



HAL
open science

Intégration d'un bouchon du trajectographe au silicium de l'expérience CMS au LHC et étude du potentiel de découverte de résonances se désintégrant en paires de quarks top

Eric Chabert

► **To cite this version:**

Eric Chabert. Intégration d'un bouchon du trajectographe au silicium de l'expérience CMS au LHC et étude du potentiel de découverte de résonances se désintégrant en paires de quarks top. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2008. Français. NNT : . tel-00363904

HAL Id: tel-00363904

<https://theses.hal.science/tel-00363904>

Submitted on 24 Feb 2009

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

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



N° d'ordre 175-2008
LYCEN – T 2008-14

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Eric CHABERT

**Intégration d'un bouchon du trajectographe au silicium
de l'expérience CMS au LHC et étude du potentiel
de découverte de résonances se désintégrant en paires
de quarks top**

Soutenue le 17 octobre 2008
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	D.	Contardo	Directeur de Thèse
	M.	D.	Bloch	Rapporteur
	M.	A.	Deandrea	Président du Jury
	M.	J.	D'Hondt	Rapporteur
	M.	D.	Pallin	
	M.	S.	Perries	Co-Directeur de Thèse
	M.	R.	Tenchini	

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

17 octobre 2008

par

Eric Chabert

**Intégration d'un bouchon du trajectographe
au silicium de l'expérience CMS au LHC et
étude du potentiel de découverte de
résonances se désintégrant en paires de
quarks top.**

Jury : M. D. Contardo Directeur de Thèse
 D. Bloch Rapporteur
 A. Deandrea
 J. D'Hondt Rapporteur
 D. Pallin
 S. Perries Co-directeur de Thèse
 R. Tenchini

Remerciements

Je te tiens à remercier en tout premier lieu mes deux directeurs de thèse, Didier Contardo et Stéphane Perriès, qui m'ont accompagné chacun sur la moitié de mon parcours. Didier m'a offert l'opportunité de vivre un an au CERN et de partager cette fabuleuse aventure scientifique et humaine que fut l'intégration du TEC- : qu'il en soit remercié. Il m'a peut-être fait monter le rythme cardiaque pendant cette période mais il a su diriger son équipe avec l'âme d'un leader !

Quant à Stéphane, c'est en grande partie sa présence dans le groupe CMS qui m'a incité à choisir ce groupe pour y faire ma thèse. Je l'avais apprécié pour ses qualités pédagogiques en tant qu'enseignant, et je n'ai pas eu à regretter mon choix. J'ai passé en sa compagnie (dans le même bureau) des moments très conviviaux avec d'innombrables discussions allant de la physique à l'Histoire en passant par l'informatique. Je le remercie très sincèrement pour le temps qu'il m'a consacré. Ce fut une réelle présence !

Je remercie les membres du jury qui ont accepté de juger mon travail : Aldo Deandrea, Daniel Bloch, Jorgen DHondt, Dominique Pallin et Roberto Tenchini en plus de mes directeurs. Ils ont pris le temps dans des emplois du temps bien souvent surchargés, de lire mon manuscrit et de faire le déplacement pour ma soutenance. Je veux les en remercier. Leurs critiques et remarques ont encore accru la motivation avec laquelle j'entame mon post-doc. Un grand merci à eux, et tout particulièrement à mes deux rapporteurs, Daniel Bloch et Jorgen DHondt, pour le rôle qu'ils ont aimablement accepté de jouer ainsi que pour leurs critiques constructives. Merci également à Aldo Deandrea qui a accepté de présider le jury.

Au cours de ces trois dernières années, j'ai eu l'occasion de rencontrer de nombreuses personnes qui furent de bon conseil ou de bon soutien et je souhaite les en remercier.

Commençons chronologiquement par mes collègues de la TEC team :

Gaëlle Boudoul toujours souriante, dynamique, toujours serviable et surtout infatigable ... ce fut un réel plaisir de travailler en sa compagnie ;

Nick Lumb avec son humour très british et son humeur constante ... ;

mes quatre camarades et collocataires : Alexandre, Florent, Jean-Hugues et Mahmoud avec qui j'ai partagé une année mouvementée et enrichissante ... ;

sans oublier Laurent Mirabito, expert sympathique ... toujours prêt à débloquent les situations.

