (noté $\{ADC_i\}$) à l'étape suivante de l'acquisition, l'électronique déportée. Le tiroir, signalé en vert, contient en réalité plusieurs PMTs non présents sur la figure par soucis de clarté. Les éléments marqués d'un astérisque correspondent à des projets menés au LPC (cf. section 4.1.4).

Afin de pouvoir fonctionner, cette chaîne d'acquisition nécessite plusieurs éléments dont certains vont être changés pour le HL-LHC. Les photo-multiplicateurs nécessitent une répartition de haute tension bien précise entre les différentes dynodes (cf. section 6.2.4 de [108]) afin d'avoir une amplification optimale du premier électron émis par la photo-cathode. Cette répartition est effectuée à partir d'une haute tension unique par un système appelé *pont diviseur* présent dans chaque PMT, qui a été initialement élaboré au laboratoire et qui est sujet à des améliorations proposées par le LPC. Par ailleurs,

la haute tension unique arrivant sur chaque pont diviseur est issue d'un système de distribution alimentant un tiroir entier et régulant la haute tension pour chacun des PMTs du tiroir. Ce système de distribution sur les PMTs (schématisé en gris sur la figure 4.1), initialement désigné par le LPC, est également amélioré par le laboratoire pour le HL-LHC. Par ailleurs, la structure mécanique contenant l'ensemble des PMTs et leur électronique est revue pour la rendre plus maniable lors de l'assemblage et la maintenance du détecteur. Enfin, le système électronique de lecture embarquée est entièrement revu avec trois options concurrentes incluant FATALIC. Tous les points mentionnés dans ce paragraphe seront abordés à la section 4.1.4, excepté l'électronique de lecture qui fera l'objet de la section 4.2.

4.1.2 Structure du calorimètre

Le calorimètre hadronique est organisé en quatre cylindres, appelés partitions, couvrant chacune des régions en η différentes. La région $|\eta| \leq 1.0$ est couverte par deux de ces partitions représentant une longueur totale de 5.6 m (LB pour *Long Barrel*), alors que les régions $0.8 \leq |\eta| \leq 1.7$ sont couvertes par les deux autres partitions de 2.9 m chacune (EB pour *Extended Barrel*), soit une par côté. Chaque cylindre est divisé suivant ϕ en 64 *modules* conduisant à une granularité $\Delta\phi = 2\pi/64$ soit 0.1. La figure 4.3 illustre cette structure avec un schéma montrant le calorimètre à tuiles dans le système calorimétrique complet d'ATLAS, ainsi que plusieurs photographies permettant de se représenter la géométrie du détecteur.

La partie striillée du module de la figure 4.3c correspond à l'alternance d'alliage absorbant et d'emplacements dans lesquels se glissent les tuiles scintillantes, comme indiqué sur la figure 4.3d. Chaque module possède en moyenne 1800 tuiles environ. On note que les tuiles sont donc orthogonales au faisceau. Cette géométrie d'échantillonnage inhabituelle permet de maximiser la surface active des tuiles en collectant la lumière uniquement par la tranche, par l'intermédiaire de deux fibres optiques collées de chaque côté.

La lumière de chacune des tuiles n'est pas lue individuellement mais des regroupements de plusieurs tuiles sont effectués pour définir les *cellules* du calorimètre. La structure de ces regroupements suit une géométrie projective en η , et définit trois couches dans la direction radiale, notée *A*, *BC* et *D*, comme indiqué sur la figure 4.2. Les fibres d'une cellule donnée sont alors regroupées en torons qui sont ensuite placés devant un photo-multiplicateur. Puisque chaque tuile possède deux fibres optiques, il y a deux torons et - par conséquent deux photo-multiplicateurs - par cellule.

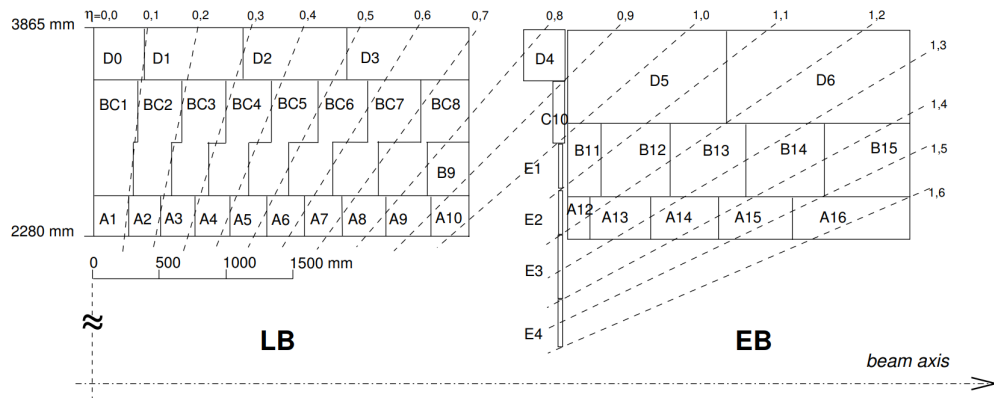
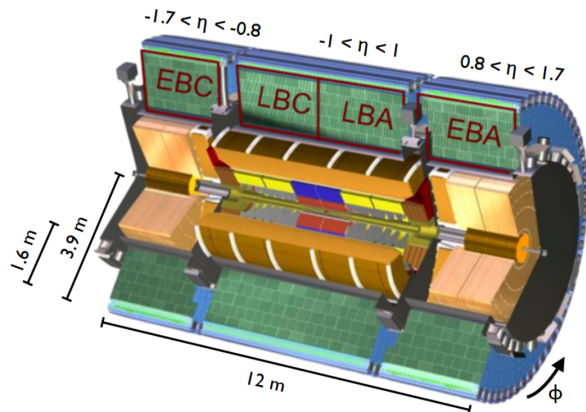


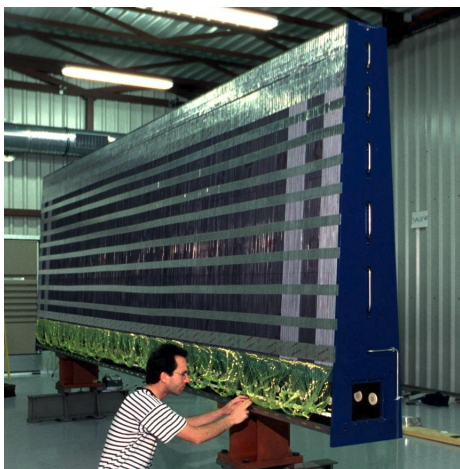
Figure 4.2: Répartition des cellules d'un module pour $\eta > 0$. Le nom des cellules se retrouve sur le module montré sur la figure 4.3d.



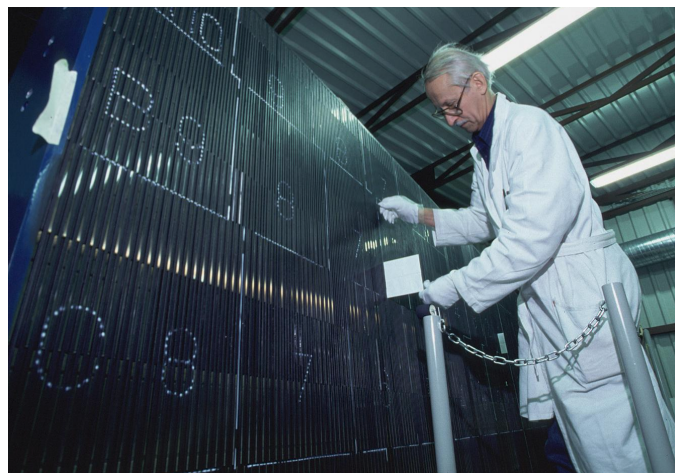
(a) Le calorimètre à tuiles dans ATLAS



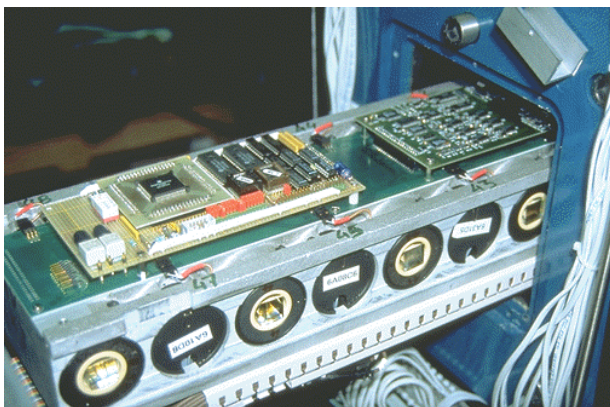
(b) Vue de quelques modules de l'EB



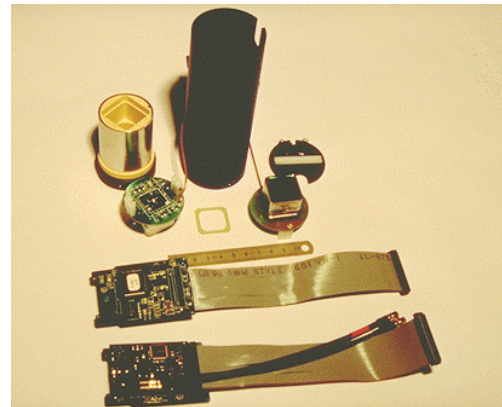
(c) Vue d'un seul module et ses fibres optiques qui descendent vers la poutre qui accueille le tiroir.



(d) Insertion des tuiles scintillantes et définition des cellules.



(e) Vue du tiroir contenant les PMTs (tubes noirs encastrés) et l'électronique de lecture associée.



(f) Contenu d'un PMT avec le photomultiplicateur (cube), le pont diviseur (circuit circulaire) et l'électronique de lecture (carte rectangulaire).

Figure 4.3: Le calorimètre à tuiles, de son emplacement dans le système calorimétrique d'ATLAS jusqu'à sa structure en module en passant par son électronique de lecture.

4.1.3 Phase de haute luminosité du LHC

Le but du HL-LHC est de fournir un lot de données sans précédent allant de 3000 à 4000 fb⁻¹. Un rapport de plus de 1300 pages, datant de février 2019, résume l'ensemble des opportunités offertes par cette statistique dans cinq domaines [110] : la physique du MS (interaction forte, électro-faible et secteur du quark top), le secteur du Higgs, les recherches de phénomènes au-delà du MS, le secteur des saveurs lourdes, et enfin le comportement de l'interaction forte en milieu dense.

Le prix à payer pour collecter cette grande quantité de données sur quelques années de fonctionnement est une luminosité instantanée maximale de $\mathcal{L}_{\text{inst.}} = 75 \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1}$, qui est sept fois plus grande que la valeur prévue pour le LHC³. La conséquence directe est un taux de collisions parasites (*pile-up*) bien plus important que celui observé dans les conditions de prise de données actuelles. En effet, plusieurs collisions *pp* se produisent lors d'un croisement de deux paquets de protons. Parmi elles, une seule collision met en jeu une énergie suffisante pour être intéressante à étudier (collision dite *dure*). La plupart de ces collisions *pp* sont donc de faible énergie (collisions dites *molles*) et conduisent à des dépôts d'énergie dans le détecteur qui ont pour effet de polluer la mesure de la collision d'intérêt.

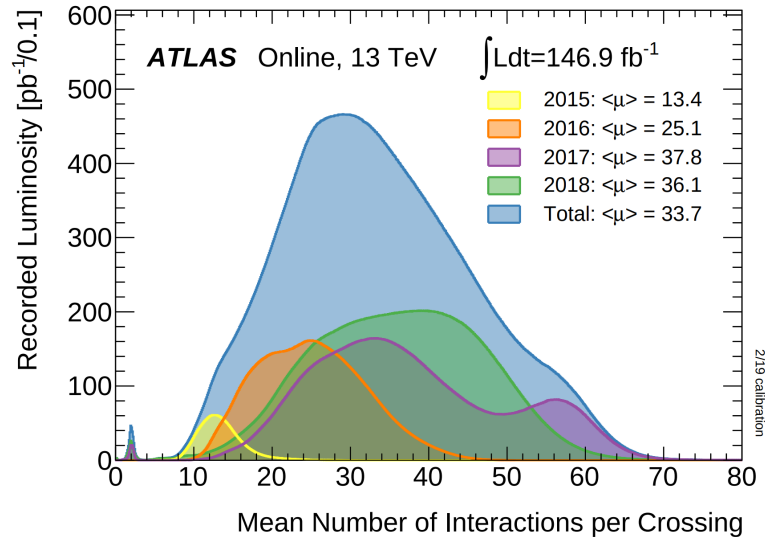


Figure 4.4: Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets, pour chaque année de prise de données entre 2015 et 2018. Les données correspondantes à $\mu \approx 2$ représentent des phases d'acquisition dédiées à la mesure de précision de la masse du boson *W* [111].

La distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets, noté μ , est donnée sur la figure 4.4 pour les données enregistrées de 2015 à 2018, montrant une valeur maximale de $\mu \approx 70$. Le nombre d'interactions par croisement de paquets est estimée à $\mu \approx 200$ pour les luminosités instantanées maximales du HL-LHC.

Pour une collision dure donnée, ces dépôts parasites peuvent provenir du même croisement de paquet, ou de croisements de paquets adjacents. Dans ce dernier cas, c'est la forme des impulsions électriques qui est affectée par ces croisements de paquets différents, puisque la durée du signal électrique est plus grande que le temps entre deux croisements de paquets⁴. Ce dernier point représente un défi

3. L'unité $1 \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1} = 10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ est utilisée ici car elle me semble bien plus parlante que celle habituellement utilisée. La production de paires *t* \bar{t} ayant une section efficace de 830 pb à 13 TeV, la luminosité instantanée maximale du HL-LHC implique la production de 63 paires *t* \bar{t} chaque seconde.

4. En effet, l'échantillonnage des impulsions est synchronisé avec l'horloge du LHC, soit toutes les 25 ns, ce qui implique que l'impulsion *doit* s'étendre sur quelques croisements de paquets.

important pour conserver une calorimétrie de précision dans l'environnement extrême du HL-LHC, comme brièvement discuté à la section 4.1.5.

L'ensemble du détecteur ATLAS ainsi que la stratégie d'acquisition de données doivent être améliorés afin de pouvoir maintenir de hautes performances dans les conditions du HL-LHC et ainsi mettre en œuvre le programme de physique envisagé [112]. Dans ce contexte, plusieurs éléments du calorimètre hadronique vont être améliorés, dont le plus important est l'électronique de lecture. La structure mécanique qui accueille les PMTs et leur électronique est également revue, ainsi que les systèmes de distribution de haute et basse tensions. Enfin, certains PMTs seront remplacés en raison du vieillissement occasionné par les années de prises de données déjà effectuées. Les raisons qui motivent l'ensemble de ces changements sont de plusieurs natures. D'abord, ce détecteur a été élaboré il y a 25 ans avec la technologie disponible à l'époque. Ensuite, il a été conçu pour fonctionner sur une période de 10 ans, soit jusqu'en 2020 environ. Enfin, l'expérience acquise lors du fonctionnement et de la maintenance du calorimètre permet d'optimiser ses éléments pour en améliorer la fiabilité. Le LPC est impliqué dans plusieurs de ces améliorations, comme discuté à la prochaine section.

4.1.4 Projets menés au laboratoire

Le groupe ATLAS du laboratoire a participé à quatre projets différents : les mini-tiroirs, les ponts diviseurs de tension, le système de distribution des hautes tensions, et l'électronique de lecture. Les trois premiers sont rapidement décrits ici car cela permet de re-situer mon activité dans une dynamique de groupe et un projet plus général. L'une de mes toutes premières contributions a été d'effectuer des mesures de bruit sur un module test au CERN, afin de tester la fiabilité du système de haute tension proposé par le laboratoire. Le quatrième projet mérite une discussion plus détaillée et fait l'objet de la section 4.2.

4.1.4.1 Concept de mini-tiroir

Les tiroirs actuels contiennent 24 PMTs et mesurent 1.4 m pour un poids de 50 kg. L'expérience a montré que la manipulation de ces structures était difficile à la fois pour l'assemblage et pour la maintenance. Le LPC a proposé le concept de mini-tiroirs, entité deux fois plus petite comme illustré sur la figure 4.5. Cette proposition améliore en outre la fiabilité du détecteur puisque la plupart des alimentations sont définies par tiroir ; ainsi si un problème observé persiste, il est possible de désactiver seulement 12 PMTs au lieu des 24. Le concept de mini-tiroirs a été accepté par la collaboration du TileCal et a été utilisé durant les tests en faisceaux.

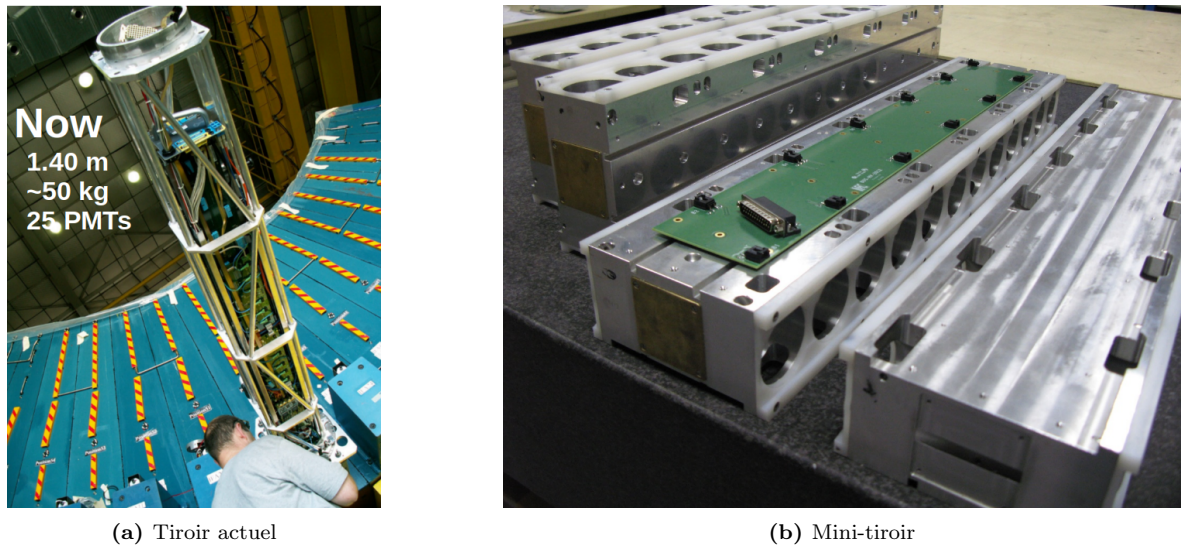


Figure 4.5: Structures mécaniques portant les PMTs et leur électronique pour le détecteur actuel (à gauche) et sa version améliorée pour la phase du HL-LHC (à droite).

4.1.4.2 Ponts diviseurs de tension actifs

La stabilité des tensions aux bornes de chaque dynode du photo-multiplicateur est particulièrement importante car ces tensions déterminent le gain du PM. Pour un nombre important de collisions parasites, les PMs voient de la lumière en continu et délivrent donc un courant continu auquel est associée une chute de tension aux bornes des dynodes. En d'autres termes, les conditions de prise de données peuvent altérer le gain des PMTs, se traduisant par une non-linéarité de la réponse qui peut alors dégrader la résolution du calorimètre⁵. Le LPC a proposé une version améliorée des ponts diviseurs, plus stables vis-à-vis d'un courant continu, grâce à l'ajout de composants actifs qui compensent la chute de tension générée (cf. figure 4.6). D'ailleurs, ces ponts diviseurs ont déjà été installés pour le Run 2 du LHC sur les cellules particulièrement exposées aux dépôts d'énergie parasites.

5. La résolution du calorimètre $\sigma(E)/E$ est déterminée par deux contributions : les fluctuations intrinsèques de la gerbe hadronique (évolution en $E^{-1/2}$) et un terme constant relié aux imperfections de l'électronique, dont une non-linéarité mal maîtrisée. Pour le calorimètre à tuiles, le terme constant domine pour $E \geq 300$ GeV.

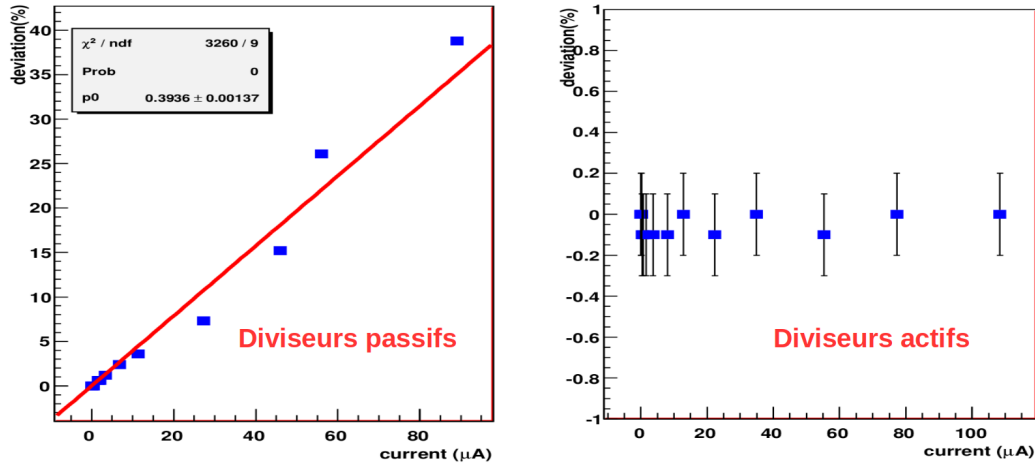


Figure 4.6: Mesure de la chute de tension en fonction d'un courant continu pour les ponts diviseurs actuels (à gauche) et la version améliorées (à droite).