Après mon retour du CERN, j'ai rejoint Roberto Chierici qui fut l'initiateur du groupe Top naissant à Lyon et Stéphane. Avec un pessimisme réaliste mais une implication très personnelle dans la recherche, Roberto fut et est toujours de très bon conseil ! L'ambiance fut excellente au sein de cette petite équipe et la motivation toujours présente. On se souviendra

de quelques belles soirées passées à trois avec au programme pizza, bière et rédaction de note ... Je souhaite un bel avenir à ce groupe en expansion, en espérant qu'il gardera sa fraîcheur originelle.

Je souhaite également remercier Morgan Lethuillier, indélogeable chercheur qui n'a malheureusement pas succombé à la tentation de nous rejoindre Avec son sens de l'humour caustique, il m'a fait passer de bons moments au bureau comme ailleurs. Son sens de la critique et de la remise en cause (quelques fois poussées à l'extrême ...) en font un bon analyste-physicien qui reste malheureusement peut-être trop discret ...

Une pensée pour Bernard Ille qui fut mon premier directeur de stage (en Licence), il eut la gentillesse de m'accompagner un mois durant dans le groupe CMS et pris le temps de me mettre le pied à l'étrier. J'ai du apprécier puisque j'ai par la suite renouvelé l'expérience avec Eric Chabanat l'année suivante sur une thématique orienté vers la programmation (réseau de neurones) et Stéphane Perriès en Master. Merci à Eric qui m'a débloqué à de nombreuses reprises pour des problèmes informatiques et que je sollicite encore de temps à autre. Je le remercie également pour son regard extérieur et aiguisé. Je remercie également Nicolas Estre qui a soutenu sa thèse avant moi dans ce même groupe. Il m'a apporté quelques coups de main aux bons moments, j'ai pu profiter entre autres de sa connaissance de latex pour rédiger ma thèse ;-)

Je remercie ma famille et tout particulièrement ma mère et ma grand-mère pour l'éducation qu'elles m'ont données. C'est grande partie à elles que je dois la possibilité d'avoir fait mes études et d'avoir mener à bien mes projets.

Mes pensées vont également à l'élu de mon coeur qui m'a accompagné et supporté pendant toutes ces années. Elle a goûté aux joies des vacances écourtées, aux week-ends dédiés au travail pendant des mois durant, au stress de la rédaction et maintenant encore à mon choix de poursuivre un post-doc ... Son soutien et sa compréhension ont été et sont toujours des plus vitaux dans mon parcours scientifique comme personnel.

Je tiens également à remercier Jean-Paul Pouvaret qui a su très tôt me donner le goût pour la physique. C'est en classe de 4ème qu'il m'a communiqué cet enthousiasme pour les sciences, la démarche scientifique et plus généralement pour le questionnement. C'est à la suite de cette rencontre que j'ai souhaité faire un jour une thèse en physique des particules ou en astrophysique. Je l'ai eu comme professeur en 1995, année de la découverte du quark top 13 ans plus tard, j'achève cette thèse en ayant travaillé sur la physique du top!

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
1 Le collisionneur hadronique LHC et le détecteur CMS	3
1.1 Le Large Hadron Collider : LHC	3
1.2 Le détecteur "Compact Muon Solenoïd" : CMS	8
1.2.1 L'aimant supra-conducteur	11
1.2.2 Le trajectographe	11
1.2.3 Le calorimètre électromagnétique	14
1.2.4 Le calorimètre hadronique	16
1.2.5 Le spectrographe à muons	17
1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition de données	19
2 Le trajectographe silicium de CMS	23
2.1 Les motivations scientifiques	23
2.2 Les contraintes expérimentales	24
2.2.1 L'environnement radiatif	24
2.2.2 La minimisation du matériel	24
2.2.3 Autres contraintes	26
2.3 L'architecture	26
2.3.1 Le tonneau interne	28
2.3.2 Le tonneau externe	29
2.3.3 Les disques internes	29
2.3.4 Les bouchons	30
2.4 Le principe de détection des senseurs silicium	31
2.4.1 Caractéristiques des senseurs silicium du trajectographe	32
2.5 Les modules	33
2.5.1 Description	33
2.5.2 Assemblage et test des modules	35