4.1.4.3 Distribution des hautes tensions

Dans le détecteur actuel, la distribution et la régulation des hautes tensions de chaque PMT, qui est de l'ordre de 650 V, se fait par l'intermédiaire d'une carte électronique placée sur le tiroir, et donc embarquée à l'intérieur du détecteur. Ce système a été mis au point au laboratoire et a fait l'objet d'une publication incluant ses performances durant la première phase de fonctionnement du LHC [113]. La nouvelle proposition du LPC pour le HL-LHC consiste à avoir un système de distribution et régulation des hautes tensions *déporté*, permettant ainsi une meilleure fiabilité (accès possible, désactivation de PMT individuel) et aucune contrainte due aux radiations. La haute tension est alors acheminée jusqu'aux PMTs par des câbles d'une longueur d'environ 100 m. J'ai participé aux mesures de stabilité de la haute tension arrivant aux PMs et aux mesures de bruit sur le signal de sortie de l'électronique de lecture des PMs, résultats qui ont été publiés dans [114]. La configuration expérimentale est donnée sur la figure 4.7 et les résultats sont montrés sur la figure 4.7b. La contribution du bruit provenant de la haute tension δ_{HV} est estimée par

$$\delta_{HV} = \sqrt{(\sigma/\mu)_{ON}^2 - (\sigma/\mu)_{OFF}^2} \approx \frac{\sqrt{\sigma_{ON}^2 - \sigma_{OFF}^2}}{\langle \mu \rangle}$$

où μ et σ représentent respectivement la valeur moyenne et l'écart type de la distribution des valeurs à la sortie de l'électronique de lecture (coup ADC), et la mention "ON" et "OFF" fait référence à la mise sous tension ou non. Il a été vérifié que les piédestaux sont peu affectés par la haute tension : $\mu_{ON} \approx \mu_{OFF} \equiv \langle \mu \rangle$. La figure 4.8 montre que la quantité $\langle \mu \rangle \times |\delta_{HV}|$ est la plupart du temps inférieure à un coup ADC, sachant que $\sigma \approx 2.5$ coups ADC. Par ailleurs, le bruit additionnel de la haute tension est très souvent négatif, ce qui n'a aucun sens physique et s'interprète comme l'incertitude associée au banc d'essais utilisé, plus grande que l'effet à mesurer. En conclusion, aucun bruit n'est généré par la longueur des câbles et la haute tension fournie est stable au niveau du pour mille. Cette option satisfait donc le cahier des charges et a été acceptée.

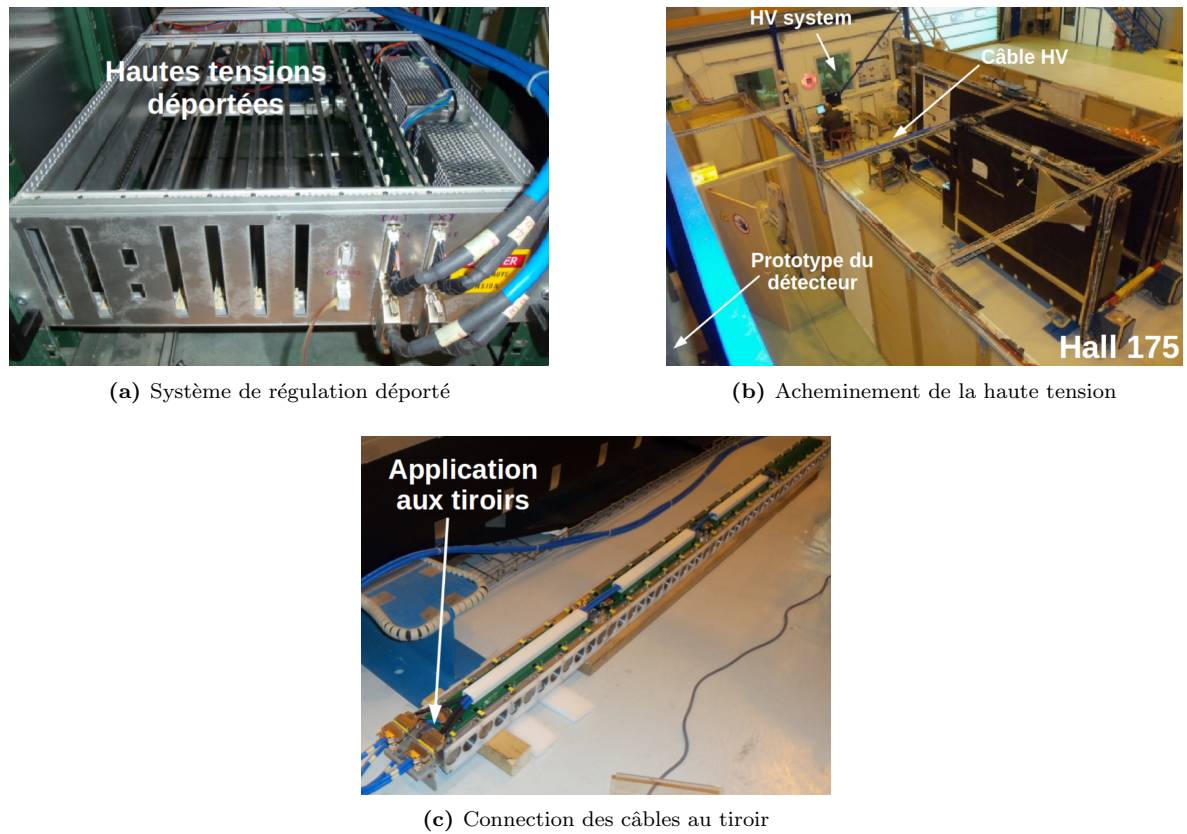


Figure 4.7: Configuration de test pour le système de haute tension déportées sur un module prototype du calorimètre au CERN [114].

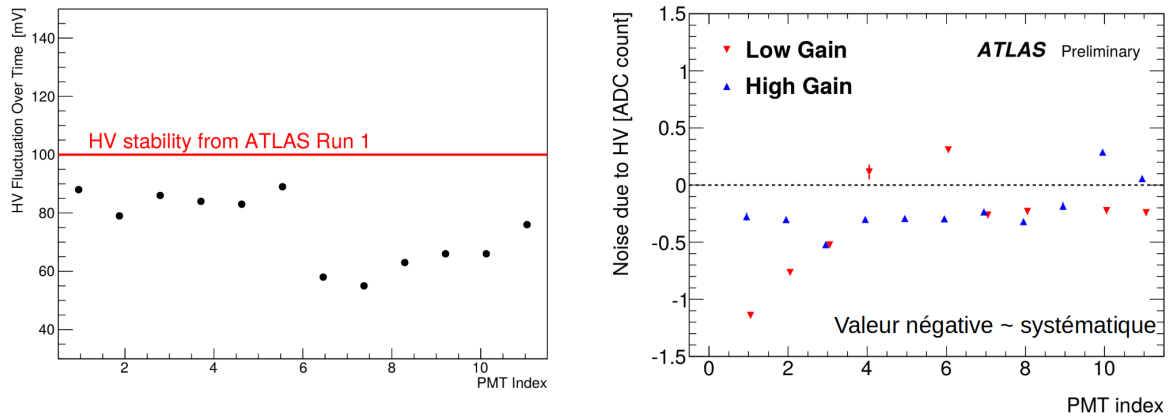


Figure 4.8: Stabilité de la haute tension mesurée sur le tiroir (à gauche) et bruit du signal de sortie de l'électronique de lecture des PMs induit par la haute tension $\langle \mu \rangle \times |\delta_{HV}|$ pour les deux gains de l'électronique de lecture (à droite) [114]. La ligne rouge à gauche indique la stabilité requise pour le Run 1.

4.1.5 Éléments sur la reconstruction de l'énergie

L'électronique de lecture de chaque PMT fournit une impulsion électrique analogique, mise en forme, échantillonnée à 25 ns et numérisée, dont l'amplitude est directement liée à la quantité de lumière

incidente, et donc à l'énergie déposée dans la cellule du calorimètre. Actuellement, sept échantillons sont conservés pour décrire l'impulsion électrique sous-jacente. Plusieurs méthodes permettent de mesurer avec précision l'amplitude de l'impulsion à partir de l'information réduite que représentent les sept échantillons, comme illustré sur la figure 4.9. La plus intuitive est de sommer la valeur des sept échantillons et ainsi de mesurer l'intégrale de l'impulsion de façon approximative. Cependant, cette approche cumule les fluctuations de chaque échantillon dues au bruit de la chaîne de lecture. Une autre stratégie est de considérer uniquement l'échantillon ayant la valeur maximale, qui correspond effectivement à l'amplitude de l'impulsion sous-jacente et ne souffre pas du bruit des autres échantillons. Cependant, cette méthode ne fonctionne que si le temps d'arrivée du signal est parfaitement synchronisé avec l'horloge d'échantillonnage.

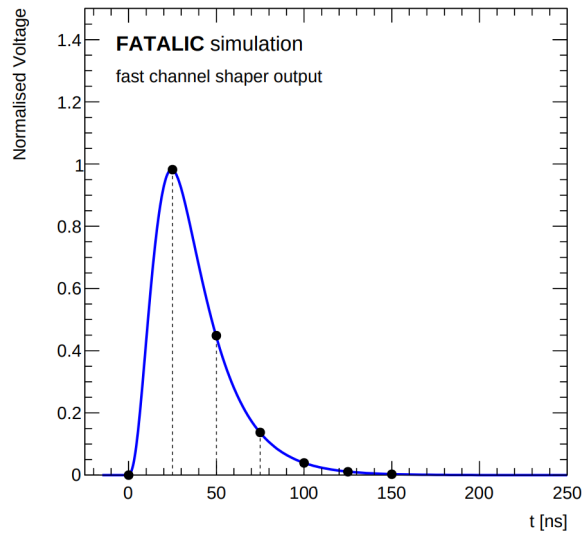


Figure 4.9: Impulsion électrique avant (courbe bleue) et après (points noirs) échantillonnage à 25 ns. L'impulsion correspond ici à la mise en forme effectuée dans l'électronique de lecture FATALIC, présentée à la section 4.2 [106].

La méthode utilisée dans ATLAS est appelée filtrage optimal (OF pour *Optimal Filtering*) [115] et utilise une combinaison linéaire des échantillons. Les coefficients de cette combinaison sont obtenus en minimisant la *variance* de la mesure, connaissant la forme analytique de l'impulsion. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir mesurer simultanément l'amplitude et la phase de l'impulsion par rapport à l'horloge d'échantillonnage. Chaque observable associée à l'impulsion est en effet définie comme une combinaison linéaire des échantillons. En pratique, ces observables peuvent être l'amplitude, la phase et le piédestal de l'impulsion. Ces techniques ont été implémentées pour FATALIC afin de pouvoir comparer ses performances avec les options concurrentes. Ces développements ont abouti grâce à plusieurs études successives faites par Sergey Senkin, William Barbe et Stylianos Angelidakis.

L'un des points qui est au cœur de cette problématique est l'effet d'un dépôt d'énergie provenant d'une collision parasite dans un croisement de paquets de protons différents. Ces dépôts d'énergie ont pour effet de changer la forme de l'impulsion électrique et rendent la reconstruction de l'énergie potentiellement instable. Ce type d'effet peut être différent selon la forme de l'impulsion délivrée par l'électronique. C'est d'ailleurs l'un des critères qui a été étudié pour comparer les trois systèmes électroniques de lecture proposés. Il a donc fallu implémenter le signal délivré par FATALIC (cf. section 4.2) dans la simulation d'ATLAS, ce qui a été effectué par le doctorant Emery Nibigira. Ces travaux, très techniques, ont permis de quantifier l'effet des collisions parasites pour l'électronique de lecture

proposée par le LPC [106].

Indépendamment de l'électronique de lecture utilisée, ces effets peuvent être atténués en utilisant des méthodes de reconstruction alternatives, moins sensibles à une déformation de l'impulsion. L'une d'entre elles porte le nom de filtrage optimal contraint (COF for *Constrained Optimal Filtering*) et consiste à décrire le signal mesuré par une somme de plusieurs impulsions arrivant à des temps différents. L'amplitude de chacune de ces impulsions est alors extraite de l'algorithme, ce qui permet de *mesurer* les dépôts parasites provenant de croisements de paquets différents. La figure 4.10 donne une illustration de cette approche. Un projet en court, mené avec le doctorant Lennart Rustige et des collègues brésiliens, vise à propager les améliorations obtenues à l'échelle de la cellule, jusqu'à la reconstruction des objets physiques utilisés dans les analyses. Ce travail, commencé fin 2017 et financé par le programme CAPES/COFECUB⁶, a débouché sur de premiers résultats qu'il convient maintenant d'approfondir.

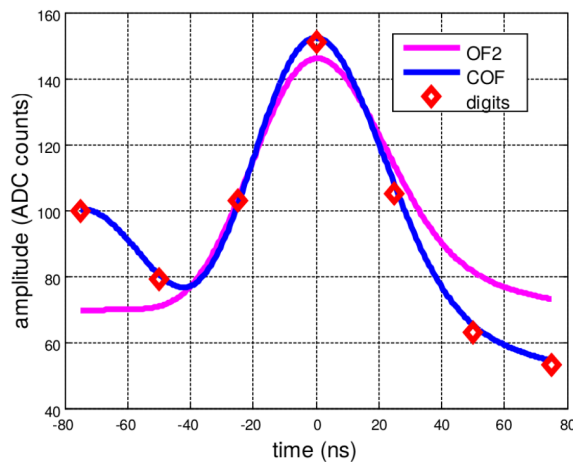


Figure 4.10: Comparaison des impulsions sous-jacentes prédites par deux méthodes (OF2 et COF) pour les mêmes échantillons (rouge). La méthode d'*optimal filtering* conduit à une sorte de moyennage qui décrit mal le signal observé à cause de la déformation présente au début de l'impulsion. Au contraire, la méthode COF suppose que cette déformation provient d'un dépôt parasite d'un croisement de paquets différent et permet de décrire l'ensemble du signal correctement. À noter que l'indice 2 de *OF2* fait référence à une variante de OF implémentée dans la reconstruction d'ATLAS. L'impulsion correspond ici à l'électronique de lecture *3in1*, présentée à la section 4.2.

Cette étude est intéressante car elle traite de la dernière étape de la chaîne de reconstruction. En effet, le projet instrumental décrit dans ce chapitre regroupe au final l'élaboration de l'électronique de lecture, la reconstruction de l'énergie dans chaque cellule, et l'impact de la qualité de cette reconstruction *en présence de collisions parasites* sur les objets finaux. Dans cette reconstruction, le processus de regroupement de cellules en amas (*clusters*) est crucial, puisque ce sont les amas qui sont mis ensemble pour construire les objets physiques. Ce processus, appelé *Topo-clustering* [116], repose sur le bruit de chaque cellule qui doit être faible, mais surtout stable vis-à-vis de collisions parasites. C'est l'une des raisons qui motive cette course aux meilleures résolutions pour l'énergie de la cellule, et ce quel que soit le nombre d'interactions *pp* par croisement de paquets.

6. Le programme CAPES/COFECUB soutient les collaborations franco-brésiliennes et le projet en question, porté par Bertrand Laforge, est axé sur la calorimétrie dans ATLAS incluant les calorimètres électromagnétique *et* hadronique.

4.2 Électronique de lecture embarquée

Cette section introduit tout d'abord le système d'électronique de lecture embarquée du calorimètre à tuiles, avec ses fonctionnalités et sa constitution (section 4.2.1), puis les trois options proposées sont rapidement décrites à la section 4.2.2. Enfin, une description de l'option sur laquelle j'ai travaillé est donnée à la section 4.2.3, sachant que tous les détails sur FATALIC sont disponibles dans la publication [106]. Cette section se termine par une courte discussion sur la sélection de l'option finale.

4.2.1 Rôles et structure de l'électronique embarquée

Donner un cahier des charges complet de l'électronique de lecture sort du cadre de ce manuscrit. On peut cependant résumer le rôle de ce système en trois points principaux.

1. Mesurer le signal délivré par le photo-multiplicateur sur une gamme dynamique de presque cinq ordres de grandeur, typiquement de 25 fC à 1.2 nC, avec une linéarité de 1%. La largeur temporelle des impulsions entrantes est de 25 ns. Ce canal de lecture est appelé *voie rapide*.
2. Mesurer un courant continu sur une échelle de temps de 10 ms avec une précision de l'ordre de 0.5 nA sur une gamme dynamique typique de 1 à 150 nA. Cette nécessité provient du protocole d'étalonnage du calorimètre à tuiles [117]. Ce canal de lecture est appelé *voie lente*.
3. Étalonner ces deux voies de lecture avec une précision et une linéarité compatibles avec leurs caractéristiques.

Le système de lecture électronique embarqué du calorimètre à tuiles se décompose en trois parties : la carte de lecture (*FEB* pour *Front-End Board*), la carte mère (*MB* pour *Mother Board* ou *Main Board*) et la carte fille (*DB* pour *Daughter Board*). La figure 4.11 donne une vue schématique du système et des photographies correspondant aux différents éléments. Chaque photo-multiplicateur est lu par une carte de lecture, directement placée dans le tube, alors que la carte mère accueille 12 PMTs. La carte fille fait ensuite l'interface avec l'électronique de lecture déportée. Les fonctionnalités de la carte de lecture et de la carte mère dépendent de l'architecture du système et donc de l'option proposée, au contraire de la carte fille qui est commune aux trois options.

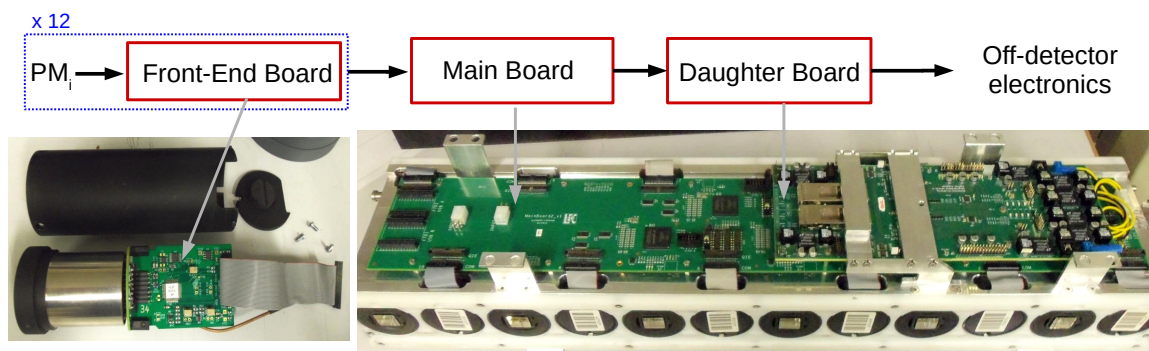
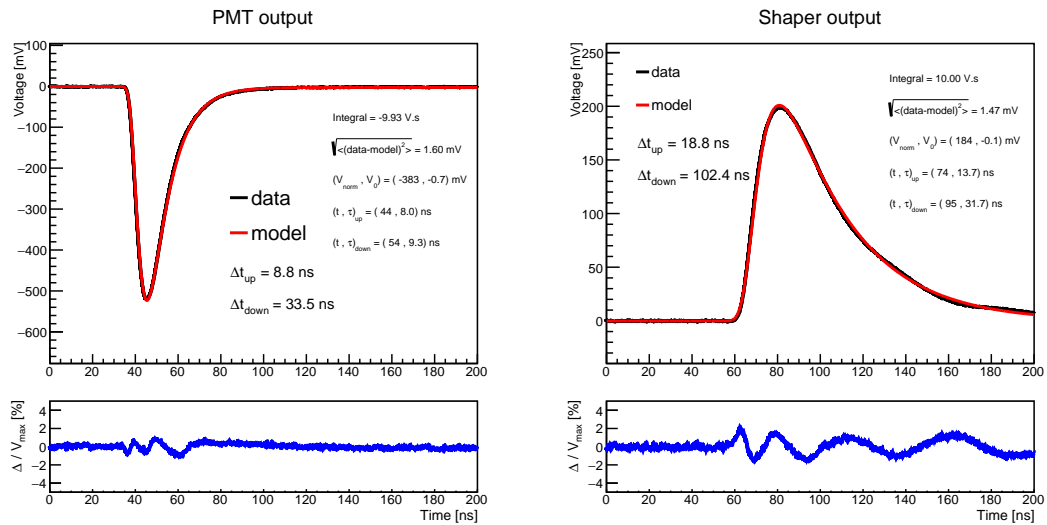
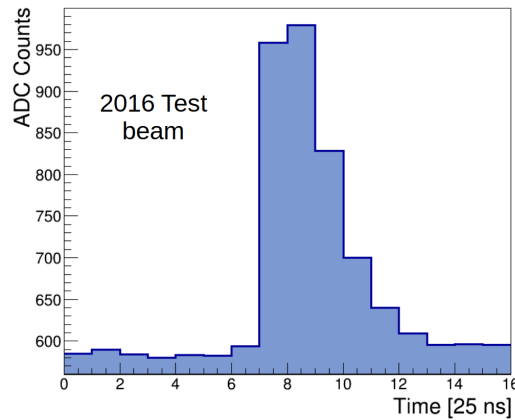


Figure 4.11: Vue schématique du système électronique de lecture du calorimètre à tuiles, avec des photographies correspondant à chacune des cartes.



(a) Signaux analogiques



(b) Signal numérique

Figure 4.12: Impulsion délivrée par le photo-multiplicateur (en haut à gauche), après mise en forme (en haut à droite) et numérisation (en bas) par FATALIC. Les courbes noires correspondent à des mesures faites en test faisceaux et les courbes rouges, à un ajustement par une fonction mathématique empirique. Ces mesure proviennent de tests en faisceaux effectués en 2015 (en haut) et 2016 (en bas).

La mesure du signal délivré par le photo-multiplicateur inclut généralement (mais pas toujours) une amplification et une mise en forme de l'impulsion, suivie d'une numérisation à une fréquence d'échantillonnage fixée par la fréquence des collisions du LHC. Afin de fixer les idées, la figure 4.12 montre la forme des impulsions à la sortie du photo-multiplicateur, après mise en forme et après numérisation pour l'électronique de lecture FATALIC. On note la plus grande largeur de l'impulsion après mis en forme permettant d'échantillonner à 25 ns.

4.2.2 Les trois options proposées

Trois options étaient en concurrence pour devenir la nouvelle électronique de lecture du calorimètre à tuiles : 3in1, QIE et FATALIC. Elles sont rapidement décrites ci-dessous, dans le but de discuter leur comparaison nécessaire à la sélection de l'option finale.

4.2.2.1 L'option 3in1

Ce système est une version améliorée de l'électronique de lecture actuelle [118]. La carte de lecture est constituée d'environ 200 composants discrets achetés dans le commerce, et permet l'amplification ainsi que la mise en forme du signal délivré par le photo-multiplicateur. Le signal de sortie de la carte 3in1 est une impulsion *analogique* directement envoyée sur la carte mère pour y être numérisée. Ce système a l'avantage d'être éprouvé par plusieurs années de prises de données, y compris pour les aspects de reconstruction de l'énergie (et de simulation) abordés à la section 4.1.5. L'inconvénient réside dans la tenue aux radiations qui doit être vérifiée pour l'ensemble des composants discrets. Par ailleurs, la carte mère associée à cette option est relativement complexe puisqu'elle doit effectuer la numérisation des signaux analogiques.

4.2.2.2 L'option QIE

Ce système est l'adaptation d'un ASIC élaboré initialement pour le calorimètre hadronique de CMS. L'originalité de cette architecture est de ne pas effectuer de mise en forme de l'impulsion, mais d'opérer une intégration de la charge qui est ensuite encodée de manière logarithmique, permettant d'avoir naturellement une grande gamme dynamique. La linéarisation de la réponse est faite grâce à un étalonnage à plusieurs paramètres. Le sigle QIE représente *Charge Integrator and Encoder*. L'avantage de ce système est sa faible sensibilité aux collisions parasites. En effet, n'ayant pas de mise en forme d'impulsions, les dépôts d'énergie provenant de croisements de paquets différents affectent très peu la mesure du signal d'intérêt. Un autre avantage est la simplicité de la carte mère qui ne fait que passer les signaux (déjà numérisés) à la carte fille. Son inconvénient est la linéarisation qui nécessite la mesure (et la stabilité) de plusieurs paramètres.

4.2.2.3 L'option FATALIC

Cette architecture a été entièrement élaborée au Laboratoire de Physique de Clermont, et propose une amplification, une mise en forme et une numérisation du signal à l'intérieur de l'ASIC. L'originalité de cette option est d'avoir trois gains avec une sélection dynamique, échantillon par échantillon. Cette option fait l'objet de la section suivante.

4.2.3 FATALIC, un système de lecture tout-en-un

FATALIC est un circuit intégré basé sur la technologie CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor) avec des transistors dont la longueur du canal mesure au minimum 130 nm, proposée par GlobalFoundries (GF). L'intégration d'un système de lecture dans un ASIC a plusieurs vertus génériques. Le traitement du signal étant fait dans l'ASIC, moins de composants discrets sont nécessaires ce qui améliore la fiabilité et facilite la production et la maintenance du système. Les technologies submicronique sont plus facilement tolérantes aux radiations que les composants discrets, de par leur faible volume. Ce dernier point permet également l'intégration de plusieurs voies de lecture dans des espaces contraints, avec une consommation (et donc une dissipation de chaleur) moindre comparée à une électronique discrète. Enfin, le coût de production est généralement avantageux surtout pour un grand nombre d'unités.

4.2.3.1 Stratégie générale de lecture

La difficulté principale est de pouvoir couvrir une grande gamme dynamique, typiquement $Q_{\max} \sim 1200 \text{ pC}$, tout en ayant une bonne précision, typiquement $\delta Q \sim 10 \text{ fC}$. En effet, la numérisation du signal faite par le convertisseur analogique-numérique (ADC pour *Analog to Digital Converter*) implique un certain nombre de bits N_{bits} qui détermine la plus petite charge mesurable : $Q_{\min} = Q_{\max}/(2^{N_{\text{bits}}} - 1)$. Les contraintes numériques sur Q_{\max} et δQ imposent donc d'avoir un ADC de 17 bits au moins. Cependant, les ADCs tolérants aux radiations pouvant fonctionner aux fréquences du LHC avec un niveau de consommation acceptable ont difficilement plus de 12 bits, ce qui conduit à $Q_{\min} \sim 300 \text{ fC}$. Pour contourner ce problème, on peut combiner une numérisation sur 12 bits avec plusieurs gains. Il est alors possible de déterminer la valeur des gains : en fixant $Q_{\min} \sim 10 \text{ fC}$ pour le gain le plus important (noté HG pour *High Gain*), on arrive à une charge maximale de $Q_{\max}^{\text{HG}} \approx Q_{\min} \times 2^{N_{\text{bits}}} \approx 40 \text{ pC}$, ce qui implique un gain de 30 par rapport aux 1200 pC visés initialement. En pratique, le bruit mesuré est de l'ordre de quelques coups ADC, soit quelques Q_{\min} ⁷. Afin de garantir une mesure la plus précise possible, trois gains sont envisagés dans les rapports 64/8/1 :

- le gain haut (HG) : $Q_{\min} = 4.5 \text{ fC}$ et $Q_{\max} = 18 \text{ pC}$
- le gain moyen (MG) : $Q_{\min} = 36 \text{ fC}$ et $Q_{max} = 150 \text{ pC}$
- le gain bas (LG) : $Q_{\min} = 390 \text{ fC}$ et $Q_{\max} = 1200 \text{ pC}$

En raison d'une bande passante limitée au niveau de l'acquisition des données, seuls deux gains peuvent être renvoyés. La grande originalité de FATALIC est alors de sélectionner les deux gains les plus pertinents de manière dynamique *échantillon par échantillon*, dont le résultat est une émulation de numérisation sur *18 bits*. En imaginant une impulsion analogique d'amplitude comprise entre 0 et 1 V, cela consiste à utiliser le gain le plus précis selon la valeur de la tension à numériser, échantillon par échantillon, comme illustré sur la figure 4.13.

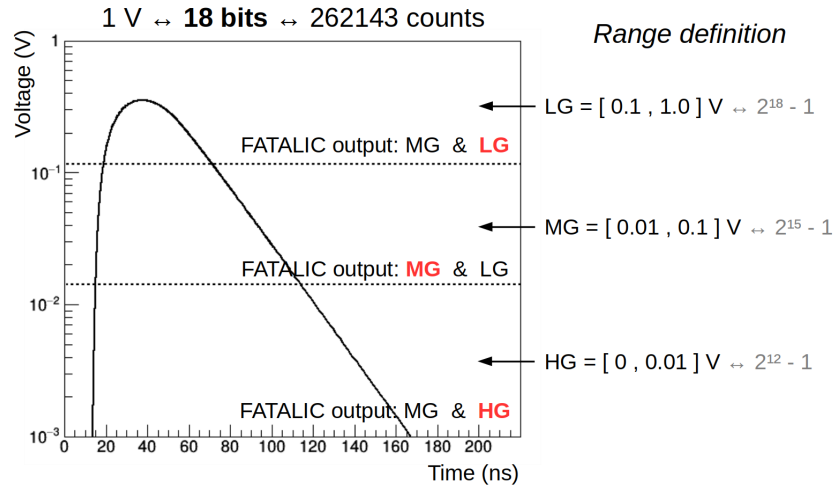


Figure 4.13: Illustration de la stratégie de lecture à trois gains avec sélection dynamique. L'intervalle $[0, 1] \text{ V}$ est découpé en $2^{18} - 1$ intervalles élémentaires, organisés en trois groupes suivant le gain concerné. Les faibles valeurs de l'impulsions sont numérisées sur le gain haut, tandis que les grandes valeurs le sont sur le gain bas. Les deux gains inscrits sont ceux renvoyés par FATALIC, et le rouge indique le gain le plus précis. Les bornes supérieures de chaque gain correspondent à $\frac{1 \text{ V}}{(2^{18}-1)} \times (2^{12+n}-1)$ où $n = 0, 3, 6$ respectivement pour les gains haut, moyen et bas.

7. La mesure d'un seul photo-électron (signal élémentaire délivré par le photo-multiplieur) nécessite un bruit inférieur à 15 fC. Pour un bruit électronique typique de ~ 3 coups ADC, un gain de 64 permet un bruit de $\sim 13 \text{ fC}$ alors qu'un gain de 32 conduit à un bruit de $\sim 30 \text{ fC}$.

L'émulation d'une numérisation sur 18 bits peut se comprendre de la manière suivante : sur les 262 143 coups ADC possibles, la variation minimale de signal correspond à un coup ADC sur l'intervalle $[0, 4095]$, 8 coups ADC sur l'intervalle $[0, 32760]$, et 64 coups ADC sur l'intervalle $[0, 262143]$. Si les 262 143 coups ADC correspondent à un signal d'amplitude comprise entre 0 et 1 V, alors ces intervalles conduisent aux valeurs indiquées sur la figure 4.13.

Cette approche utilisant trois gains garantit d'une part un faible bruit pour les petits signaux, mais aussi une meilleure résolution pour les énergie intermédiaires. À bruit égal, la figure 4.14 compare la résolution relative simulée de l'énergie reconstruite *via* un filtrage optimal en fonction de l'énergie de la cellule, pour une lecture à deux gains dans les rapports 32/1, et la stratégie de FATALIC.

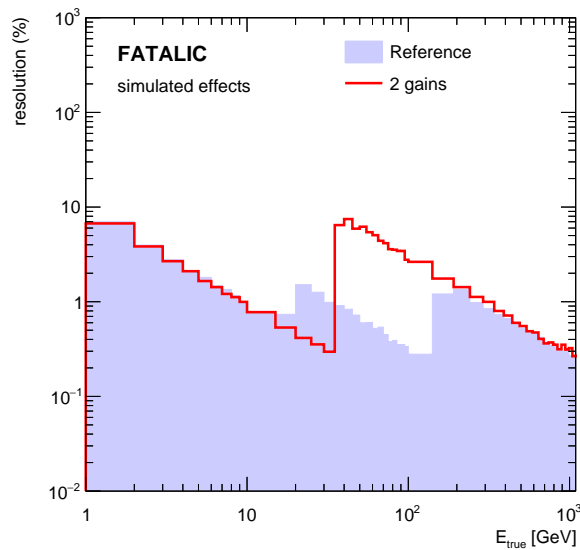


Figure 4.14: Résolution simulée de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie déposée dans la cellule, pour une lecture à deux gains 32/1 (rouge) et à trois gains 64/8/1 avec sélection dynamique, implémentée dans FATALIC (noté *Reference*). Par hypothèse, le bruit électronique est identique dans les deux cas. On constate une meilleure résolution pour les énergies entre 30 et 100 GeV [106].

4.2.3.2 Architecture de FATALIC

L'intégration de cette électronique dans un ASIC implique une contrainte de taille : la tension d'alimentation est bornée par le risque de claquage du transistor⁸. Cette valeur maximale dépend de l'épaisseur de la couche d'oxyde des transistors, liée à la technologie utilisée, et vaut 1.6 V pour la technologie CMOS 130 nm. La tension d'alimentation détermine donc la gamme dynamique d'un ASIC pour un signal lu en tension. En revanche, une lecture en courant ne présente pas une telle limitation, et c'est précisément pourquoi FATALIC lit directement le signal du photo-multiplicateur en courant. Cette lecture se fait grâce à un étage d'entrée dédié, appelé système de convoyeurs de courant, qui recopie le courant pour les quatre voies de lecture dans les rapports appropriés. La figure 4.15 donne un schéma de principe de l'architecture de FATALIC avec ses trois voies rapides (une par gain) et sa voie lente, agencées sur trois blocs, décrits ci-dessous.

8. Une même différence de potentiel génère une force électrique d'autant plus importante que le système est petit.

- Bloc analogique.** Ce bloc permet le traitement du signal délivré par le photo-multiplicateur. Il contient le système de convoyeurs de courant, composé d'une entrée et de quatre sorties, une par voie de lecture. Chaque sortie de convoyeur est suivie d'un filtre du premier ordre RC ayant une constante de temps de 25 ns pour les voies rapides et de 100 μs pour la voie lente. Le rôle de ce filtrage pour les voies rapides est d'élargir l'impulsion du PM d'une largeur de 25 ns à une largeur de 50 ns afin de garantir un échantillonnage à 25 ns pertinent. Pour la voie lente, cette étape de filtrage constitue une première intégration analogique (qui sera suivie par une intégration numérique). Ce bloc a été finalisé en 2010 (convoyeurs seuls) et 2011 (convoyeurs et filtre de mise en forme) mais une re-structuration du système de convoyeurs a été effectuée en 2017 pour le dernier prototype.
- Bloc des ADCs.** Ce bloc contient les 4 ADCs 12 bits (un par voie de lecture) fonctionnant à une fréquence des collisions du LHC (soit 40 MHz) pour les voies rapides et à 833 kHz pour la voie d'intégration lente. Ces ADCs, élaborés au laboratoire, sont basés sur une architecture séquentielle de douze étages composés de comparateurs à deux seuils et amplificateurs de résidus, conduisant à une résolution de 1.5 bits par étage. Cette résolution accrue augmente la fiabilité du système, entre autres, vis-à-vis de fluctuations des seuils de comparaison. Ces ADCs ont été conçus afin d'optimiser leur résolution, rapidité et consommation, compte tenu de leur domaine de fonctionnement pour les signaux du calorimètre à tuiles.
- Bloc numérique.** Ce dernier bloc traite les signaux numérisés incluant la sélection dynamique du gain et le multiplexage des signaux de sortie sur l'horloge de 40 MHz. Deux gains parmi les trois sont renvoyés. Le gain moyen est toujours envoyé, alors que le choix entre le gain haut et bas se base sur la valeur du signal associé au gain bas. Si elle est plus grande que 600 coups ADC, alors le gain bas est sélectionné. Ce seuil correspond à la saturation du gain moyen en supposant un piédestal de 100 coups ADC, puisque $500 \times 8 = 4000$. Il est techniquement possible de rendre ce seuil ajustable par commande extérieure.

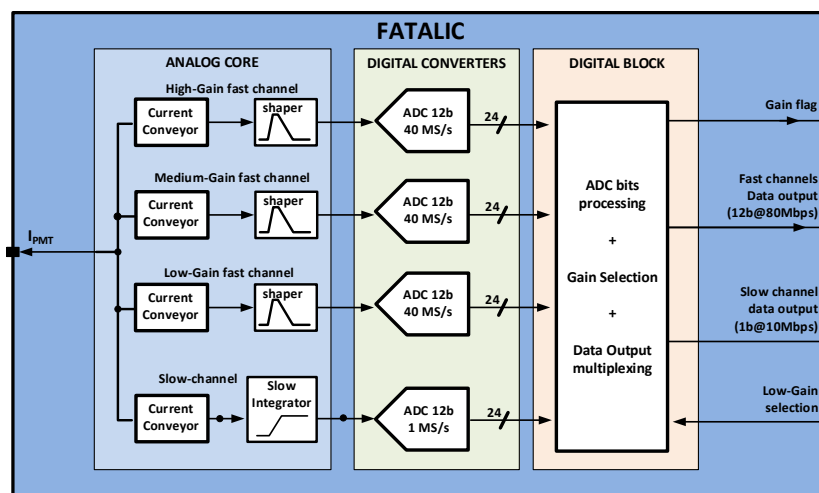


Figure 4.15: Vue schématique de l'architecture de FATALIC [106].

Pour résumer, la puce FATALIC délivre plusieurs signaux : deux valeurs codées sur 12 bits toutes les 25 ns, ainsi qu'un bit de sélection du gain (afin de savoir lequel du gain bas ou haut a été sélectionné) pour les voies rapides, et une valeur codée sur 12 bits toutes les 1.2 μs pour la voie lente. La figure

4.16 donne une vue du schéma d'ensemble de FATALIC et la figure 4.17 montre la photographie d'une puce dans son boîtier avec ses 64 broches de sortie.



Figure 4.16: Schéma d'ensemble de FATALIC [106]. On distingue le bloc analogique à gauche et les quatre ADCs à douze étages.

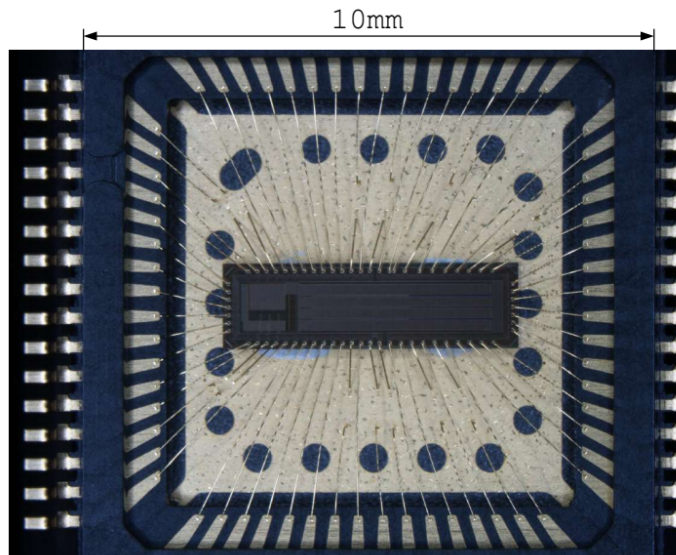


Figure 4.17: Photographie de FATALIC mis en boîtier [106]. On identifie le bloc analogique à gauche et les quatre ADCs à douze étages à droite, avec l'aide de la figure 4.16.

4.2.3.3 Cartes électroniques associées

Comme discuté dans la section 4.2.1, le système de lecture se compose de deux cartes spécifiques à chaque option : la carte de lecture et la carte mère. Le circuit FATALIC est placé sur une carte de lecture de $7\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, appelée *all-in-one*, dont les rôles sont d'alimenter la puce, de faire transiter les commandes de contrôle (arrivant de la carte fille et passant par la carte mère), ainsi que d'étalonner les voies de lecture. Ce dernier point est assuré par un système d'injection de charge (CIS pour *Charge Injection System*) fournissant une impulsion de forme similaire au signal délivré par le PM. Le principe de fonctionnement de cet injecteur est la charge d'une capacité connue *via* une tension connue, qui se décharge ensuite dans FATALIC avec une constante de temps appropriée pour que l'impulsion ait les bonnes propriétés spectrales. La figure 4.18 montre une photographie de la carte de lecture. La carte mère accueille les signaux de 12 cartes de lecture et a une géométrie proche de celle du mini-tiroir, soit $28\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Ses rôles sont de distribuer la tension d'alimentation sur chaque carte de lecture, de préparer la sérialisation des signaux pour la carte fille. Cette dernière étape se fait grâce à quatre

circuits logiques programmables (FPGA pour *Field-Programmable Gate Array*), qui sont également utilisés pour communiquer les ordres de contrôle aux cartes de lecture.



Figure 4.18: Photographie de la carte de lecture sur laquelle le circuit FATALIC est placé.

4.2.4 Performances du circuit

Cette section présente les performances intrinsèques de la chaîne de lecture, en terme de bruit et de linéarité. Aucune reconstruction de signal n'est utilisée ici dans le but d'évaluer le potentiel du circuit de manière non biaisée. La section 4.3 discute plus en détail les développements historiques et contient une sous-section dédiée aux résultats de tests en faisceaux, permettant d'estimer les performances de cette électronique dans des conditions plus réalistes. Ces performances sont mesurées sur 24 prototypes et comparées à la simulation de l'ASIC effectuée avec le logiciel *Cadence Virtuoso Analog Mixed-Signal Design Environment*.

Les cartes de lecture utilisées pour ces mesures ont une imperfection qui impacte la performance du circuit. Le potentiomètre de réglage de pieds-taux de la voie lente n'a pas été dimensionné correctement, et le seul moyen d'effectuer un réglage acceptable a été de modifier le courant de biais du circuit [106]. Afin de pouvoir utiliser la voie lente⁹, il a été nécessaire de changer le courant de biais (ou polarisation) de 0.5 mA à 0.2 mA. Cette modification n'est pas sans effet sur les performances des voies rapides, et introduit en particulier une non-linéarité de la réponse du bloc analogique. Il convient de noter que ces potentiomètres étaient temporaires et qu'une version finale du circuit aurait une commande de contrôle permettant d'ajuster les pieds-taux. La figure 4.19 montre la variation d'impédance de l'étage d'entrée de FATALIC en fonction de la charge injectée pour les deux courants de biais discutés, telle que la simulation le prédit. On constate effectivement une augmentation de l'impédance d'entrée du circuit pour un courant de polarisation de 0.2 mA.

9. Comme il sera discuté dans la suite de ce chapitre, la validation des performances de la voie lente était le but premier du dernier prototype, faisant l'objet des mesures de cette section et de la publication [106]. Nous reviendrons sur le contexte du développement de ce dernier prototype à la section 4.3.

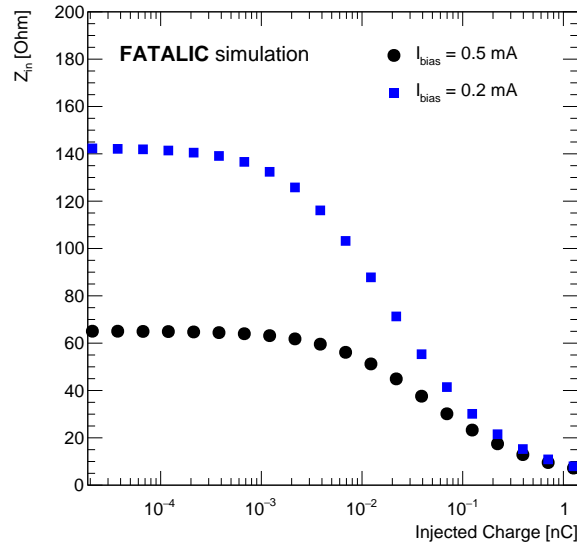


Figure 4.19: Variation d'impédance en fonction de la charge d'entrée pour 0.5 mA (noir) et 0.2 mA (bleu) [106].