2.6	L'électronique	35
2.6.1	L'électronique de lecture	35
2.6.2	L'électronique de contrôle	40
2.7	Mécanique et services	42
2.7.1	L'alimentation électrique	42
2.7.2	Le refroidissement	42
2.8	Le fonctionnement	44
2.8.1	Les bases de données	44
2.8.2	L'alignement	45
2.8.3	Le système de contrôle et de sécurité	47
2.9	La trajectographie et les performances attendues	47
2.9.1	La reconstruction des traces	47
2.9.2	La reconstruction des vertex	49
2.10	Les différentes étapes de la vie du trajectographe	51
2.10.1	La recherche et développement	51
2.10.2	La construction	52
2.10.3	L'intégration	52
2.11	Conclusion	53
3	Intégration d'un bouchon du trajectographe : le "TEC -"	55
3.1	La description du bouchon	55
3.1.1	La mécanique	55
3.1.2	Les pétales	55
3.1.3	Les services du bouchon	59
3.2	La construction	60
3.3	La réception des pétales	62
3.3.1	L'inspection optique	62
3.3.2	Le montage des DOHMs et des HMXs	64
3.3.3	Les tests des pétales	64
3.4	Le dispositif expérimental	66
3.5	L'intégration des pétales	67
3.5.1	La procédure d'intégration des pétales dans le bouchon	67
3.6	La qualification des secteurs	69
3.6.1	Tests de l'électronique de contrôle	70
3.6.2	Tests de l'électronique de lecture	73
3.6.3	L'analyse	74
3.6.4	Les résultats	77

4	La physique du quark top au sein du Modèle Standard	89
4.1	Le Modèle Standard de la physique des particules	89
4.1.1	Les particules élémentaires et les interactions fondamentales	90
4.1.2	Le Lagrangien du Modèle Standard	91
4.1.3	Introduction de la masse : le mécanisme de Higgs	95
4.1.4	Les imperfections du Modèle Standard	100
4.2	La physique du quark top	104
4.2.1	La production de quark top	104
4.2.2	Les modes de désintégration du quark top	110
4.2.3	Revue expérimentale des propriétés du quark top	111
4.2.4	L'importance du quark top au LHC	114
4.3	Résonances $t\bar{t}$	115
4.3.1	Résonances $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard	116
4.3.2	Résonances $t\bar{t}$ de spin 0	117
4.3.3	Résonances $t\bar{t}$ de spin 1 [1,2]	118
4.3.4	Résonances $t\bar{t}$ de spin 2	120
4.4	Conclusion	122
5	Génération, simulation et reconstruction des évènements	125
5.1	La génération Monte-Carlo	125
5.1.1	La chaîne de génération	125
5.1.2	Les fonctions de distribution des partons	126
5.1.3	Description de l'évènement dur	127
5.1.4	Description du Parton Shower	129
5.2	La simulation du détecteur	129
5.3	La reconstruction des jets	130
5.3.1	Les algorithmes des jets	131
5.3.2	La calibration des jets	132
5.3.3	L'étiquetage des jets de b	134
5.4	La reconstruction de l'énergie transverse manquante	136
5.5	La reconstruction des leptons	137
5.5.1	La reconstruction des muons	137
5.5.2	La reconstruction des électrons	138
6	Recherche de nouvelle physique dans le spectre de la masse invariante des paires de quarks top	143
6.1	Monte Carlo et étude des évènements générés	144
6.1.1	Les échantillons utilisés	144

6.1.2	Considérations topologiques	148
6.1.3	La masse invariante des paires de quarks top	154
6.2	La sélection des évènements	156
6.2.1	Les chemins de déclenchement	156
6.2.2	La présélection des objets	159
6.2.3	La présélection des évènements	165
6.2.4	La sélection des évènements	168
6.3	La reconstruction des évènements	170
6.3.1	Les objectifs	170
6.3.2	La reconstruction du p_z du neutrino	173
6.3.3	Contraintes sur les masses invariantes reconstruites	174
6.3.4	Utilisation d'un rapport de vraisemblance	176
6.3.5	L'ajustement cinématique	176
6.4	Comparaisons des méthodes de reconstruction	184
6.4.1	Le choix de l'appariement des jets	184
6.4.2	Les résultats sur $t\bar{t}$ Modèle Standard	186
6.4.3	Les résultats sur la nouvelle physique	196
6.5	Les erreurs systématiques	199
6.5.1	L'échelle en énergie des jets	199
6.5.2	Les incertitudes sur l'alignement et la calibration du détecteur	201
6.5.3	Les incertitudes sur les sections efficaces	202
6.6	La recherche de nouvelle physique	204
6.7	Conclusion	208
	Conclusion	211
	Liste des tableaux	215
	Table des figures	219
	Bibliographie	229

RESUME en français

La première partie de cette thèse porte sur l'intégration d'un bouchon du trajectographe au silicium de l'expérience CMS. Les procédures mises en œuvre et les tests qui ont permis d'aboutir à la qualification du système de détection sont présentés dans ce document.