4.2.4.1 Bruit de la chaîne de lecture

Les mesures de bruit de l'électronique de lecture ont été effectuées avec les cartes de lecture connectées à des photo-multiplicateurs sous tension. L'histogramme des valeurs de sortie est produit pour chaque canal, et le bruit correspond à l'écart type de cette distribution. La figure 4.20a présente cet écart type pour les trois voies rapides, obtenues par un ajustement gaussien. Le bruit moyen sur l'ensemble des 24 canaux est de (2.49 ± 0.36) coups ADC pour le gain haut et est dominé par le bruit thermique de l'étage d'entrée du circuit. Les valeurs de (1.30 ± 0.15) coups ADC pour le gain moyen et (1.23 ± 0.10) coups ADC pour le gain bas sont obtenues, tous deux dominés par le bruit présent dans l'ADC. En utilisant le facteur de conversion entre nombre de coups ADC et charge d'entrée, extraits des mesures de linéarité de la section suivante, on obtient le bruit de la chaîne de lecture exprimé en équivalent de charge d'entrée, soit (6.1 ± 0.9) fC, (26.5 ± 3.1) fC et (260.0 ± 21.1) fC respectivement pour les gains haut, moyen et bas. Le bruit du gain haut est estimé par la simulation à 8 fC pour le courant de biais nominal, soit 0.5 mA, ce qui explique que le bruit observé soit plus bas. Enfin, la même mesure est effectuée pour la voie lente, comme le montre la figure 4.20b. Dans ce cas, le bruit moyen sur les 24 cartes est de (26.2 ± 0.7) coups ADC, correspondant à un courant de (6.6 ± 0.8) nA d'après la valeur d'un coup ADC de 0.25 nA donnée par la structure du circuit. Cette mesure se trouve être en bon accord avec les simulations. Nous reviendrons sur ce point à la section 4.3.

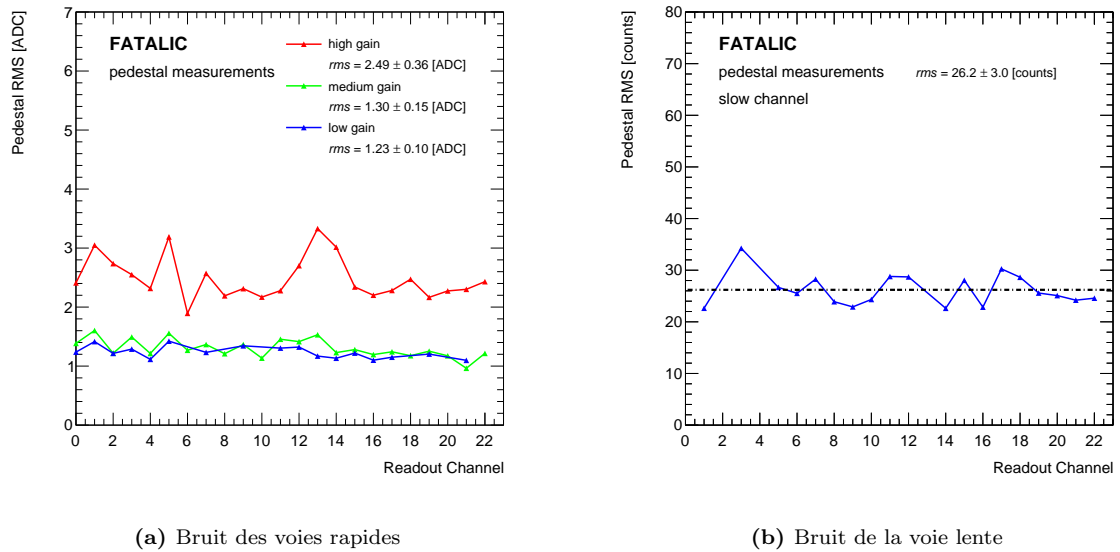


Figure 4.20: Mesures de bruit de la chaîne complète de lecture de FATALIC pour les trois voies rapides (à gauche) et la voie lente (à droite) [106].

4.2.4.2 Linéarité de la chaîne de lecture

La figure 4.21 présente la linéarité entre l'amplitude de l'impulsion analogique (exprimée en Volt) et la charge injectée, prédite par la simulation du circuit. La non-linéarité est définie comme la différence entre la réponse observée et la prédiction d'un ajustement linéaire de la réponse, normalisée à l'amplitude maximale du signal, soit 1 V. La non-linéarité est donc meilleure que 0.3% jusqu'à une charge injectée de 800 pC et atteint progressivement 0.6% à 1.2 nC.

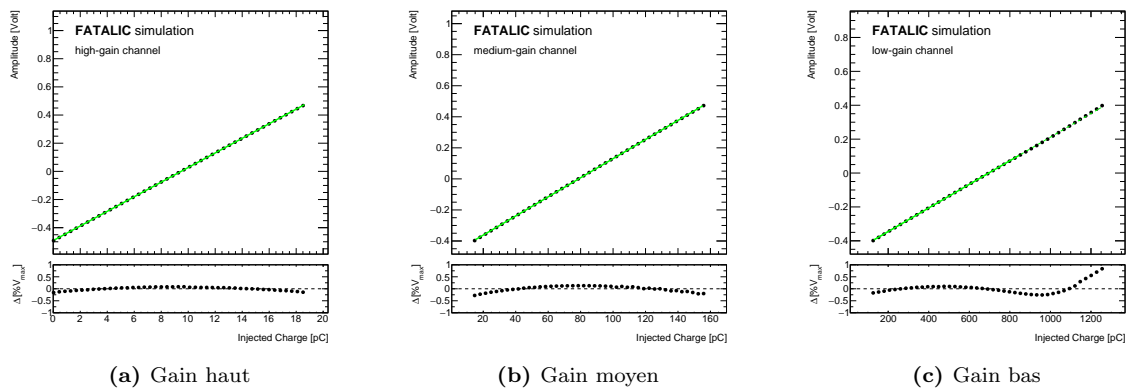


Figure 4.21: Linéarité simulée de la chaîne complète de lecture de FATALIC [106].

Les mesures expérimentales de linéarité sont effectuées grâce au système d'injection de charge embarqué sur la carte de lecture. Puisque la linéarité de réponse du système d'injection de charge n'a pas été quantifiée, la somme des échantillons décrivant l'impulsion numérisée est utilisée comme estimateur de la charge mesurée par FATALIC. En effet, cette approche est moins sensible aux déformations de l'impulsion comparée à l'estimation basée sur l'échantillon maximum. La figure 4.22 donne un exemple

de charge mesurée en fonction de la charge injectée pour une carte de lecture particulière. Pour le gain haut, la non-linéarité maximale moyennée sur les 24 cartes étudiées est de $(0.3 \pm 0.1)\%$ pour des charges injectées plus grandes que 2 pC, et monte jusqu'à $(1.3 \pm 0.2)\%$ pour des charges injectées plus faibles. Pour le gain moyen, la non-linéarité est de $(1.4 \pm 0.6)\%$, alors que le gain bas montre une non-linéarité de $(0.4 \pm 0.1)\%$ pour une charge injectée inférieure à 800 pC, qui monte à $(3.5 \pm 0.7)\%$ pour une charge injectée de 1.2 nC. Enfin, la figure 4.23 donne les facteurs de conversion entre coup ADC et charge injectée des trois gains pour l'ensemble des 24 cartes testées.

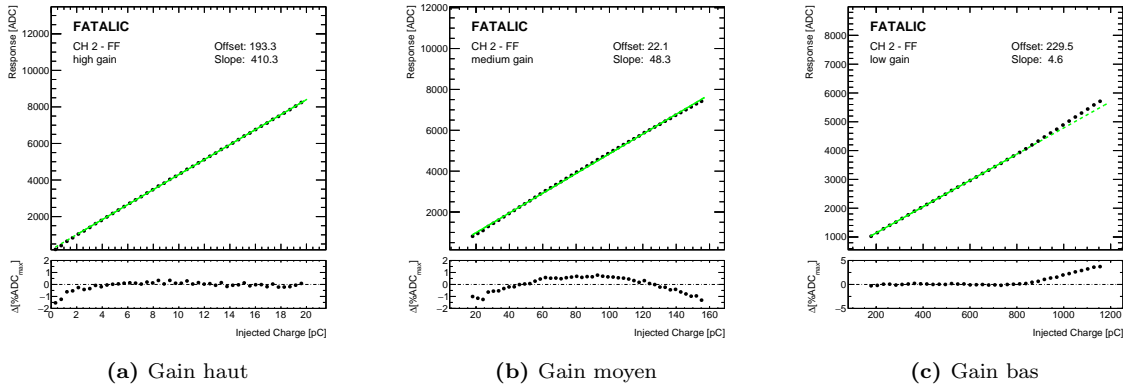


Figure 4.22: Linéarité mesurée de la chaîne complète de lecture de FATALIC pour chacun des trois gains sur une carte donnée [106].

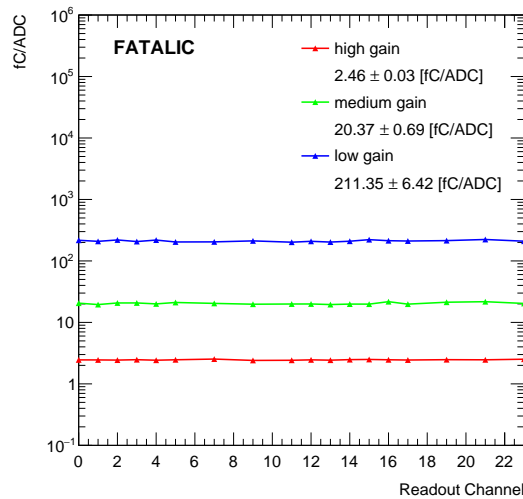


Figure 4.23: Facteur de conversion entre coup ADC et charge injectée pour chaque gain, mesuré pour les 24 circuits [106].

Les différences entre les prédictions et les mesures s'expliquent essentiellement par deux effets, qui concernent tous deux la carte de lecture - et non directement le circuit FATALIC. Le premier est le changement de courant de biais discuté au début de cette section. En effet, toutes les simulations ont été effectuées pour le courant de biais nominal, soit 0.5 mA. L'utilisation d'un courant de 0.2 mA avait pour effet d'améliorer le bruit mais dégrade la linéarité de la réponse du bloc analogique. Le second

effet porte sur le système d'injection de charge. En effet, il génère des impulsions dont la forme dépend légèrement de la charge injectée, alors que la simulation se base sur une forme d'impulsion constante.

4.2.4.3 Comparaison et sélection des options

Pour finir cette section, il convient de discuter la comparaison des trois options ainsi que les éléments ayant joué un rôle déterminant dans la sélection de l'option finale, qui a eu lieu au mois de juillet 2017. L'option QIE avait objectivement de très bonnes performances et des simulations ont montré que son traitement du signal sans mise en forme représentait un réel atout vis-à-vis des collisions parasites du HL-LHC. Malheureusement, des coupes budgétaires aux États-Unis ont conduit à une interruption brusque de ce projet. Les points qui différenciaient l'option 3in1 et l'option FATALIC étaient de différentes natures. Clairement, la maturité de l'électronique de lecture 3in1 était un point fort, malgré l'effort très important fourni par le groupe pour combler les lacunes de FATALIC (notamment sur la reconstruction du signal et la simulation). Le circuit intégré FATALIC avait, par contre, un vrai avantage en terme de coût, de tenue aux radiations et de maintenance. Le point qui a été déterminant en faveur de la carte 3in1 fut la précision de la voie lente utilisée pour l'étalonnage du calorimètre - mais pas seulement. Plus précisément, deux aspects différents ont été discutés. Le premier, est l'incapacité de FATALIC à mesurer des courants de ~ 50 nA à une précision de 1% sur une période typique de 10 ms. Cette impossibilité est due à la densité spectrale de bruit de la technologie CMOS, ayant une composante en $1/f$ (bruit de scintillation ou *flicker noise* [119]) et qui explose donc pour les mesures longues. Le second point est une évolution du cahier des charges de cette voie lente, qui visait à mesurer des courants "aussi faibles que possible". En effet, la mesure du courant continu délivré par les photo-multiplicateurs du calorimètre à tuiles permet de réduire l'incertitude sur la luminosité mesurée par ATLAS, notamment grâce à des scans de Van Der Meer se faisant à faible luminosité instantanée, donc à faible courant. Lors de la dernière discussion du comité de sélection, l'électronique 3in1 a démontré la capacité de mesurer des courants d'environ 10 pA, lorsque FATALIC avait une précision de ~ 5 nA. Par conséquent, l'option 3in1 a été sélectionnée, et le Laboratoire de Physique de Clermont est responsable de sa production de masse pour la construction du détecteur. L'année 2018 a donc fait office de transition visant à publier les recherches sur FATALIC [106] et à prendre en main la technologie de la carte 3in1. Ces deux objectifs ont été atteints - si cela représente une quelconque consolation.

Les avancées sur le circuit FATALIC ont été exponentielles entre juin 2016 et juillet 2017, grâce à un travail cohérent de toute une équipe très investie. La dernière section de ce manuscrit est dédiée au récit de cette période et aux enseignements à en tirer.

4.3 FATALIC, une perspective historique

Le but de cette section est de revenir sur l'aspect historique des recherches et développements effectués sur le circuit FATALIC depuis mon arrivée dans le projet en octobre 2014. Les toutes premières idées de lire le signal du PM directement en courant ont émergé en 2008. Des prototypes de chaque bloc du circuit ont été conçus et testés de 2010 à 2013 avec la réalisation d'une première puce complète, appelée FATALIC4, à la fin de l'année 2014 et sur laquelle j'ai donc commencé à travailler. La section 4.3.1 résume les événements marquants du projet et leur chronologie, tandis que la section 4.3.2 présente une sélection de quelques études et résultats obtenus entre 2014 et 2017. Enfin, la section 4.3.3 est dédiée aux quelques enseignements que je tire de cette aventure.

4.3.1 Revue chronologique du projet

Cette section présente une vue d'ensemble du déroulement du projet et de mes contributions. La figure 4.24 montre une chronologie qui résume les étapes principales, qui sont décrites dans les paragraphes suivants. Pour chaque étape, les dates sont données dans le texte afin de rendre la correspondance avec la figure 4.24 plus facile.

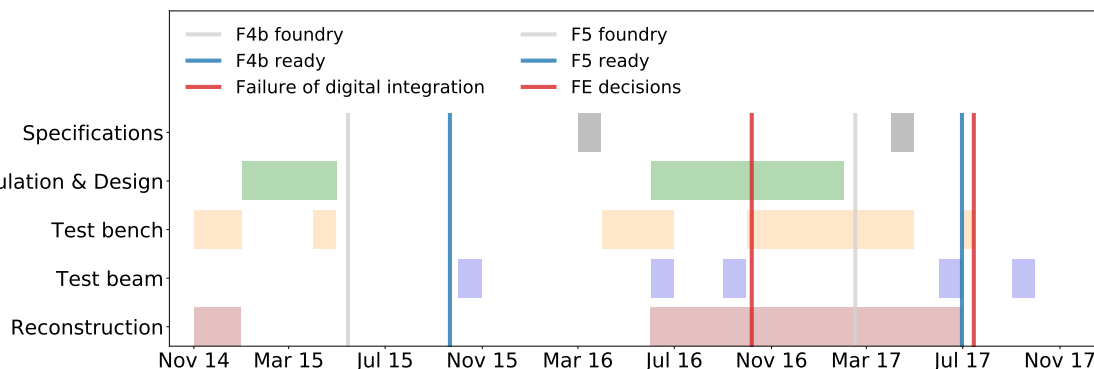


Figure 4.24: Chronologie du projet depuis mon arrivée au LPC jusqu'au choix de l'électronique de lecture, alternant mesures sur banc d'essais, simulation et conception, réflexions sur le cahier des charges (voire ses modifications), et tests en faisceaux. Les activités relatives à la reconstruction de l'énergie, effort important de l'équipe, ont été relativement indépendantes des cycles de développement de l'ASIC. Les mentions "F4" et "F5" correspondent à deux versions de FATALIC, "FATALIC4" et "FATALIC5". La mention "FE" signifie *Front-End* soit électronique frontale. L'article final a été publié en août 2018.

Mes activités sur ce projet ont commencé par une caractérisation du circuit FATALIC4. Cette première version de la puce avait un bloc analogique de test, pour étudier la réponse du système de convoyeurs suivi du filtre de mise en forme, ainsi qu'un ADC de test d'où on pouvait accéder aux entrées et sorties. Lors de mesures sur banc d'essais de la réponse de l'ADC (Nov - Dec 2014), un dysfonctionnement a été constaté et nous avons identifié la source du problème grâce à une simulation rapide du fonctionnement de l'ADC de FATALIC (Jan 2015), qui sera décrite (cf. section 4.3.2.1). J'ai également effectué des mesures sur banc d'essais de linéarité de la réponse du système analogique du circuit (Avril 2015), ce qui a permis de mettre en évidence une non-linéarité à partir d'une charge injectée de 800 pC et de relier (au moins partiellement) ce comportement aux limitations de l'injecteur de charge. En effet, j'ai montré que les non-linéarités obtenues avec un "injecteur de charge parfait", constitué d'un photomultiplicateur et d'une diode préalablement étalonnée, étaient légèrement réduites. Ces deux résultats ont conduit à concevoir une version améliorée du circuit (Avril - Mai 2015), appelée FATALIC4b, qui fut disponible en Septembre 2015.

Le premier test en faisceaux du projet a eu lieu au CERN ce même mois avec comme objectif principal de mesurer les impulsions analogiques en sortie de FATALIC4 et en sortie des photo-multiplicateurs. Lors de ce test en faisceau, quelques impulsions numériques ont été vues mais aucune analyse détaillée n'était possible. En effet, la carte mère de l'option FATALIC n'était pas encore conçue et l'acquisition des données numériques de la sortie de FATALIC s'est faite avec une carte simplifiée dite *proto Main-Board* et un programme Matlab pour la piloter. La figure 4.25 montre la carte mère simplifiée ainsi que les impulsions affichées à l'écran de l'ordinateur d'acquisition. Une analyse systématique des impulsions analogiques délivrées par les PMs et par le bloc analogique de FATALIC a par contre été menée (cf. section 4.3.2.2).

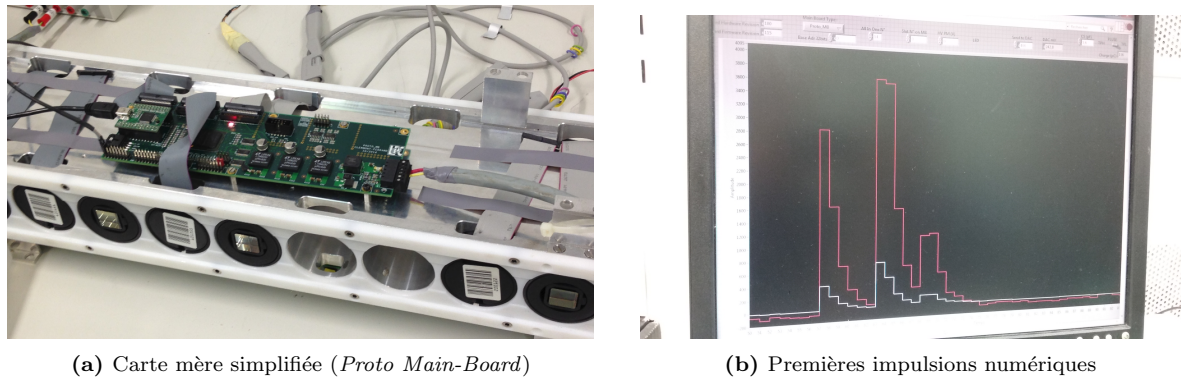


Figure 4.25: Premiers signaux de particules lus par circuit FATALIC, avec un système d’acquisition encore en développement.

En Mars 2016, le cahier des charges de la mesure du courant continu a été revu afin de tirer profit du calorimètre à tuiles pour la mesure de luminosité. En pratique, la précision du courant mesuré est passée de $\sim 0.5 - 0.1 \text{ nA}$ à “aussi bonne que possible”, visant typiquement $\sim 10 \text{ pA}$. À cette époque, la stratégie de mesure d’un courant continu mis en œuvre dans FATALIC était de moyennner un grand nombre d’échantillons. En effet, chaque mesure de courant dure 10 ms et correspond donc à $N_s = 400\,000$ échantillons de 25 ns . La précision de chaque échantillon étant de l’ordre de 10 fC , soit 400 nA , la moyenne d’un demi million de mesures aurait une précision typique de $400/\sqrt{N_s} = 0.6 \text{ nA}$. Cette stratégie, sans voie lente spécifique, permettait d’atteindre la précision initiale, mais pas la nouvelle précision demandée en Mars 2016. Ce nouveau cahier des charges a donc initié la conception d’un nouveau circuit, FATALIC5¹⁰, avec une voie de mesure spécifique effectuant une intégration analogique pour améliorer la précision (Juin 2016 - Jan 2017). En définitive, rien ne s’est passé comme prévu pour cette fonctionnalité du circuit : en Octobre 2016, des mesures ont montré que la stratégie de sommation donnait une précision de l’ordre de 50 nA , ne satisfaisant même pas les *premières* spécifications. La conception de la voie lente de FATALIC5 est donc devenue tout d’un coup le point capital de ce projet et l’ajustement du design a permis d’atteindre une précision simulée de 0.35 nA . On note que le temps de développement a été relativement court puisque le choix de l’option était prévu pour Juillet 2017. Le mois d’Octobre 2016 a clairement marqué un tournant dans le projet qui a subi une pression importante jusqu’aux mesures effectuées sur FATALIC5 - disponible seulement dans le courant du mois de Mai 2017.

En parallèle de la conception de FATALIC5, la caractérisation de FATALIC4b en terme de bruit et de linéarité a été effectuée (Mars - Mai 2016). Il a été découvert que l’environnement de l’électronique de lecture pouvait changer le bruit mesuré par un facteur 5. Un travail systématique et minutieux de mesure de bruit a été entrepris, et a conduit à revoir le schéma électrique (en particulier les masses) des ponts diviseurs.

Le deuxième test en faisceaux (Juin 2016) s’est déroulé avec une acquisition plus finalisée que celle de Septembre 2015, et a permis pour la première fois de mesurer des dépôts d’énergie dans une cellule. En particulier, la corrélation des signaux entre les deux photo-multiplieurs lisant la même cellule a pu être observée. Un seul mini-tiroir équipé de FATALIC a pu être inséré dans le module, ce qui limite le nombre de cellules lues. Typiquement, la reconstruction d’une gerbe hadronique dans son ensemble était impossible. La reconstruction de l’impulsion est basée jusqu’alors sur la somme des échantillons.

10. Ce nouveau circuit requiert une carte de lecture et une carte mère dédiées, toutes deux également conçues par l’équipe pendant la même période.

Ce test en faisceaux a été l'occasion de travailler sur la méthode du filtrage optimal pour FATALIC, que j'avais rapidement initiée en arrivant au LPC en Novembre 2014. Ce travail de reconstruction de l'énergie regroupe plusieurs sous-projets sur une durée de presque un an (cf. section 4.3.2.3). Le troisième test en faisceaux a permis de mettre en évidence une forte instabilité du système de lecture dans son ensemble. Un travail important sur banc d'essais a été effectué (Nov 2016 - Mai 2017) pour comprendre et résoudre ces instabilités, entre autres dues à des problèmes d'horloge et de sérialisation de données.

Le choix de l'électronique de lecture approchant, une remise en forme du document décrivant le cahier des charges du système a été entrepris. J'ai initié cette remise en forme en Avril 2017, ce qui m'a permis de comprendre un certain nombre de concepts sur la reconstruction de l'énergie, avec les deux études en cours menées par des doctorants du laboratoire. En effet, les spécifications de l'électronique se basent sur la plus petite énergie déposée dans une cellule, et supposent donc qu'une énergie est reconstruite. La méthode de reconstruction de l'énergie peut conduire à des performances différentes pour la même électronique. Il est donc difficile en pratique de complètement factoriser le dispositif électronique de lecture du traitement du signal mis en œuvre pour extraire l'observable d'intérêt. Ce travail m'a permis également de comprendre les spécifications vraiment critiques et celles qui étaient désirables mais pas indispensables. Avec le recul, une lecture éduquée du cahier des charges nous aurait conduit à faire des choix peut-être plus judicieux.

La quatrième test en faisceaux a été le premier vrai succès de l'équipe. Le système de lecture était stable avec deux mini-tiroirs insérés permettant de véritablement reconstruire des gerbes complètes. Des faisceaux de muons, d'électrons et de pions ont pu être analysés en détail. Les contributions de Alexandre Soulier et Stylianos Angelidakis ont été *décisives* pour pouvoir obtenir et analyser ces données, et ont ainsi cristalliser tous les efforts de l'ensemble du groupe. Ces résultats sont brièvement discutés à la section 4.3.2.4.

De retour au LPC avec ces résultats excellents et un certain optimisme sur le destin de FATALIC, la caractérisation du circuit FATALIC5 fraîchement arrivé urgeait, en particulier pour la voie lente puisqu'il restait essentiellement deux semaines avant que le choix de l'option finale soit fait. Cette dernière phase du projet est décrite à la section 4.3.2.5.

4.3.2 Recherche et développements : morceaux choisis

4.3.2.1 Dysfonctionnement de l'ADC de FATALIC4

Lors des premières caractérisations de FATALIC4, la réponse de l'ADC de test du circuit montrait un comportement inattendu. Pour un signal d'entrée linéaire, le signal à la sortie d'un ADC idéal doit évoluer par palier de 1 coup ADC. Les mesures effectuées, correspondantes à la figure 4.26, montrent une structure anormale que j'ai essayé de relier à des imperfections de l'ADC. Pour ce faire, j'ai réalisé une simulation simplifiée du fonctionnement de l'ADC de FATALIC dans laquelle j'avais tout le loisir d'introduire des biais ou du bruit. Cette simulation est composée de douze étages, chacun ayant deux tensions de seuil, trois tensions de référence et un gain, permettant de calculer les 12 bits de manière successive (cf. section 5.3 de [106]). Le signal de sortie de chaque étage correspond au signal d'entrée du suivant, et il est difficile de prévoir l'effet qu'aurait une perturbation en début de chaîne à la sortie de l'ADC, ce que motive cette approche numérique.

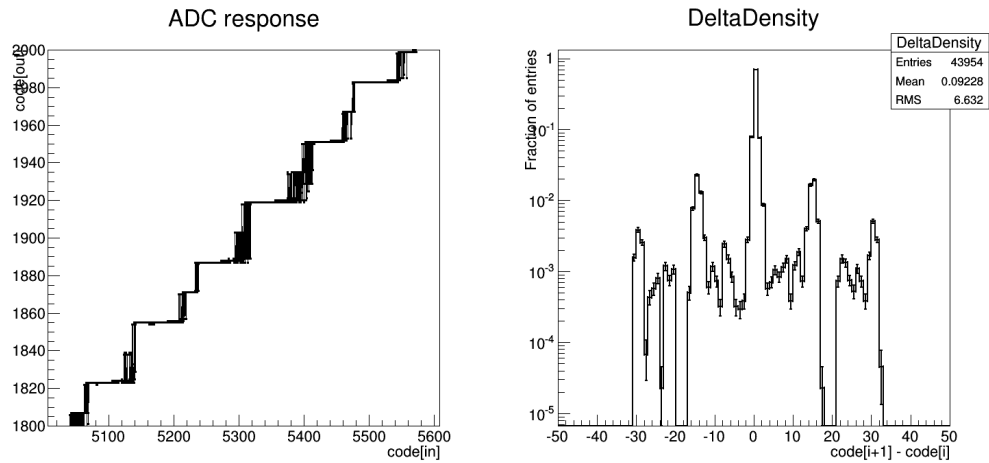


Figure 4.26: Signal de sortie mesuré de l'ADC de FATALIC4 pour un signal d'entrée linéaire (à gauche) et distribution de la différence de deux échantillons consécutifs, (à droite) notée $\text{code}[i+1] - \text{code}[i]$. Pour un ADC idéal, cette différence vaut 0 ou 1, et tout écart à ce comportement permet de caractériser les défauts de l'ADC.

L'idée était alors d'essayer de comprendre le comportement de ce système avec l'apparition de problèmes simples, comme par exemple le blocage d'un bit à 0 ou à 1. J'ai également défini des scénarios avec du bruit sur les tensions de seuil ou les tensions de référence, sachant que tous ces problèmes peuvent apparaître de manière combinée sur un ou plusieurs bits. J'ai donc testé plusieurs cas de figure jusqu'à simuler une réponse proche du comportement mesuré. La figure 4.27 montre le résultat obtenu par la simulation grâce à l'approche décrite. Cette étude ne consiste en rien en une identification univoque du problème¹¹, mais a nourri les réflexions et a permis d'émettre certaines hypothèses quant à l'origine du problème, vérifiables avec une simulation complète de l'ADC.

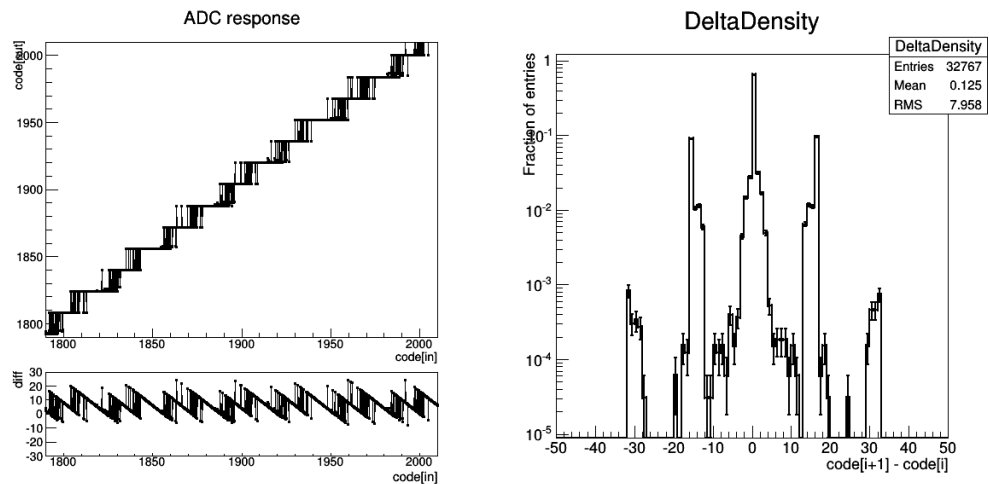


Figure 4.27: Signal de sortie simulé de l'ADC de FATALIC4 pour un signal d'entrée linéaire (à gauche) et distribution de la différence de deux échantillons consécutifs (à droite).

L'une de ces hypothèses a effectivement été validée et le problème a été corrigé pour FATALIC4b. En

11. D'ailleurs, les paramètres de la simulation qui ont permis de se rapprocher des données observées étaient assez peu réalistes. Par contre, ils ont effectivement indiqué la bonne *direction* pour identifier le problème, qui mettait en jeu une chute de tension sur les derniers étages de l'ADC.

effet, une chute de tension d'environ 200 mV était observée sur les derniers étages de l'ADC due à un rail d'alimentation trop étroit, comme illustré sur la figure 4.28.

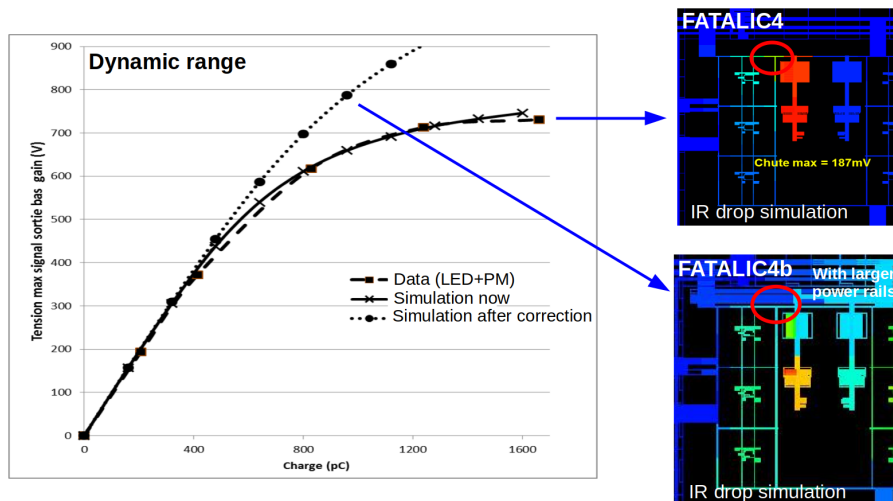


Figure 4.28: Linéarité de la réponse pour le gain bas à la sortie du filtre de mise en forme pour la simulation et les mesures, ainsi que la simulation après correction. Les deux images de droite montrent la chute de tension simulée pour FATALIC4 (en haut) et FATALIC4b (en bas) : la chute de tension est résorbée grâce à une piste d'alimentation plus large (entourée en rouge).

4.3.2.2 Analyse systématique des impulsions électriques

L'objectif du test en faisceaux de Septembre 2015 était d'analyser la forme des signaux électriques à la sortie des photo-multiplicateurs mais également à la sortie du bloc analogique de test de FATALIC4. Pour ce faire, un oscilloscope commandable à distance était placé près du module du calorimètre testé et collectait les impulsions, comme indiqué sur la figure 4.29. La figure 4.30 montre des impulsions électriques en sortie de FATALIC et du PM pour trois types de faisceaux envoyés.



Figure 4.29: Configuration du test en faisceaux de Septembre 2015 pour l'analyse des impulsions électriques.

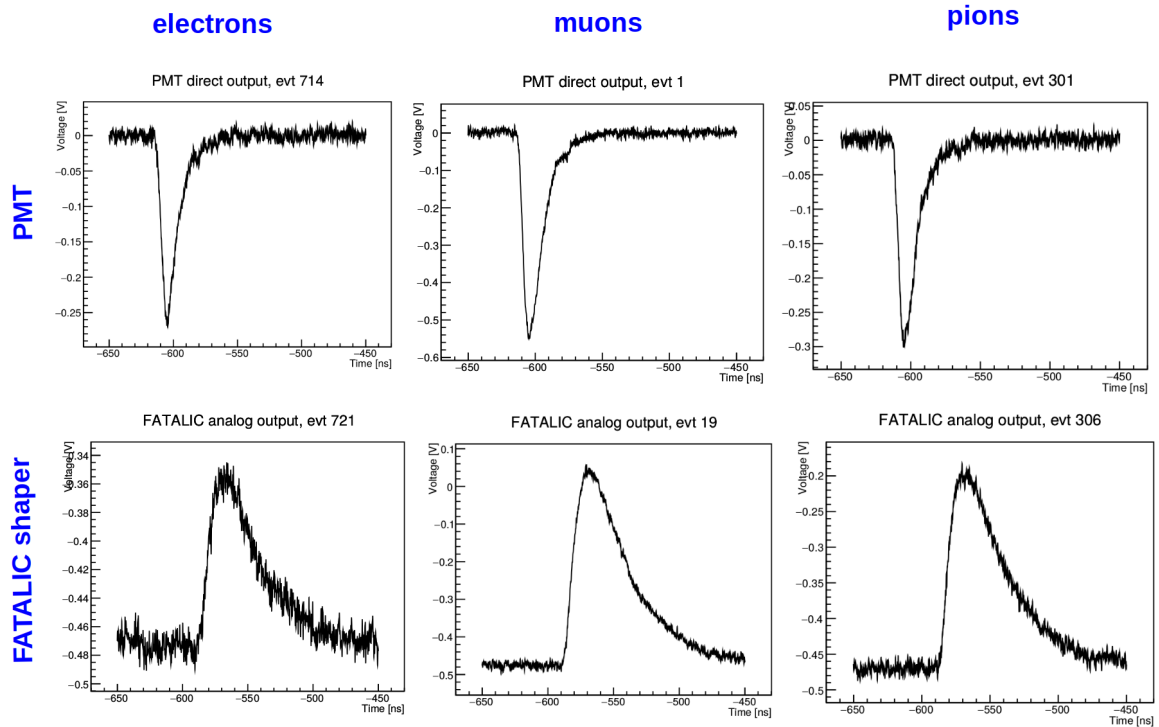


Figure 4.30: Impulsions électriques en sortie de PMT (en haut) et de FATALIC (en bas) pour trois types de faisceaux incidents.

Afin de faire une étude systématique de ces impulsions, comme par exemple déceler des différences entre les particules incidentes, j’ai trouvé une fonction mathématique empirique permettant d’ajuster les signaux des PMs et de FATALIC, illustrée figure 4.31. Cette forme analytique permet alors de comparer les caractéristiques du signal de manière statistique.

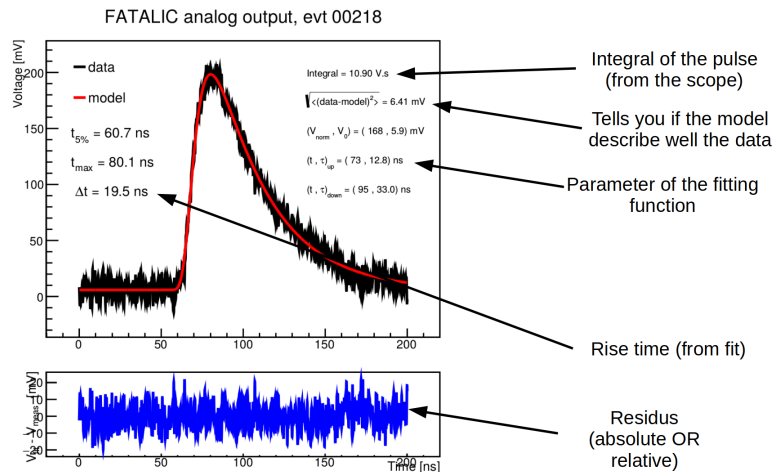


Figure 4.31: Fonction mathématique empirique permettant une bonne description de l’impulsion délivrée par le bloc analogique de FATALIC.

À titre d’exemple, la fonction 4.32 compare la distribution du temps de montée du signal pour les faisceaux d’électrons de pions. Cependant, les détecteurs annexes normalement présents pour caractériser la nature du faisceaux n’étaient pas mis en place pour ce premier test. Il n’y a donc pas véritablement

de résultat produit par cette analyse, mais l'approche utilisée reste une option d'étude approfondie du signal arrivant à l'entrée du système de lecture.

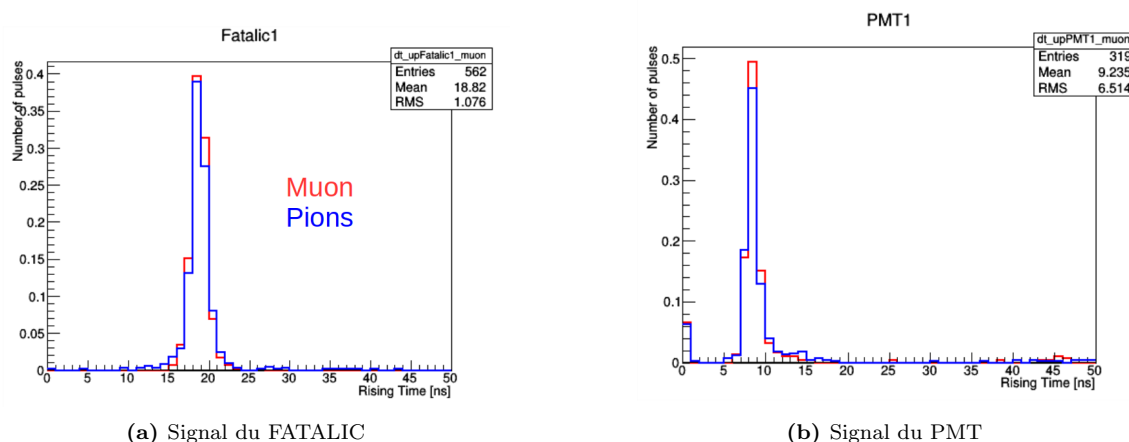


Figure 4.32: Comparaison de la propriété des impulsions entre pions et électrons basée sur une description analytique du signal.

4.3.2.3 Travaux sur la reconstruction de l'énergie

Les études sur la reconstruction de l'énergie se sont déroulées en trois phases. Tout d'abord, la méthode de filtrage optimal a été appliquée sur la forme d'impulsion de FATALIC. Ce premier travail, effectué par le post-doctorant Sergey Senkin, consistait à vérifier que la forme asymétrique du signal n'altérait pas les performances. C'était également l'occasion de discuter avec les experts pour s'approprier la méthode.

Dans un deuxième temps, la structure du signal de sortie de FATALIC a été considérée avec ses deux gains dont l'un change d'un échantillon à l'autre. Cette simulation plus réaliste a été réalisée par le doctorant William Barbe. L'un des points clés de cette étude était de comprendre comment normaliser chaque gain pour construire une impulsion effective encodée sur 18 bits, sur laquelle le filtrage optimal est ensuite appliqué. La figure 4.33 illustre cette construction dans le cas où le piédestal est nul : les coups ADC du gain bas sont multipliés par 64, ceux du gain moyen par 8 et ceux du gain haut par 1. Connaître le rapport des gains avec précision est donc crucial. En pratique, il est cependant impératif de supprimer le piédestal avant de faire cette normalisation, puisque seuls les signaux mesurés par rapport aux piédestaux sont sensibles aux gains. Cette simulation a permis de tester la fiabilité de la reconstruction de l'énergie vis-à-vis de différents effets, tels qu'une variation du rapport des gains (affectant la construction de l'impulsion effective), une dérive des piédestaux ou encore une variation de la forme de l'impulsion. C'est précisément cette simulation qui a permis d'évaluer l'amélioration apportée par le troisième gain par rapport à une électronique à deux gains (cf. figure 4.14). A noter que c'est la première étude qui a permis de définir avec exactitude le traitement du signal délivré par FATALIC.