La deuxième partie est dédiée à la recherche de nouvelle physique dans le secteur du quark top. Une des voies les plus prometteuses consiste à rechercher une résonance dans la distribution en masse invariante des paires de quarks top. Une analyse réalisée en simulation complète dans le canal lepton+jets montre qu'à l'échelle du TeV, des processus de quelques centaines de fb à 1 pb pourraient être observés lors des premières années de prises de données.

TITRE en anglais

Silicon tracker end cap of the CMS experiment at LHC and study of the discovery potential for resonances decaying in top quark pairs.

RESUME en anglais

The first part of this thesis is dedicated to the integration of one silicon tracker end cap of the CMS experiment. The procedures implemented and the tests that led to the qualification of the detection system are presented in this document.

The second part is dedicated to the search for new physics in the top quark sector. One of the most promising channel is to look for a resonance in the invariant mass distribution of top quark pairs. A full simulation analysis in the lepton + jets channel shows that at the TeV scale, processes from a few hundred fb to one pb could be observed in the early years of data taking.

DISCIPLINE

Physique des particules

MOTS-CLES

LHC – expérience CMS – quark top – modèle de nouvelle physique – détecteur silicium à micro-pistes - trajectographe

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE :

Institut de Physique Nucléaire
Bâtiment Paul Dirac
4, rue Enrico Fermi
69622 Villeurbanne Cedex
France

Introduction

La physique des particules est la branche de la physique qui étudie les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions.

La description des particules élémentaires et de leurs interactions est formalisée au sein d'une théorie quantique des champs élaborée dans les années 1970 et connue sous le nom de "Modèle Standard". Cette théorie s'est avérée prédictive au cours de ces 30 dernières années et a connu de nombreux succès. Les mesures de précision effectuées dans les différents collisionneurs à travers le monde (notamment le LEP : Large Electron Positron collider et le Tevatron) se sont avérées en excellent accord avec la théorie. Toutefois quelques zones d'ombre demeurent. Tout d'abord, l'origine des masses est décrite par un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, appelé mécanisme de Higgs. S'il s'avère exact, ce mécanisme prévoit l'existence d'un boson de Higgs massif de charge électrique neutre. C'est à l'heure actuelle la seule pièce manquante à cet édifice cohérent qu'est le Modèle Standard. Toutefois un certain nombre d'arguments amène à considérer le Modèle Standard comme une théorie effective d'une théorie plus fondamentale. La nécessité d'un ajustement fin des paramètres du Modèle Standard ne paraît pas naturelle, et la non inclusion de la gravitation dans les interactions fondamentales fait également office de lacune. D'autre part, les récentes observations d'oscillations des neutrinos associées à une faible masse des neutrinos demeurent encore sans explication théorique. De nombreuses approches théoriques ont été proposées et adoptées pour étendre le Modèle Standard. Parmi les modèles en vogue, on compte la supersymétrie ou bien encore des modèles avec des dimensions supplémentaires. Mais toutes ces hypothèses se doivent d'être confrontées à l'expérience.

C'est dans cette optique qu'a été conçu le Large Hadron Collider (LHC), actuellement en phase de démarrage au CERN. Prenant le relai du précédent collisionneur e^+e^- du CERN, le LEP, et du collisionneur $p\bar{p}$ de Fermilab, le Tevatron, le LHC est un collisionneur proton-proton d'une énergie nominale dans le centre de masse de 14 TeV (10 TeV au démarrage) qui fonctionnera à une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au démarrage). Cette augmentation significative de l'énergie dans le centre de masse vis à vis des expériences précédentes va permettre d'explorer une gamme en énergie jusqu'alors inaccessible, et l'augmentation de luminosité permettra d'augmenter la statistique des mesures et de rechercher des processus rares dans des délais raisonnables de quelques années. Le programme scientifique du LHC est assuré par quatre expériences dont les deux généralistes sont CMS et ATLAS. La recherche du boson de Higgs, la recherche de particules supersymétriques ou toutes autres nouvelles signatures de nouvelle physique sont parmi les principaux axes de recherche de CMS et ATLAS.