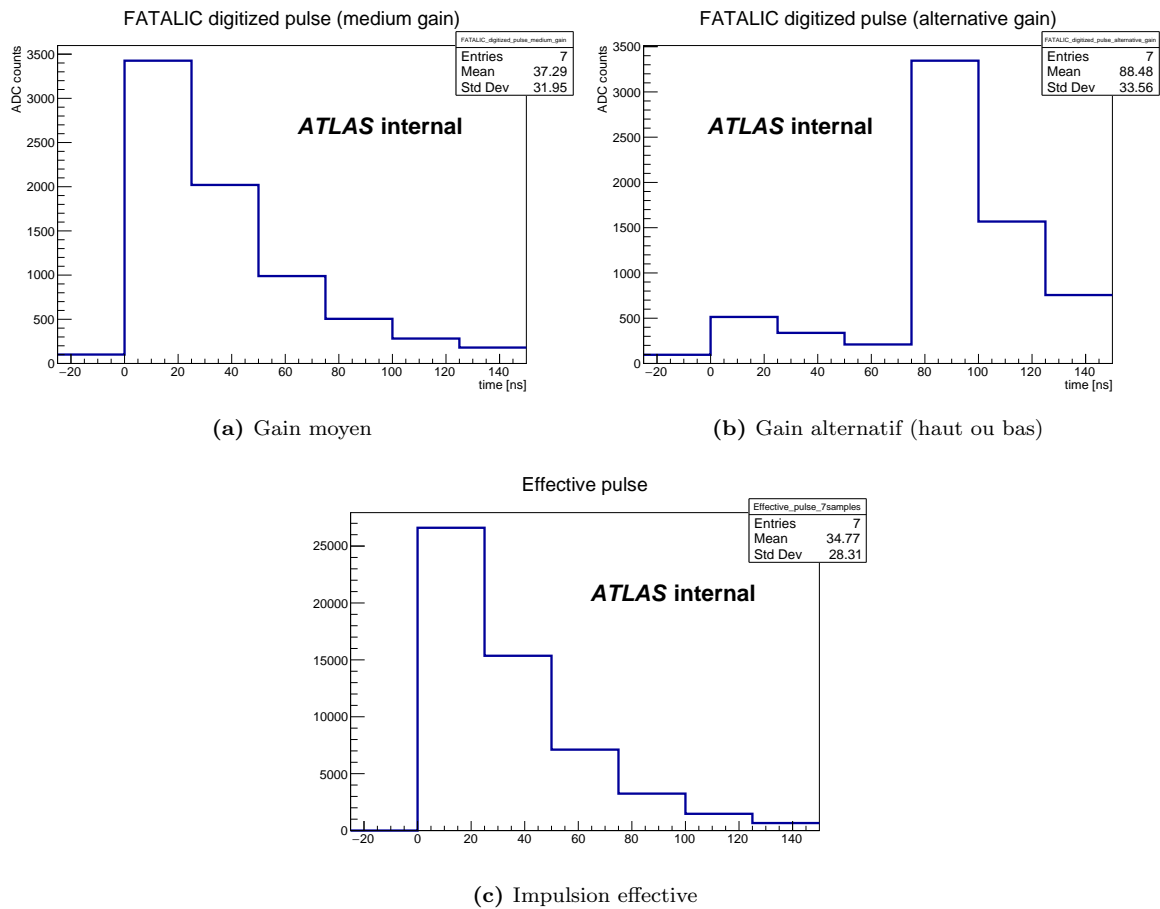
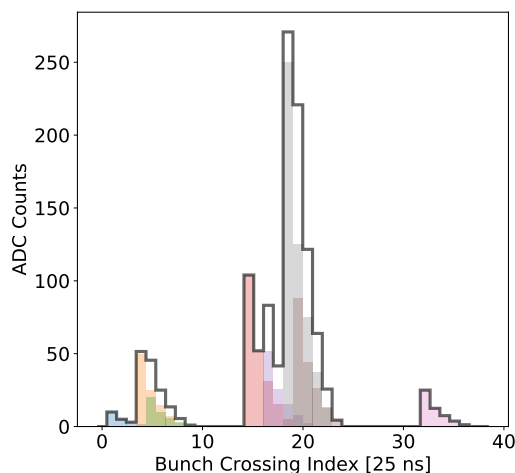


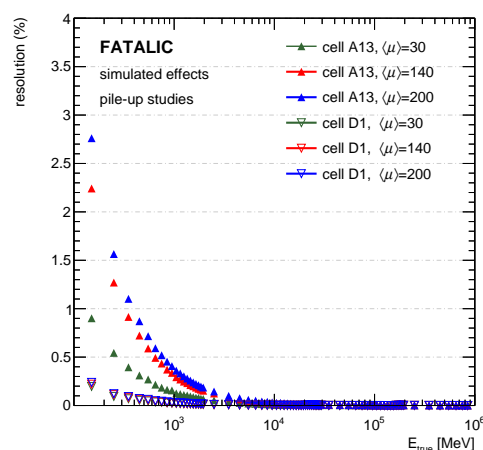
Figure 4.33: Signaux délivrés par FATALIC (en haut) et impulsion effective (en bas) où la valeur de chaque échantillon est normalisée compte tenu de son gain. L’impulsion résultante est encodée sur 18 bits.

Le troisième volet de la reconstruction de signal porte sur l’impact des collisions parasites issues de croisements de paquets adjacents à celui de la collision d’intérêt. Cette étude, menée par le doctorant Emery Nibigira, a tout d’abord nécessité d’implémenter la structure du signal de FATALIC dans le code de simulation d’ATLAS *Athena*. L’impact des dépôts d’énergie parasites a été évalué ensuite grâce à un outil déjà existant interfacé avec *Athena*. Ces dépôts d’énergie “hors temps” affectent le signal à mesurer en raison de la décroissance lente du signal électrique qui s’effectue sur quatre à six croisements de paquets : plusieurs signaux s’ajoutent alors au signal d’intérêt et modifient donc sa forme (cf. figure 4.34a). L’amplitude de ces signaux parasites obéit à une certaine densité de probabilité qui dépend de la luminosité instantanée et de la direction dans laquelle se trouve la cellule étudiée du calorimètre. Typiquement, les cellules proches des faisceaux de protons et vers l’avant du détecteur, comme les cellules A13, auront de plus grands dépôts d’énergie parasites que les cellules D1 (cf. figure 4.2). La figure 4.34b montre la résolution de l’énergie reconstruite au niveau de la cellule en fonction de l’énergie déposée pour différents nombres moyens d’interactions pp par croisement de paquets, pour la cellule A13 et la cellule D1. Trois remarques intéressantes à faire. Premièrement, l’effet des dépôts parasites se voit à basse énergie uniquement : une énergie de ~ 50 GeV sera reconstruite avec la même précision avec ou sans collisions parasites dont les dépôts sont plutôt de l’ordre de 0.1 GeV. Deuxièmement, les cellules D1 ne sont pas affectées car très peu irradiées. Troisièmement, la résolution discutée ici n’est *pas* la résolution du calorimètre. Les fluctuations de gerbes qui changent le dépôt

dans chaque cellule ne sont pas prises en compte ici, et conduiraient à une résolution bien plus grande que celle de la figure 4.34b. En effet, l'énergie de la cellule est supposée constante et cette étude sonde uniquement la reconstruction du signal, excluant les phénomènes relatifs à l'interaction de la particule incidente avec le calorimètre.



(a) Signal numérique en fonction du temps pour 40 croisements de paquets (illustration). Les histogrammes colorés sont les contributions de chaque croisement de paquets et la ligne grise est le signal mesuré. Le signal d'intérêt vers le croisement 18 est déformé par les dépôts parasites.



(b) Résolution simulée de l'énergie reconstruite au niveau de la cellule en fonction de l'énergie déposée pour différents taux de collisions parasites, pour les cellules A13 et D1.

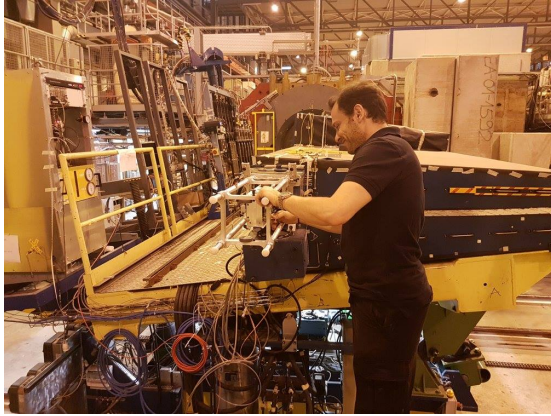
Figure 4.34: Impact des collisions parasites sur la forme de l'impulsion électrique (à gauche) et sur la résolution en énergie de la cellule (à droite).

En parallèle de ces trois volets¹², l'exploitation de tous les gains de FATALIC avec l'application du filtrage optimal devait être propagé aux données réelles, enregistrées en tests faisceaux. Le post-doctorant Stylianos Angelidakis a effectué cette transition conduisant à des résultats de test en faisceaux d'une grande qualité - qui font l'objet de la section suivante.

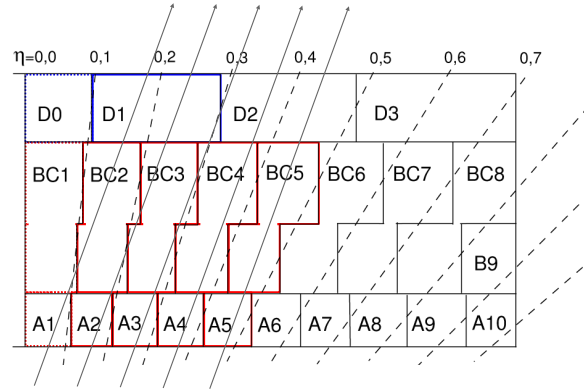
4.3.2.4 Sélection de résultats obtenus en tests faisceaux

Au total, cinq tests en faisceaux ont été effectués lors de ce projet. Cette section présente un aperçu des résultats obtenus à la fin du projet, avec un système stable et une analyse détaillée des données enregistrées. L'énergie est reconstruite à l'aide du filtrage optimal combinant les trois gains de FATALIC. La figure 4.35 indique le dispositif expérimental utilisé, comportant une table portant trois modules du calorimètre dont la position peut varier afin de choisir le point et l'angle d'impact du faisceau sur le module. Deux mini-tiroirs équipés avec FATALIC ont été insérés, soit 24 canaux de lecture, permettant de lire tous les PMs des quatre tours projectives sur les deux première couches du module, soit les cellules A+BC allant de 2 à 5. Les cellules A6 et D1 ne sont lues que par un seul des deux PMs.

12. Notons qu'aucune de ces études ne nécessitait de prototype : elles auraient pu (du?) toutes être menées avant même la conception du premier circuit.



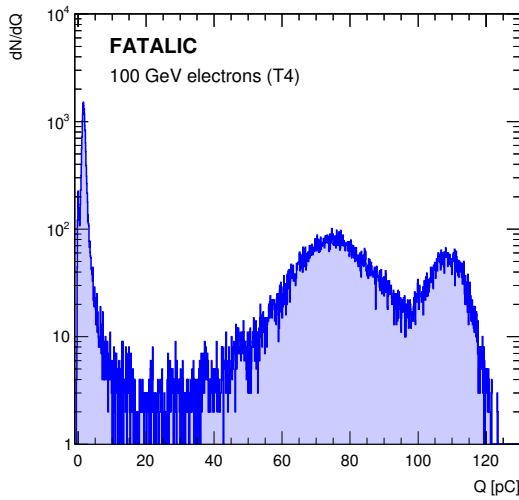
(a) Insertion du tirroir dans le module par Stylianos Angelidakis



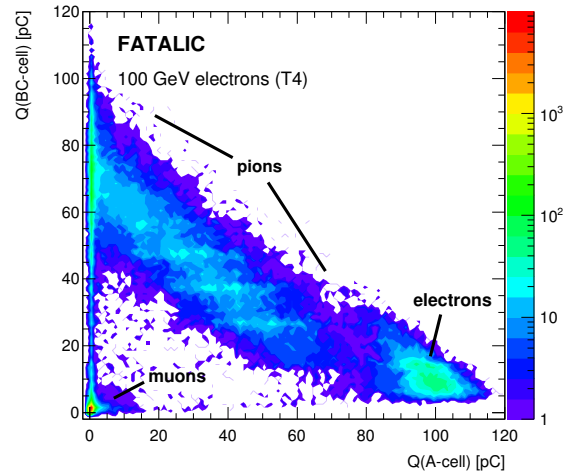
(b) Cinq tours lues par FATALIC (flèches grises)

Figure 4.35: Configuration du test en faisceaux avec l'insertion d'un tirroir équipé avec FATALIC (à gauche) et les cellules du module lues par FATALIC (à droite).

Des faisceaux d'électrons, de pions et de muons ont été analysés, permettant de mesurer différentes propriétés du calorimètre. Le détail des mesures effectuées et leur comparaison avec les propriétés des modules du détecteur actuel sont données dans [106]. Seuls deux points sont discutés ici : la mesure des dépôts d'énergie engendrés par un faisceau d'électron de 100 GeV (cf. figure 4.36) et la mesure de la réponse électromagnétique du module en fonction de l'énergie (cf. figure 4.37).



(a) Distribution de l'énergie reconstruite



(b) Profil longitudinal du dépôt

Figure 4.36: Analyse des dépôts d'énergie dans un module du calorimètre construits par la méthode du filtrage optimal appliqué au signal de FATALIC, pour un faisceau enrichi en électrons [106]. Les résultats sont exprimés en charges électriques et la figure 4.36b mesure la réponse électromagnétique du calorimètre à 1.04 pC/GeV.

La figure 4.36a montre la distribution de l'énergie reconstruite totale, définie comme la somme des

énergies mesurées dans la cellule A4 et BC4, étant chacune la somme des signaux délivrés par les deux PMTs. Le faisceau de 100 GeV utilisé pour cette mesure est enrichi en électrons mais contient également une importante contamination de pions et de muons. Le structure des dépôts de chacune de ces particules est bien spécifique et s'identifie à chaque population de l'histogramme : le pic le plus haut correspond aux muons, déposant une faible quantité d'énergie par unité de longueur (mesurée à $15 \pm 2 \text{ MeV/cm}^2$ [106], compatible avec les valeurs mesurées dans le passé) ; le premier pic autour de $Q \sim 70 \text{ pC}$ correspond à des pions dont la gerbe ne peut être contenue dans un seul module (couverture angulaire insuffisante) ; le dernier pic à $Q \sim 110 \text{ pC}$ correspond aux électrons du faisceau incident. On distingue également un pic pour les très faibles valeurs de Q qui correspond précisément au bruit de l'électronique de lecture, à savoir la fluctuation de l'énergie reconstruite quand aucune énergie n'est déposée¹³.

La figure 4.36b montre la corrélation entre les énergies mesurées dans la cellule BC et la cellule A, sondant le profil longitudinal du dépôt d'énergie. Les électrons déposent toute leur énergie dans la première cellule rencontrée et ont une faible énergie dans la cellule BC. Au contraire, les pions débutent leur gerbe hadronique au bout d'une certaine distance parcourue : suivant où se trouve le point de première interaction, l'énergie sera distribuée différemment entre les cellules A et BC, avec une somme constante. C'est exactement ce que montre l'anti-corrélation observée entre les couches A et BC. On constate d'ailleurs que la plupart des pions commencent leur gerbe dans la cellule BC. Enfin, les muons déposent peu d'énergie dans chacune des cellules et apparaissent proches du point (0,0) du graphique. On note cependant que l'énergie déposée dans la cellule BC est légèrement plus grande que celle déposée dans la cellule A, ce qui s'explique par la différence de taille de ces deux cellules.

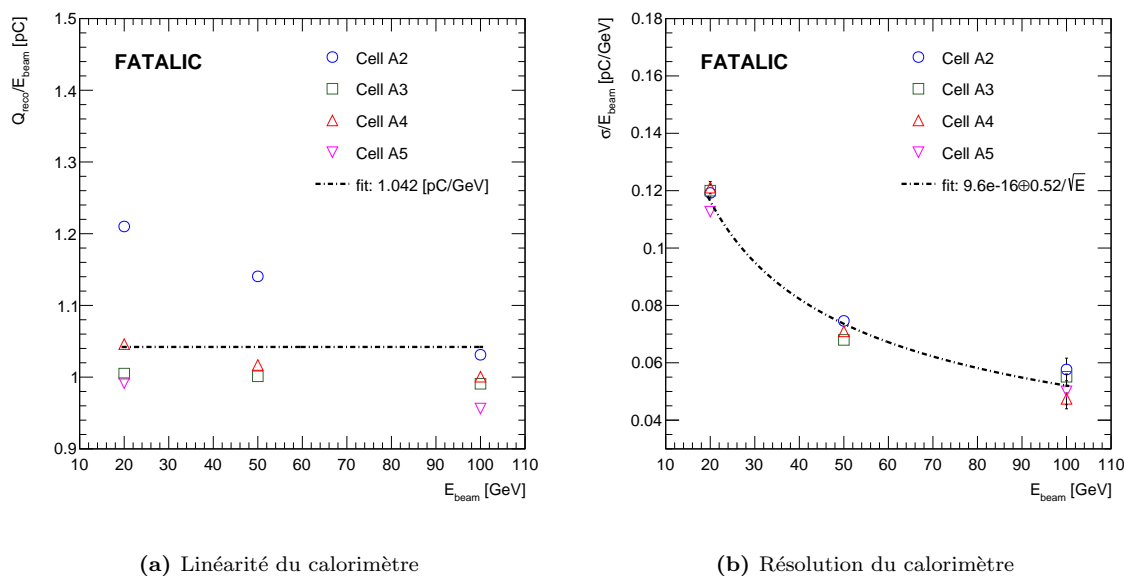


Figure 4.37: Mesure de la réponse d'un module du calorimètre à tuiles, dont les photo-multiplicateurs sont lus par l'électronique FATALIC, en utilisant un faisceau d'électrons [106]. L'énergie déposée par les électrons est entièrement contenue dans la cellule incidente, ici les cellules A. Douze configurations expérimentales sont utilisées, représentant trois énergies et quatre points d'incidence différents.

13. Ce commentaire fait résonance avec la discussion de la section 4.3.1 sur le cahier des charges du système de lecture. En effet, la grandeur d'intérêt fixée par le cahier des charges est précisément la séparation entre le pic de muons et le pic de bruit, et non le bruit du signal de sortie de l'électronique de lecture. La correspondance entre les deux fait intervenir la méthode de reconstruction de l'amplitude, qui peut donner des résultats assez différents.

La figure 4.37 montre les mesures caractérisant la réponse du module testé en terme de linéarité et de résolution. Ces mesures sont extraites d'un ajustement gaussien de l'énergie reconstruite pour des électrons de trois énergies incidentes différentes, visant les quatre cellules A lues par FATALIC. La valeur moyenne (pC) de l'ajustement normalisée à l'énergie du faisceau incident (GeV) est reportée sur la figure 4.37a pour chacune des cellules et des énergies incidentes. La réponse électromagnétique ainsi mesurée est de 1.04 ± 0.1 pC/GeV, compatible avec les valeurs mesurées dans le passé. L'écart type de l'ajustement (pC) normalisée à l'énergie du faisceau incident (GeV) est reporté sur la figure 4.37b et suit la dépendance attendue avec l'énergie.

4.3.2.5 Précision de la voie lente de FATALIC4b à FATALIC5

La mesure de faibles courants est nécessaire en premier lieu pour l'étalonnage du détecteur à l'aide d'une source radioactive de césium. La précision visée pour la réponse du calorimètre à tuiles requiert une incertitude l'ordre de 0.5 nA pour une mesure d'environ 10 ms. Par la suite, la capacité du système à atteindre une précision de l'ordre de 50 pA s'est révélée être un vrai atout pour réduire l'incertitude sur la luminosité mesurée dans ATLAS [120].

Stratégie de FATALIC4(b). Initialement, le principe de cette mesure était basé sur une moyenne numérique des échantillons à 25 ns sur une période de 10 ms. En effet, en supposant que tous les échantillons sont décorrélés, la précision de la moyenne sur N_s échantillons est donnée par la loi des grands nombres, soit $\sigma_{N_s} = \sigma_1/\sqrt{N_s}$. Compte tenu des caractéristiques du circuit FATALIC, cette stratégie conduit à une précision de l'ordre de 0.6 nA (cf. section 4.3.1). La toute première mesure a donné une précision moins bonne d'un *facteur 100*. Pour comprendre cela, nous avons quantifié l'évolution de σ_{N_s} avec N_s en mesurant le bruit pour différentes moyennes, dont le résultat est donné sur la figure 4.38. La décroissance n'est pas celle attendue et la raison réside dans la densité spectrale de bruit des circuits intégrés de la technologie utilisée. En effet, le bruit est *blanc* à haute fréquence et correspond à des fluctuations décorrélées, mais il évolue comme $1/f$ en dessous d'une certaine fréquence, ce qui introduit *des corrélations entre des échantillons distants*. Ce bruit est appelé bruit de scintillation ou *flicker noise* [119]. Ces corrélations sont d'autant plus grandes que le temps entre les deux échantillons est grand et invalide le fondement même de la stratégie envisagée.

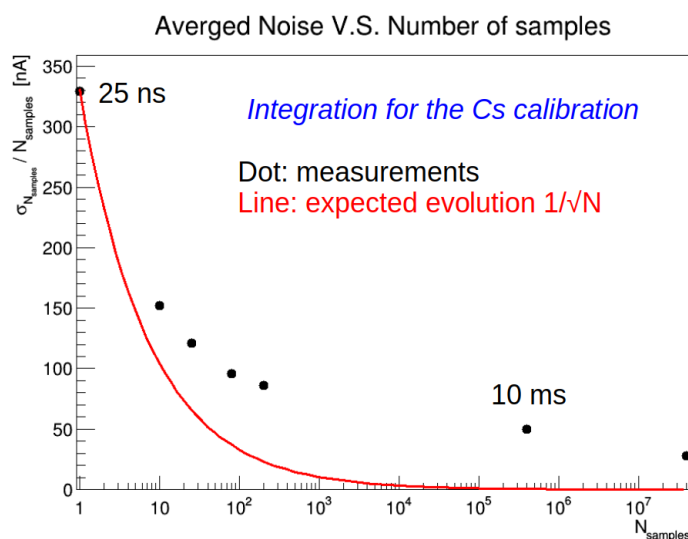


Figure 4.38: Précision de la moyenne de N_s en fonction de N_s mesurée avec FATALIC 4b et attendue pour des observables indépendantes.

Stratégie de FATALIC5. Vers la fin de la phase de conception du dernier prototype, nous avons donc compris que l'intégration numérique sur 10 ms n'était pas capable de mesurer des courants aussi précisément que le protocole d'étalonnage le demandait. Pour rappel, le prototype FATALIC5 avait pour but initial d'atteindre les *nouvelles précisions* annoncées de l'ordre de 50 pA. Lorsque la conception de FATALIC5 a commencé, nous pensions donc encore que l'intégration numérique était une bonne stratégie. La révélation de la figure 4.38 a nécessité une revue assez profonde de dernière minute du système de convoyeurs de courant afin de réduire l'impact du bruit de scintillation. Plusieurs conceptions possibles ont été élaborées et simulées pour savoir quelle structure de circuit choisir pour le prototype final de FATALIC, selon les nécessaires compromis à faire sur les autres performances (bruit, linéarité). En définitive, FATALIC5 avait une précision simulée de 0.35 nA grâce au nouvel intégrateur numérique spécialement conçu délivrant un échantillon toutes les $1 \mu\text{s}$ avec une précision de 8 nA moyennée 10 000 fois¹⁴.

14. À noter que pour un bruit parfaitement décorrélé, la précision serait de $8/\sqrt{10\,000} = 0.08 \text{ nA}$, donc l'impact du bruit en $1/f$ est visible dans cette simulation.

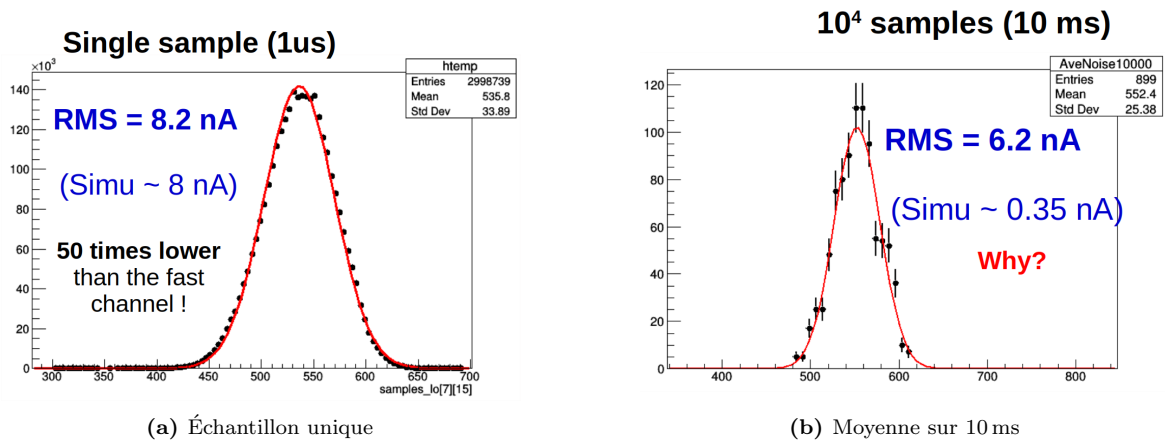


Figure 4.39: Précision mesurée de la voie lente de FATALIC5 pour un échantillon (à gauche) et la moyenne de dix milles échantillons (à droite).

Le circuit est arrivé environ deux semaines¹⁵ avant la première réunion du comité de sélection pour trancher sur le choix de l’option finale. La figure 4.39a montre un excellent accord entre la valeur observée et la précision simulée pour un échantillon unique, qui est d’ailleurs bien meilleure que l’intégration numérique de FATALIC4. Cependant, l’incertitude observée sur la moyenne de 10 ms est plus grande d’un facteur 20 par rapport aux prédictions sur la figure 4.39b. Après ré-examen de la simulation qui prédisait la précision de 0.35 nA, il se trouve que le bruit de scintillation avait été inclus jusqu’à une fréquence de 100 Hz (en dessous, le bruit simulé est blanc). Or, le bruit qui domine la mesure vient de corrélations sur des temps *plus longs* que 10 ms : c’est la fluctuation des valeurs moyennées sur 10 ms qui déterminent la largeur de la distribution sur la figure 4.39b. Après avoir introduit le bruit de scintillation jusqu’à une fréquence F_{\min} de 0.1 Hz (soit 10s de mesure, comportant *plusieurs* mesures à 10 ms), on obtient le résultat de la figure 4.40, qui montre un bon accord entre les mesures et la nouvelle simulation. Par conséquent, FATALIC5 ne satisfait pas le cahier des charges en ce qui concerne la mesure de faibles courants.

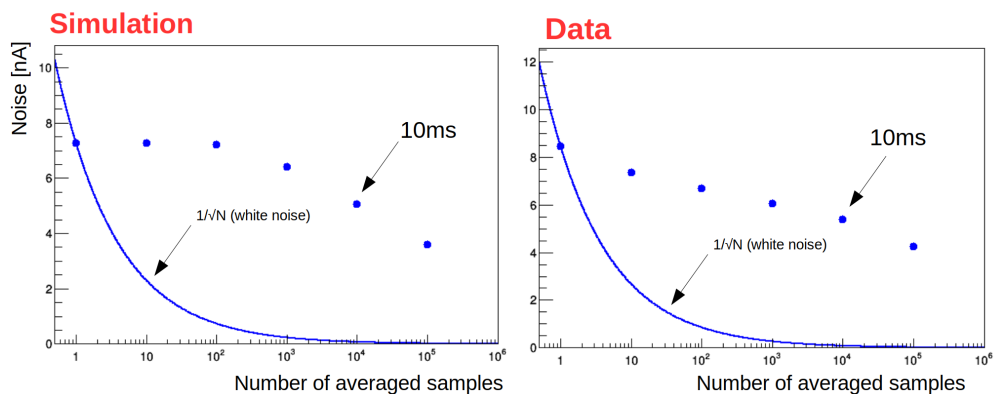


Figure 4.40: Comparaison de la précision simulée (à gauche) et mesurée (à droite) en fonction du nombre d’échantillons pour le circuit FATALIC5.

15. Les cartes mères associées sont arrivées avec du retard, ce qui a nécessité de tester les circuits FATALIC5 avec la carte mère de FATALIC4, grâce à un “adaptateur” développé dans l’urgence.

Les dernières tentatives. Durant les quelques jours qui ont suivi ces résultats, j’ai tout fait pour tenter de réduire ces corrélations dont l’amplitude augmente avec le temps de moyennage. Il convient de noter que ce comportement est hautement contre-intuitif puisqu’en général, la corrélation entre deux mesures *diminue* avec le temps qui les sépare. J’ai tenté trois approches qui me semblaient appropriées : (1) moyenner la différence de deux échantillons consécutifs, $s_{i+1} - s_i$, pour ne capter que les variations *rapides* (et tuer les fluctuations lentes qui posent problème); (2) moyenner la différence entre l’échantillon et la moyenne sur les n précédents, $s_i - \langle s \rangle_n$, pour avoir une estimation “locale” du piédestal et s’en affranchir; (3) effectuer une décorrélation des échantillons grâce à une analyse en composantes principales (PCA pour *Principal Component Analysis*) pour moyenner les observables décorrélées. La méthode (1) fonctionnait presque mais était impossible à étalonner et ne semblait pas avoir une réponse toujours linéaire. La méthode (2) ne permettait pas de détecter un signal. La méthode (3) est illustrée sur la figure 4.41, et mérite quelques commentaires.

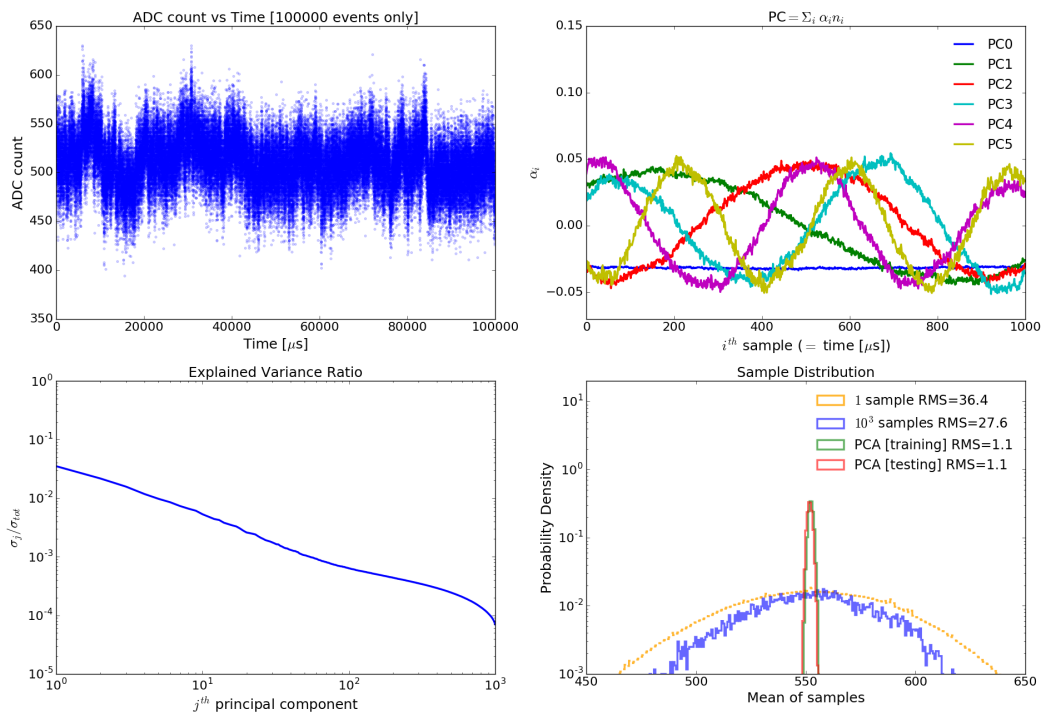


Figure 4.41: Tentative de réduction du bruit en $1/f$ par décorrélation d’échantillons, pris 1000 par 1000, grâce à la technique d’analyse en composantes principales. Des explications sont données dans le texte.

L’idée de la PCA est de considérer un vecteur de 1000 échantillons et de mesurer la matrice de corrélation grâce à un lot de plusieurs réalisations de ce vecteur. Cette matrice est ensuite diagonalisée et les vecteurs propres, combinaisons linéaires d’échantillons appelées *composantes principales* (CP), se retrouvent décorrélées. La valeur propre associée à chaque CP correspond à la variance de cette nouvelle observable. En haut à gauche de la figure 4.41, on peut voir l’évolution temporelle du signal sur 100 000 échantillons. En haut à droite, on voit les coefficients de la combinaison linéaires des cinq premières CPs, qui se trouve être des ... sinusoides : la PCA retrouve la décomposition de Fourier du signal temporel. En bas à gauche, on voit la contribution de chaque CP à la variance totale. En résumé, la CP ayant la plus grande variance est le terme de plus basse fréquence du signal, et plus la fréquence augmente, plus la fraction de variance diminue, conformément à la densité spectrale de bruit en $1/f$. Enfin, le graphique en bas à droite montre la distribution des échantillons bruts, de la

moyenne sur 1000 échantillons, et des moyennes sur les CPs. On voit clairement le gain obtenu, avec une RMS de l'ordre de 1.1 coup ADC après la PCA, conduisant à une précision de l'ordre de 0.3 nA (1 coup ADC correspond à 0.25 nA pour cette voie lente). Il convient de noter que cette approche nécessite un traitement assez lourd et ne peut nécessairement être implémentée dans un FPGA. Par ailleurs, cette précision est obtenue dans le cas où aucun signal n'est présent. Compte tenu du temps qu'il restait avant la décision, aucun test d'injection de signal n'a été fait pour sonder les performances de l'algorithme pour *mesurer* un signal.

Une quatrième approche a été testée avec l'aide de collègues brésiliens et a permis d'atteindre les résultats de la figure 4.42, soit une précision de 4 nA pour 2000 échantillons. Par manque de temps, nous n'avons pas pu effectuer le traitement sur 10 000 échantillons. Là encore, ce filtre de dé-bruitage nécessite une caractérisation précise du spectre du bruit et toute variation à ce niveau entraîne une dégradation des performances du filtre. En toute objectivité, ce genre d'approche alourdit fortement le traitement du signal à effectuer, en comparaison avec une électronique ayant nativement la bonne précision. Lorsque FATALIC atteignait péniblement une précision de l'ordre de 2 – 3 nA, l'option concurrente 3in1 a démontré une précision de l'ordre de 10 pA. Le choix de l'option finale n'a donc pas fait polémique.

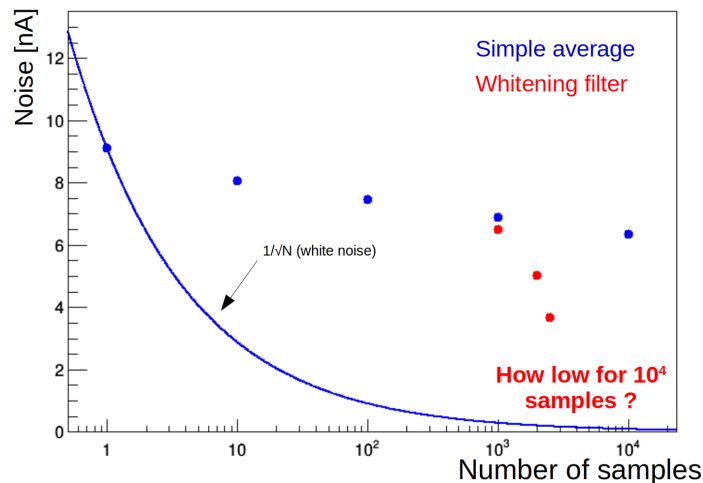


Figure 4.42: Tentative de réduction de bruit en $1/f$ grâce à un filtre de dé-bruitage blanc (étude menée par un collègue brésilien).

4.3.3 Quelques enseignements à tirer

La section précédente met en perspective les travaux effectués sur ce projet et l'accélération des progrès sur la phase finale, en particulier avec les très bon résultats des tests en faisceaux. Il convient de faire une rapide analyse rétrospective du projet pour tirer les enseignements de cet échec - qui constitue ici un point de vue personnel. Notons tout de même, avant de commencer, qu'il est toujours facile de ré-écrire l'histoire *a posteriori*.

Tout d'abord, le principe même de FATALIC basé sur trois gains avec sélection dynamique aurait du être testé avant même de commencer la conception. La simulation simplifiée du principe de lecture de FATALIC a permis de se poser un certain nombre de questions qui sont arrivées bien trop tard, à mon sens. Par ailleurs, aucune difficulté technique n'entravait une telle approche.

Deuxièmement, la compréhension que nous avons du cahier des charges de l'électronique de lecture

était bien trop approximative et nous a clairement conduit à faire de mauvais choix lors de la conception des différents prototypes. Selon moi, cette vision approximative résulte de deux points. La collaboration du calorimètre à tuiles aurait dû s'accorder sur un cahier des charges précis en début de phase de R&D, et non trois mois avant le choix de l'option (cf. figure 4.24). Ensuite, je pense que notre connaissance sur la reconstruction du signal n'était pas suffisante en début de projet pour avoir les bonnes réflexions et faire les bons compromis sur l'électronique de lecture. Pour ma part, j'ai commencé à saisir les *enjeux physiques* du cahier des charges vers Avril 2017, justement lors de la remise en forme du document de spécification. À titre d'exemple, nous avons accordé une grande importance à démontrer une linéarité jusqu'à 1.2 nC, ce qui a mis de très fortes contraintes sur le circuit. En définitive, cette propriété s'est révélée être un atout mineur d'un point de vue physique. Le même commentaire s'applique également pour le bruit du signal délivré, qui était bien trop bon par rapport aux besoins réels dictés par les mesures faites par ce détecteur. Là encore, les contraintes imposées sur le circuit par ce faible bruit ont eu un impact déterminant dans sa structure, et donc ses performances.

Enfin, je pense que ce type de projet nécessite une forte implication et ne peut être combiné avec une autre activité. À mon sens, c'est un leurre de croire que l'on peut travailler à 50 % sur un tel projet. La conséquence directe d'une implication partielle est le manque de mesures, de graphiques de contrôle et de tests en général qui a fait défaut en début de projet. Typiquement, l'arrivée de doctorants et de post-doctorants a permis de faire énormément de progrès à partir de 2016. Selon moi, notre plus grande erreur a été de réaliser beaucoup trop tard que la stratégie de sommation numérique ne fonctionnait pas. Pour information, l'obtention des résultats de la figure 4.38 a nécessité une demi-journée de travail.

Il est important de mentionner également la difficulté de ce genre de projet avec, en particulier, une charge de travail très importante sur les ingénieurs et techniciens. En effet, plusieurs conceptions devaient être élaborées en même temps (carte mère, carte de lecture, FATALIC) sur des durées relativement courtes, tout en testant les prototypes conçus précédemment en parallèle (avec tous les aléas que cela comporte). Des problèmes étaient alors découverts et changeaient, une fois compris, la conception en cours presque en temps réel. Il y avait donc beaucoup de paramètres à gérer sur plusieurs fronts, ce qui remet tout de même les erreurs commises dans un contexte particulièrement chaotique. En tout et pour tout, nous avons malgré tout porté le concept de FATALIC jusqu'à une réalisation technique capable de faire de la calorimétrie de qualité, grâce à un groupe de travail particulièrement investi - surtout sur les derniers mois.

4.4 Conclusion

Cette première expérience de développements instrumentaux a été très enrichissante d'un point de vue scientifique, gestion de projet mais aussi humain. Sur le plan scientifique, j'ai apprécié pouvoir travailler sur plusieurs étapes de la reconstruction des collisions. En effet, même si la composante électronique a été prépondérante, un certain nombre de développements ont été menés sur le traitement du signal électrique pour reconstruire l'énergie, et pleinement mis à profit pour l'analyse des données collectées en tests faisceaux. Les dernières études en cours tentent d'ailleurs de raccorder les effets au niveau de la cellule aux effets sur les objets physiques, et viennent pour ainsi dire compléter la chaîne de reconstruction. Étant le coordinateur du projet FATALIC, j'ai également développé quelques compétences de gestion de projet, sachant que l'aspect scientifique restait mon intérêt principal du projet. Je prévois de tirer partie de cette première expérience en m'orientant vers le développement d'un autre détecteur pour le HL-LHC, le *High Granularity and Time Detector*.

Conclusion et perspectives

Ce document décrit les recherches que j'ai effectuées sur les dix dernières années dans le secteur électro-faible d'abord et dans le secteur du quark top ensuite, sur deux collisionneurs différents fonctionnant à des énergies allant de 2 à 13 TeV. Les thématiques abordées dans ces recherches suivent l'évolution de notre connaissance sur le monde subatomique, avec les deux questions fondamentales que sont l'origine de la brisure spontanée de la symétrie électro-faible, et la détection de phénomènes non prédits par la théorie actuelle. Dans ce cadre, j'ai participé à la caractérisation du reliquat observable du mécanisme de cette brisure, le boson de Higgs, en mettant en évidence pour la première fois son couplage au lepton le plus massif du Modèle Standard, qui est conforme aux prédictions du mécanisme de Higgs. Dans un second temps, je me suis orienté vers une recherche de phénomènes nouveaux impliquant la particule la plus lourde du Modèle Standard, avec en particulier la production encore non observée de quatre quarks top. La détection d'un signal nouveau permettrait d'entrevoir des lois de la physique plus profondes que celles connues aujourd'hui. Un certain nombre de contraintes sur la forme que pourraient prendre ces lois ont été alors obtenues. Afin de repousser encore un peu plus ces limites, la phase de haute luminosité du LHC entrera en fonctionnement aux environs de 2026. J'ai participé à la préparation de cette transition expérimentale importante en travaillant sur le développement du calorimètre hadronique central du détecteur ATLAS, en particulier sur son électronique de lecture.

On peut résumer le but commun de toutes ces recherches en une phrase : résoudre l'apparente contradiction entre l'exactitude des prédictions du Modèle Standard et l'incapacité avérée de cette théorie à décrire certaines de nos observations. Jusqu'à aujourd'hui, l'approche expérimentale la plus fructueuse était d'effectuer des collisions à des énergies toujours plus hautes, pour découvrir de nouvelles particules toujours plus lourdes. Cependant, je pense que cette approche commence à montrer ses limites et que la communauté de la physique des particules doit faire face à un nouveau paradigme. Deux raisons m'amènent à faire ce constat personnel. La première concerne la taille des collaborations et les durées de vie des projets toujours plus grandes, qui rendent leur réalisation toujours plus difficile à mener et leur exploitation, compliquée à garantir. La deuxième raison porte sur la masse du boson de Higgs de 125 GeV qui rend le Modèle Standard cohérent et prédictif jusqu'à des énergies hors de portée expérimentale. En d'autres termes, soit une découverte inattendue redéfinit la stratégie de la communauté, soit la montée en énergie de collision devient une approche spéculative relativement osée vu les ressources qu'elle exige. Dans ce dernier cas, notre stratégie vieille d'environ 90 ans doit évoluer vers quelque chose de nouveau qui reste à définir. D'ailleurs les programmes expérimentaux dits *hors collisionneurs* prennent une importance grandissantes, incluant bien évidemment les expériences sur ces particules singulières que sont les neutrinos. En définitive, soit une découverte expérimentale inattendue est faite, soit la physique des particules expérimentale sera le siège d'une transformation profonde. Dans les deux cas, j'espère que cela se produira de mon vivant !