C'est dans le cadre de la collaboration CMS que s'est effectué ce travail de thèse. Après des années de recherche et développement opérés dans les années 1990, la phase de construction a démarré au début des années 2000 pour s'achever il y a quelques mois de cela. Cette thèse se découpe en deux parties indépendantes. La première moitié est consacrée au détecteur et

plus particulièrement au trajectographe. Le travail réalisé s'inscrit dans les dernières étapes de construction du trajectographe et des tests intensifs qui ont suivi. Le premier chapitre est une introduction au LHC et à l'expérience CMS, présentant l'ensemble de ces composantes ainsi que les technologies utilisées. Le second chapitre est dédié au trajectographe de CMS. Détecteur central conçu à partir de micro-pistes de silicium, il a pour objectif la reconstruction de la trajectoire des particules chargées, la mesure de leur impulsion, la reconstruction des vertex et participe à l'étiquetage des quarks de saveurs lourdes.

Le troisième chapitre présente l'intégration d'un des bouchons, parties externes du trajectographe. Le fonctionnement de ce système de détection, les procédures mises en place pour réaliser les opérations d'intégration et de tests sont présentés ainsi que les résultats associés.

La deuxième partie de cette thèse est consacrée à la physique du top et plus particulièrement, la recherche de signature de nouvelle physique par la présence de résonances se désintégrant en paires de quarks top sera présentée plus en détails. Le quark top joue un rôle particulier en raison de sa grande masse et son couplage de Yukawa proche de 1. De nombreux modèles tentant d'apporter des solutions nouvelles à l'explication de la brisure de symétrie électrofaible ou visant à une unification des interactions, prédisent la présence de nouvelles particules. Parmi ces particules, certaines sont préférentiellement couplées au quark top et devraient se désintégrer majoritairement en paires $t\bar{t}$. Ainsi la reconstruction inclusive de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ est une manière privilégiée de rechercher la présence de ces résonances.

Le chapitre 4 est une introduction théorique au travail réalisé dans cette thèse. Le Modèle Standard y est introduit, et l'accent est mis sur la physique du quark top et les résonances $t\bar{t}$.

Le chapitre 5 présente les outils utilisés pour reconstruire les données. Etant donné que cette thèse s'est effectuée juste avant la prise de données, tous les résultats présentés sont issus de simulation. La génération Monte Carlo des événements décrivant les particules au niveau partonique, la simulation détaillée prenant en compte la propagation des particules dans le détecteur et la réponse de l'électronique sont présentées au sein de ce chapitre. Les différents algorithmes permettant de reconstruire des objets de hauts niveaux tels que des électrons, des muons ou bien encore des jets, seront également décrits.

Munie de ces outils, l'analyse concernant la recherche de résonances dans le spectre $t\bar{t}$ sera présentée dans le sixième et dernier chapitre. Avec une première partie concernant l'étude topologique des événements $t\bar{t}$ au niveau simulé, les méthodes de sélection des échantillons $t\bar{t}$, la stratégie de réduction du bruit de fond, et la reconstruction des événements seront par la suite présentées. L'accent est mis sur l'utilisation d'un ajustement cinématique pour identifier les bonnes combinaisons de jets et améliorer la résolution expérimentale sur la masse invariante. La sensibilité à la présence de résonances achèvera ce document.

Chapitre 1

Le collisionneur hadronique LHC et le détecteur CMS

Le Large Hadron Collider (LHC [3]) est l'accélérateur de physique des particules atteignant la plus haute énergie de collision. Il s'inscrit dans l'histoire de la recherche comme le successeur du LEP (Large Electron Positron [4]) et du Tevatron [5] (installé à Fermilab aux Etats-Unis). Situé à la frontière entre la France et la Suisse, le LHC est un projet de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire, le CERN. Le LHC réutilise une partie des infrastructures de son prédécesseur, le LEP, à savoir le tunnel de 27 km. De nombreux délais ont retardé la mise en service du LHC, qui est finalement entré en fonctionnement en septembre 2008. Le LHC est un collisionneur hadronique fonctionnant avec deux faisceaux de protons d'une énergie dans le centre de masse ¹ de 14 TeV et d'une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces performances sont requises par le programme de recherche scientifique qui sera mis en place par les six expériences se trouvant autour de l'anneau. L'une d'entre elles, l'expérience CMS qui fait l'objet de cette thèse, sera décrite dans la deuxième section.