Références

- [1] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett., vol. 13, pages 508–509, Aug. 1964, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [2] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett., vol. 13, no. 9, pages 321–323, Aug. 1964, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [3] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, Phys. Rev. Lett., vol. 13, no. 20, pages 585–587, Nov. 1964, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [4] Weinberg, S., *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett., vol. 19, no. 21, pages 1264–1266, Nov. 1967, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [5] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics, vol. 22, no. 4, pages 579–588, 1961, [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [6] A. Salam and N. Svartholm, *Elementary particle physics : relativistic groups and analyticity*, Eighth Nobel Symposium, page 367, 1968.
- [7] H. D. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions*, Phys. Rev. Lett., vol. 30, no. 26, pages 1346–1349, Jun. 1973, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [8] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B, vol. 716, pages 1–29, 2012, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [9] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B, vol. 716, pages 30–61, 2012, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [10] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *Strength of weak interactions at very high energies and the Higgs boson mass*, Phys. Rev. Lett., vol. 38, pages 883–885, Apr. 1977, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.883>.
- [11] M. L. Perl *et al.*, *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett., vol. 35, no. 22, pages 1489–1492, Dec. 1975, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.1489>.
- [12] Davier, M., Hoecker, A., López Castro, G. *et al.*, *The Discrepancy Between tau and e^+e^- Spectral Functions Revisited and the Consequences for the Muon Magnetic Anomaly*, Eur. Phys. J. C, vol. 66, page 127, Jan. 2010, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1219-4>.
- [13] Yuki Sakurai on behalf of the ATLAS Collaboration, *The ATLAS Tau Trigger Performance during LHC Run 1 and Prospects for Run 2*, LHCP Conference, 2014, <https://arxiv.org/abs/1409.2699>.

- [14] ATLAS Collaboration, *Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS experiment in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Eur. Phys. J. C, vol. 75, page 503, Dec. 2015, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3500-z>.
- [15] Romain Madar, *Identification des leptons tau et recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$ dans l'expérience D0 auprès du Tevatron*, PhD thesis, 2011, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00620824v2>.
- [16] ATLAS Collaboration, *Test of CP invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the Optimal Observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C, vol. 76, page 258, Nov. 2016, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4499-5>.
- [17] Daniele Zanzi on behalf of the ATLAS and CMS Collaborations, *Measurement of the Higgs Boson Couplings and CP Structure Using Tau Leptons at the LHC*, Nucl. Part. Phys. Proc., vols. 287-288, pages 115–128, 2017, <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2017.03.057>.
- [18] ATLAS Collaboration, *Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment*, Eur. Phys. J. C, vol. 76, page 295, Apr. 2016, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4110-0>.
- [19] Boris Tuchming, *Recherche de Bosons de Higgs Supersymétriques dans l'Expérience ALEPH*, page 106, 2000, <http://inspirehep.net/record/535224>.
- [20] DØ collaboration, *b-Jet identification in the DØ experiment*, Nucl. Inst. Meth. Phys. A, vol. 620, pages 490–517, 2010, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.118>.
- [21] DØ collaboration, *The upgraded DØ detector*, Nucl. Instr. Meth. Phys. A, vol. 565, pages 463–537, Sep. 2006, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.248>.
- [22] DØ collaboration, *Search for the standard model Higgs boson in tau lepton final states*, Phys. Lett. B, vol. 714, pages 237–245, 2012, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.07.012>.
- [23] DØ collaboration, *Search for the Higgs boson in lepton, tau, and jets final states*, Phys. Rev. D, vol. 88, page 052005, 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.052005>.
- [24] DØ collaboration, *Combined search for the Higgs boson with the D0 experiment*, Phys. Rev. D, vol. 88, page 052011, 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.052011>.
- [25] ATLAS Collaboration, *Performance of the Fast ATLAS Tracking Simulation (FATRAS) and the ATLAS Fast Calorimeter Simulation (FastCaloSim) with single particles*, ATL-SOFT-PUB-2014-001, 2014, <http://cdsweb.cern.ch/record/1669341>.
- [26] Abdelhak Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. II : The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*, Physics Reports, vol. 459, pages 1–241, 2008, <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.005>.
- [27] CDF and DØ collaborations, *Higgs boson studies at the Tevatron*, Phys. Rev. D, vol. 88, page 052014, 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.052014>.
- [28] ATLAS Collaboration, *Search for the Dimuon Decay of the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at 13 TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2019-028, 2019, <http://cdsweb.cern.ch/record/2682155>.
- [29] CMS Collaboration, *Search for the standard model Higgs boson produced through vector boson fusion and decaying to $b\bar{b}$* , Phys. Rev. D, vol. 92, page 032008, 2015, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.032008>.

-
- [30] ATLAS Collaboration, *Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B, vol. 786, pages 59–86, 2018, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.013>.
- [31] ATLAS Collaboration, *Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-108, 2013, <http://cdsweb.cern.ch/record/1632191>.
- [32] ATLAS Collaboration, *Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector*, JHEP, vol. 117, 2015, [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2015\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)117).
- [33] CDF Collaboration, *Search for a low mass Standard Model Higgs boson in the $\tau\tau$ decay channel*, https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/results/smtautau_jul10/analysis.htm.
- [34] I. W. Stewart and F. J. Tackmann, *Theory uncertainties for higgs mass and other searches using jet bins*, Phys. Rev. D, vol. 85, no. 3, page 034011, Feb. 2012, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.034011>.
- [35] S. K. A. Denner S. Dittmaier and A. Mück, *Higgs bosons Attached to WeaK bosons at hadron colliders*, <http://omnibus.uni-freiburg.de/~sd565/programs/hawk/hawk.html>.
- [36] R. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate, and J. V. D. Bij, *Higgs decay to $\tau^+\tau^-$, A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders*, Nucl. Phys. B, vol. 297, no. 2, pages 221–243, 1988, [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(88\)90019-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(88)90019-3).
- [37] R. Madar, *Recherche de bosons de Higgs super-symétriques auprès de l'expérience $D\bar{O}$* , Master Internship (CEA), 2008, http://romain-madar.com/doc/thesis/SoutenanceStage_madar.pdf.
- [38] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, and A. Safonov, *A new mass reconstruction technique for resonances decaying to $\tau\tau$* , NIMA, vol. 654, no. 1, pages 481–489, 2011, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.07.009>.
- [39] ATLAS Collaboration, *Modelling $Z \rightarrow \tau\tau$ processes in ATLAS with τ -embedded $Z \rightarrow \mu\mu$ data*, JINST, vol. 10, no. 9, 2015, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/09/p09018>.
- [40] Nils Ruthmann, *Search for Standard Model $H \rightarrow \tau\tau$ Decays in the Lepton-Hadron Final State in Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector at the LHC*, PhD thesis, Dec. 2014, <https://cds.cern.ch/record/1984325>.
- [41] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow \tau\tau$ decay mode in 7 TeV pp collisions with ATLAS*, JHEP, vol. 9, page 70, 2012, [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2012\)070](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2012)070).
- [42] Helge Hass, *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow \tau_\ell\tau_{had}$ decay mode in proton-proton collisions at 7 TeV with the ATLAS experiment*, Master thesis, 2013, <http://romain-madar.com/doc/thesis/RapportHelge.pdf>.
- [43] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in $H \rightarrow \tau\tau$ decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2012-160, 2012, <https://cdsweb.cern.ch/record/1493624>.
- [44] ATLAS and CMS Collaborations, *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 7 and 8 TeV*, JHEP, vol. 8, page 45, Aug. 2016, [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045).
- [45] K. Cranmer, G. Lewis, L. Moneta, A. Shibata, and W. Verkerke, *HistFactory : A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats*, CERN-OPEN-2012-016, Jan. 2012, <http://cds.cern.ch/record/1493624>.

cern.ch/record/1456844/.

[46] E. Busato, *Calibration des jets, recherche de nouvelle physique et interprétation statistique avec les données de l'expérience ATLAS au run 1 du LHC*, HDR, Dec. 2015, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01310209>.

[47] J. Neyman and E. S. Pearson, *On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses*, Philosophical Transactions of the Royal Society, vol. 231, Feb. 1933, <https://doi.org/10.1098/rsta.1933.0009>.

[48] A. Wald, *Tests of statistical hypotheses concerning several parameters when the number of observations is large*, Transactions of the American Mathematical Society, vol. 54, pages 426–482, Nov. 1943, <http://www.jstor.org/stable/1990256>.

[49] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, EPJC, vol. 71, page 1554, Feb. 2011, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0>.

[50] ATLAS Collaboration, *Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B, vol. 786, pages 59–86, 2018, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.013>.

[51] ATLAS Collaboration, *Search for four-top-quark production in the single-lepton and opposite-sign dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the atlas detector*, Phys. Rev. D, vol. 99, page 052009, Mar. 2019, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.052009>.

[52] ATLAS collaboration, *Search for pair production of up-type vector-like quarks and for four-top-quark events in final states with multiple b -jets with the atlas detector*, JHEP, vol. 2018, page 89, Jul. 2018, [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2018\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2018)089).

[53] ATLAS Collaboration, *A search for $t\bar{t}$ resonances using lepton-plus-jets events in proton-proton collisions at 8 TeV with the ATLAS detector*, JHEP, vol. 8, page 148, Aug. 2015, [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2015\)148](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2015)148).

[54] ATLAS Collaboration, *Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the atlas detector*, Phys. Rev. D, vol. 96, page 072002, Oct. 2017, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.072002>.

[55] DØ Collaboration, *Systematics and limit calculations*, DØ note, vol. 5309, Dec. 2006, <http://lss.fnal.gov/archive/test-tm/2000/fermilab-tm-2386-e.pdf>.

[56] E. Busato, D. Calvet, and T. Theveneaux-Pelzer, *OpTHyLiC : An optimised tool for hybrid limits computation*, Computer Physics Communications, vol. 226, pages 136–150, Jan. 2018, <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2018.01.009>.

[57] ATLAS Collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D, vol. 86, no. 3, page 032003, Aug. 2012, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.032003>.

[58] P. Valéry, *Œuvres, tome II*, Bibliothèque de la Pléiade (Gallimard), vol. 148, Nov. 1960.

[59] J. Ellis, J. Espinosa, G. Giudice, A. Hoecker, and A. Riotto, *The probable fate of the standard model*, Phys. Lett. B, vol. 679, no. 4, pages 369–375, 2009, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.07.054>.

[60] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Westview Press, 1995.

-
- [61] *Naturalness, hierarchy, and fine tuning*, Workshop (Aachen), Feb. 2018, <https://indico.cern.ch/event/630393>.
- [62] C. D. Dijkstra, *Naturalness as a reasonable scientific principle in fundamental physics*, Master Thesis of Natural Sciences, Apr. 2019, <https://arxiv.org/abs/1906.03036>.
- [63] S. Coleman and J. Mandula, *All possible symmetries of the S matrix*, Phys. Rev., vol. 159, no. 5, pages 1251–1256, Jul. 1967, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.159.1251>.
- [64] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, *All possible generators of supersymmetries of the S-matrix*, Nuclear Physics B, vol. 88, pages 257–274, 1975, [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(75\)90279-5](https://doi.org/10.1016/0550-3213(75)90279-5).
- [65] J. Reuter, M. Tonini, and M. de Vries, *Little higgs model limits from lhc - input for snowmass 2013*, <https://arxiv.org/abs/1307.5010>.
- [66] M. Perelstein, M. E. Peskin, and A. Pierce, *Top quarks and electroweak symmetry breaking in little higgs models*, Phys. Rev. D, vol. 69, page 075002, Apr. 2004, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.075002>.
- [67] O. Matsedonskyi, G. Panico, and A. Wulzer, *Light top partners for a light composite higgs*, JHEP, vol. 1, page 164, Jan. 2013, [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2013\)164](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2013)164).
- [68] C. Csaki, *TASI lectures on extra dimensions and branes*, Apr. 2004, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0404096>.
- [69] F. Ledroit-Guillon, *Constraints on extra dimensions from the atlas experiment at the lhc*, Modern Physics Letters A, vol. 30, 2015, <https://doi.org/10.1142/S0217732315400167>.
- [70] M. Tanabashi *et al.*, *Review of particle physics*, Phys. Rev. D, vol. 98, Aug. 2018, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [71] O. Klein, *Quantentheorie und fünfdimensionale relativitätstheorie*, Zeitschrift für Physik, vol. 37, pages 895–906, Dec. 1926, <https://doi.org/10.1007/BF01397481>.
- [72] O. Klein, *The atomicity of electricity as a quantum theory law*, Nature, vol. 118, page 516, Dec. 1926, <https://doi.org/10.1038/118516a0>.
- [73] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a tev*, Phys. Lett. B, vol. 436, pages 257–263, 1998, [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)00860-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00860-0).
- [74] G. Cacciapaglia, A. Deandrea, and J. Llodra-Perez, *The universal real projective plane : LHC phenomenology at one loop*, JHEP, vol. 10, Oct. 2011, [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2011\)146](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2011)146).
- [75] L. Randall and R. Sundrum, *Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett., vol. 83, pages 3370–3373, Oct. 1999, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.3370>.
- [76] R. Contino, L. Da Rold, and A. Pomarol, *Light custodians in natural composite higgs models*, Phys. Rev. D, vol. 75, no. 5, pages 14–55, Mar. 2007, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.055014>.
- [77] J. A. Aguilar-Saavedra, R. Benbrik, S. Heinemeyer, and M. Pérez-Victoria, *Handbook of vectorlike quarks : Mixing and single production*, Phys. Rev. D, vol. 88, page 094010, Nov. 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.094010>.
- [78] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *New constraint on a strongly interacting higgs sector*, Phys. Rev. Lett., vol. 65, pages 964–967, Aug. 1990, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.964>.

- [79] ATLAS Collaboration, *Combination of the searches for pair-produced vectorlike partners of the third-generation quarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the atlas detector*, Phys. Rev. Lett., vol. 121, Nov. 2018, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.211801>.
- [80] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in events with same-charge leptons and b-jets in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector*, JHEP, vol. 12, Dec. 2018, [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2018\)039](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2018)039).
- [81] ATLAS Collaboration, *Search for large missing transverse momentum in association with one top-quark in proton-proton collisions at 13 tev with the atlas detector*, JHEP, vol. 5, page 41, May 2019, [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2019\)041](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2019)041).
- [82] ATLAS Collaboration, *Constraints on mediator-based dark matter and scalar dark energy models using 13 tev pp collision data collected by the atlas detector*, JHEP, vol. 5, page 142, May 2019, [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2019\)142](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2019)142).
- [83] ATLAS Collaboration, *Analysis of events with b-jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector*, JHEP, vol. 10, Oct. 2015, [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2015\)150](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2015)150).
- [84] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena using events with b-jets and a pair of same-charge leptons in 3.2 fb⁻¹ of pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2016-032, 2016, <http://cdsweb.cern.ch/record/2161545>.
- [85] D. Collaboration, *Extraction of the width of the w boson from measurements of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \times B(W \rightarrow e\nu)$ and $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \times B(Z \rightarrow ee)$ and their ratio*, Phys. Rev. D, vol. 61, Mar. 2000, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.61.072001>.
- [86] D. Abercrombie *et al.*, *Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches : Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum*, 2015, <https://arxiv.org/abs/1507.00966>.
- [87] I. Boucheneb, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, and B. Fuks, *Revisiting monotop production at the lh*, JHEP, vol. 1, page 17, Jan. 2015, [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2015\)017](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)017).
- [88] R. Frederix, D. Pagani, and M. Zaro, *Large NLO corrections in $t\bar{t}W^\pm$ and $t\bar{t}\bar{t}$ hadroproduction from supposedly subleading EW contributions*, JHEP, vol. 2, page 31, Feb. 2018, [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2018\)031](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2018)031).
- [89] Q.-H. Cao, S.-L. Chen, and Y. Liu, *Probing higgs width and top quark yukawa coupling from $t\bar{t}H$ and $t\bar{t}\bar{t}$ productions*, Phys. Rev. D, vol. 95, page 053004, Mar. 2017, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.053004>.
- [90] ATLAS Collaboration, *Search for four-top-quark production in the single-lepton and opposite-sign dilepton final states in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector*, <https://arxiv.org/abs/1811.02305>.
- [91] CMS Collaboration, *Search for standard model production of four top quarks with same-sign and multilepton final states in proton-proton collisions at $1\sqrt{s} = 13$ TeV*, EPJC, vol. 78, page 140, Feb. 2018, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5607-5>.
- [92] CMS Collaboration, *Search for standard model production of four top quarks in final states with same-sign and multiple leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, CMS-PAS-TOP-18-003, 2019, <https://cds.cern.ch/record/2668710>.
- [93] J. Rojo, *Parton distributions at a 100 tev hadron collider*, Proceedings of Sciences, May 2016, <https://arxiv.org/abs/1605.08302>.

-
- [94] C. N. Yang, *Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons*, Phys. Rev., vol. 77, no. 2, pages 242–245, Jan. 1950, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.77.242>.
- [95] H. Georgi, L. Kaplan, D. Morin, and A. Schenk, *Effects of top quark compositeness*, Phys. Rev. D, vol. 51, pages 3888–3894, Apr. 1995, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.3888>.
- [96] G. Cacciapaglia, R. Chierici, A. Deandrea, L. Panizzi, S. Perries, and S. Tosi, *Four tops on the real projective plane at lhc*, JHEP, vol. 10, page 42, Oct. 2011, [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2011\)042](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2011)042).
- [97] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, *Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models*, Physics Reports, vol. 516, pages 1–102, 2012, <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>.
- [98] P. S. Bhupal Dev and A. Pilaftsis, *Maximally symmetric two higgs doublet model with natural standard model alignment*, JHEP, vol. 12, page 24, Dec. 2014, [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2014\)024](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2014)024).
- [99] 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*, Phys. Rev. Lett., vol. 119, Nov. 2017, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.191803>.
- [100] CMS Collaboration, *Search for the production of four top quarks in the single-lepton and opposite-sign dilepton final states in proton-proton collisions at 13 TeV*, Submitted to JHEP, 2019, <https://arxiv.org/abs/1906.02805>.
- [101] P. Onyisi and A. Webb, *Impact of rare decays $t \rightarrow \ell' \nu b \ell \ell$ and $t \rightarrow qq' b \ell \ell$ on searches for top-associated physics*, JHEP, vol. 2, page 156, Feb. 2018, [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2018\)156](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2018)156).
- [102] L. Royer *et al.*, *FATALIC : A dedicated front-end ASIC for the atlas tilecal upgrade*, TWEPP, ATL-TILECAL-SLIDE-2015-764, 2015, <https://cds.cern.ch/record/2057101>.
- [103] S. Manen *et al.*, *Fatalic, a very-front-end ASIC for the atlas tile calorimeter*, IEEE, ATL-TILECAL-SLIDE-2016-858, 2016, <https://cds.cern.ch/record/2231539>.
- [104] S. Senkin *et al.*, *A complete readout chain of the atlas tile calorimeter for the hl-lhc : From fatalic front-end electronics to signal reconstruction*, ANIMA Conference, ATL-TILECAL-PROC-2017-006, 2017, <https://cds.cern.ch/record/2265816>.
- [105] R. Madar *et al.*, *FATALIC : A fully integrated electronics readout for the atlas tile calorimeter at the hl-lhc*, NIMA, vol. 936, pages 316–318, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.079>.
- [106] R. Madar *et al.*, *FATALIC : a novel CMOS front-end readout ASIC for the ATLAS Tile Calorimeter*, JINST, no. 13, page 12013, Dec. 2018, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/12/P12013>.
- [107] ATLAS Collaboration, *Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Tile Calorimeter*, CERN-LHCC-2017-019, 2017, <http://cdsweb.cern.ch/record/2285583>.
- [108] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*, CERN-LHCC-96-042, 1996, <https://cds.cern.ch/record/331062>.
- [109] ATLAS Collaboration, *Readiness of the atlas tile calorimeter for lhc collisions*, EPJC, vol. 70, no. 4, pages 1193–1236, Dec. 2010, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1508-y>.
- [110] ATLAS and CMS Collaborations, *Report on the Physics at the HL-LHC and Perspectives for the HE-LHC*, Workshop, Feb. 2019, <https://arxiv.org/abs/1902.10229>.

- [111] ATLAS Collaboration, *Measurement of the W-boson mass in pp collisions at 7 TeV with the ATLAS detector*, EPJC, vol. 78, no. 2, page 110, Feb. 2018, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5475-4>.
- [112] ATLAS Collaboration, *ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document*, CERN-LHCC-2015-020, 2015, <https://cds.cern.ch/record/2055248>.
- [113] D. Calvet *et al.*, *The high voltage distribution system of the ATLAS tile calorimeter and its performance during data taking*, JINST, vol. 13, no. 8, pages P08006–P08006, Aug. 2018, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/08/p08006>.
- [114] F. V. *et al.*, *Performance of a remote high voltage power supply for the phase II upgrade of the ATLAS tile calorimeter*, JINST, vol. 11, no. 2, pages C02050–C02050, Feb. 2016, <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/02/c02050>.
- [115] ATLAS Tile Collaboration, *Optimal Filtering in the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*, ATLTILECAL-2005-001, 2005, <https://cds.cern.ch/record/816152>.
- [116] ATLAS Collaboration, *Topological cell clustering in the atlas calorimeters and its performance in lhc run 1*, EPJC, vol. 77, no. 7, page 490, Jul. 2017, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5>.
- [117] E. Starchenko *et al.*, *Cesium monitoring system for ATLAS Tile Hadron Calorimeter*, NIMA, vol. 494, no. 1, pages 381–384, Nov. 2002, [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01507-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01507-3).
- [118] K. Anderson *et al.*, *Design of the front-end analog electronics for the atlas tile calorimeter*, NIMA, vol. 551, no. 2, pages 469–476, 2005, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.06.048>.
- [119] R. F. Voss and J. Clarke, *Flicker ($\frac{1}{f}$) noise : Equilibrium temperature and resistance fluctuations*, Phys. Rev. B, vol. 13, no. 2, pages 556–573, Jan. 1976, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.13.556>.
- [120] ATLAS collaboration, *Luminosity determination in pp collisions at 13 tev using the atlas detector at the lhc*, ATLAS-CONF-2019-021, Jun. 2019, <http://cdsweb.cern.ch/record/2677054>.