1.1 Le Large Hadron Collider : LHC

Les accélérateurs sont des instruments utilisant des champs électromagnétiques pour accélérer des particules et donc leur communiquer une grande énergie. Pour sonder la matière il faut faire interagir des particules soit par collisions entre deux faisceaux, soit en envoyant un faisceau sur une cible fixe. Il existe différentes catégories d'accélérateurs qui correspondent à des objectifs scientifiques distincts. Les accélérateurs peuvent être linéaires ou circulaires et les faisceaux de particules peuvent être constitués d'électrons (positrons) ou de hadrons (p , \bar{p}). Le projet LHC fut approuvé par le Conseil du CERN en décembre 1994. L'énergie des électrons à LEP était de 103 GeV tandis que celle des protons du LHC sera de 7 TeV.

Les recherches menées à LEP2 se sont achevées en novembre 2000 avec une limite inférieure de $114 \text{ GeV}/c^2$ de la masse du boson de Higgs du modèle standard [7]. Pour étendre les recherches du LEP il faut augmenter l'énergie disponible dans le centre de masse afin d'être cinématiquement capable de produire des particules dont les masses pouvant atteindre l'échelle du TeV^2 . D'autre part, puisque l'on s'intéresse à des processus rares, c'est à dire dont les

¹A titre de comparaison, l'énergie dans le centre de masse du Tevatron ($p\bar{p}$) est de 1.96 TeV et sa luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

²Pour produire une particule de masse m à partir de la collision de deux particules, la relation énergie impulsion d'Einstein $E_0 = mc^2$ impose que l'énergie disponible lors de la collision soit supérieure ou égale à

sections efficaces sont très faibles, leurs détections imposent à l'accélérateur de pouvoir délivrer une grande luminosité.

Les collisionneurs circulaires électron-positron sont intrinsèquement limités en énergie par effet de rayonnement synchrotron. Pour une particule de masse m et d'énergie E suivant une trajectoire circulaire de rayon R (4.3 km pour le LHC), la perte d'énergie est proportionnelle à $(E/m)^{-4} \times R^{-1}$. Il ne fut pas possible d'étendre l'accélérateur e^+e^- bien au delà de la centaine de GeV par faisceau, le nombre de cavités accélératrices étant déjà très important. Par conséquent, pour aller à des énergies plus conséquentes, plusieurs technologies furent considérées.

Une des extensions aux collisionneurs e^+e^- serait un collisionneur à muons. Avec une masse de $105.6 \text{ MeV}/c^2$, le muon est près de 200 fois plus massif que l'électron ($m_e=511 \text{ keV}/c^2$), par conséquent les pertes radiatives sont 1.6×10^8 fois moins importantes. Il est cependant difficile à produire et se désintègre rapidement à cause de son temps de vie propre de quelques $2.2 \mu\text{s}$. Il n'est actuellement pas possible de produire des faisceaux de muons stables avec une luminosité satisfaisante.

Pour éliminer le problème de radiations synchrotron, une alternative aurait pu être l'accélérateur linéaire. Il n'est cependant pas facile d'accélérer des électrons à une énergie suffisamment élevée sur des distances réalistes. Récemment la technologie Tesla a démontré de bonnes performances et pourra sans doute être utilisée dans quelques années. Ce n'était pas encore le cas il y a une dizaine d'années, et ces progrès serviront à la prochaine génération de détecteur, notamment au futur ILC.

Une autre alternative consiste à utiliser un collisionneur hadronique. Les protons étant des particules chargées, elles peuvent être accélérées et collimées au même titre que les leptons. La masse du proton (anti-proton) est de $938 \text{ MeV}/c^2$ et les pertes radiatives sont donc 10^{13} fois moins importantes que pour l'électron. L'accélérateur actuellement en fonctionnement aux Etats-Unis, le Tevatron, est un accélérateur proton-antiproton qui a démontré les possibilités de la physique en collisionneur hadronique. Ce sont aux deux expériences américaines situées autour du Tevatron, au Fermilab, D0 [8] et CDF [9] que l'on doit la découverte du quark top en 1995 complétant ainsi le secteur des quarks. Bien qu'il fût souhaitable d'avoir un accélérateur proton-antiproton pour favoriser les processus produits par annihilation $q\bar{q}$, les sources d'antiprotons ne sont pas assez intenses pour produire des luminosité supérieures à $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le LHC est un accélérateur synchrotron p-p. Un proton de 7 TeV perdra 6.71 keV par tour, en comparaison les électrons de 103 GeV perdaient 2.4 GeV par tour à LEP.

La chaîne d'injection La chaîne de création et d'injection des protons dans le LHC est présentée sur la figure 1.1. Elle est constituée d'un accélérateur linéaire, le LINAC [10] qui produit les protons et les transmet au stimulateur, le Booster avec une énergie de 50 MeV. Le stimulateur les accélère jusqu'à 1.4 GeV et les injecte dans le Synchrotron à Protons (PS) [11] qui leur confère une énergie de 25 GeV. Puis le Super Synchrotron à Protons (SPS) [12] les accélère jusqu'à 450 GeV. A cette énergie, les protons sont injectés dans le LHC qui leur communiquera une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Le LHC accélérera également des ions lourds jusqu'à la masse du Pb avec une énergie de $5.5 \text{ TeV}/u$ pour l'étude du plasma de quarks-gluons.

E. Dans le cas de la physique des hautes énergies, l'énergie des particules initiales peut-être considérée comme purement cinétique.

Description des expériences Quatre principales expériences sont installées sur l’anneau du LHC : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb. ATLAS [13] et CMS [14] sont deux expériences généralistes, dont les principaux objectifs sont la recherche et l’étude du secteur du Higgs, de la supersymétrie, de la physique du top et au delà toute manifestation de nouvelle physique observée par des déviations au modèle standard. ALICE [15] est une expérience de physique des ions lourds, et elle permettra d’étudier le plasma de quarks et gluons. LHCb [16] est dédiée à la physique du quark b et aux mesures de précision de la violation CP. Une cinquième expérience doit être installée au même endroit que CMS (au point 5), TOTEM [17] et LHCf. Il s’agit d’une expérience dédiée à la physique diffractive.

Luminosité et nombre d’évènements Le nombre d’évènements d’un processus est donné par :

$$N = \int \mathcal{L} \times \sigma \times dt \quad (1.1)$$

où σ est la section efficace du processus, t la durée de la prise de données et \mathcal{L} la luminosité instantanée de la machine définie par :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k_p f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (1.2)$$

où N est le nombre de protons par paquet, k_p le nombre de paquets, f la fréquence de rotation d’un paquet et (σ_x, σ_y) l’étalement du faisceau suivant les deux axes du plan qui lui est transverse.

La luminosité instantanée prévue au LHC est de $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (hypothèse de fonctionnement) durant les trois premières années de fonctionnement (période dite de basse luminosité) et à $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ensuite (période de haute luminosité). Un an de fonctionnement fournira donc une luminosité intégrée de 10fb^{-1} puis de 100fb^{-1} pendant les périodes à basse puis haute luminosité.

La luminosité n’est pas constante sur un cycle de prise de donnée, mais décroît exponentiellement à cause de la dégradation du faisceau, essentiellement en intensité. Les sources de cette dégradation sont multiples. Tout d’abord les collisions elles-mêmes limitent le temps de vie puisque la section efficace est grande. Le temps de décroissance caractéristique de l’intensité du faisceau est décrit par $\tau_{col} = \frac{N_{tot,0}}{L\sigma_{tot}k}$ où $N_{tot,0}$ est le nombre initial de protons dans le faisceau, L la luminosité initiale, σ_{tot} la section efficace totale ($\sigma_{tot} = 10^{-25}\text{cm}^2$ à 14 TeV), et k le nombre de points d’interaction. Pour les conditions nominales du LHC on obtient $\tau_{col} = 44.85\text{h}$. Une autre source de perte de luminosité est liée à la diffusion interne au faisceau ainsi qu’aux interactions entre le faisceau et le gaz de particules piégées au centre des détecteurs par les champs magnétiques. La prise en compte de ces 3 contributions conduit à un temps de vie décrit par l’équation :

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{2}{\tau_{gaz}} + \frac{1}{\tau_{col}} \quad (1.3)$$

ce qui donne $\tau_L = 14.9\text{h}$.

L’accélération Le guidage et l’accélération des faisceaux de particules de même charge et de sens opposé nécessitent une séparation des faisceaux en deux anneaux distincts, chacun

ayant un système magnétique propre. Le tunnel du LEP de 3.8 mètres de diamètre n'étant pas assez grand pour accueillir deux anneaux avec une infrastructure propre, afin de réduire le coût d'installation une même structure mécanique et un même cryostat contiennent les deux tubes de faisceaux. Les faisceaux partagent le même tube à vide à l'approche des points d'interaction, ce qui représente environ 130 m sur l'ensemble de l'anneau.

1232 dipôles magnétiques (cf figures 1.2 et 1.3) d'une longueur de 14.3 mètres sont répartis tout autour de l'anneau. Pour obtenir un champ magnétique très intense, de l'hélium superfluide porté à une température de 1.8 K permet de gagner 1.5 T par rapport aux éléments supraconducteurs, ce qui représente un gain de 20 % sur l'énergie du faisceau. Le champ magnétique de 8.33 T induit de nombreuses contraintes sur le matériel environnant, c'est pourquoi des colliers en acier non-magnétique sont utilisés pour maintenir les conducteurs en place.

Le champ magnétique est généré par 40 câbles distribués en 6 blocs autour du faisceau. Les câbles internes sont composés de 28 brins et les externes de 36 brins. La conception garantit un champ homogène et minimise la contribution des ordres polaires survenant par les interactions des deux systèmes électromagnétiques dans la même structure.

L'accélération des paquets de protons jusqu'à l'énergie nominale est assurée par des cavités radio-fréquences qui fournissent un champ électrique total de 16 MV/m par faisceau à une fréquence de 400.8 MHz. Les deux faisceaux possèdent un système d'accélération propre, ceci requiert d'augmenter la distance inter-faisceaux de 194 à 410 mm dans cette zone.

La grande luminosité du LHC a d'importantes conséquences pour les expériences. La section efficace de collisions inélastiques au LHC est de $0.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$ ce qui se traduit par une fréquence de 600 MHz à la luminosité nominale. Avec 2808 paquets dans l'anneau, la fréquence moyenne de croisement est de 31.6 MHz, la différence avec les 40 MHz de l'horloge du LHC provient des paquets interrompus. Cela se traduit par 19 collisions inélastiques par croisement de faisceaux à haute luminosité (3.8 à basse luminosité). Cette superposition d'événements dans le détecteur est appelée "empilement" ("Pile Up") et doit être prise en compte dans les analyses de données.

Les faisceaux des collisionneurs hadroniques sont accompagnés de particules parasites en dehors du tube. Lorsqu'elles entrent dans les cavernes des expériences, elles traversent les détecteurs et induisent des bruits de fond additionnels, on parle de "beam halo". Inversement à ce phénomène, les particules diffusées à bas angle au point d'interaction peuvent atteindre le tunnel du LHC et déposer jusqu'à 200 W dans la partie supraconductive des aimants. Cette apport de chaleur dans le plus proche dipôle pourrait induire un réchauffement et conduire à un arrêt. Pour éviter ces deux effets indésirés des absorbeurs sont installés, utilisant du fer, du cuivre et du bore.

La liste des paramètres de fonctionnement pour le démarrage a été décidée en mai 2008 par le comité du LHC. La table 1.1 présente quelques paramètres nominaux de l'accélérateur. En raison des limitations sur les aimants, l'énergie des faisceaux sera de 5 TeV contre 7 TeV prévue initialement. Les paramètres de forme du faisceau sont également modifiés, le β^* sera de 3 m au lieu de 2 m, le RMS de la largeur sera de $46 \mu\text{m}$ et le RMS de la longueur de 5.4 cm. Le nombre de paquets de protons sera seulement de 43 au démarrage puis sera porté à 156, 936, 1333 avant d'atteindre la valeur nominale de 2808. Cela va conduire à un abaissement de la luminosité et donc du nombre d'événements enregistrés sur bande. En prenant en compte d'éventuelles inefficacités dues à la cryogénie, il est prévu d'avoir 6 semaines de fonctionnement d'ici à la fin de l'année 2008, correspondant à une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} .

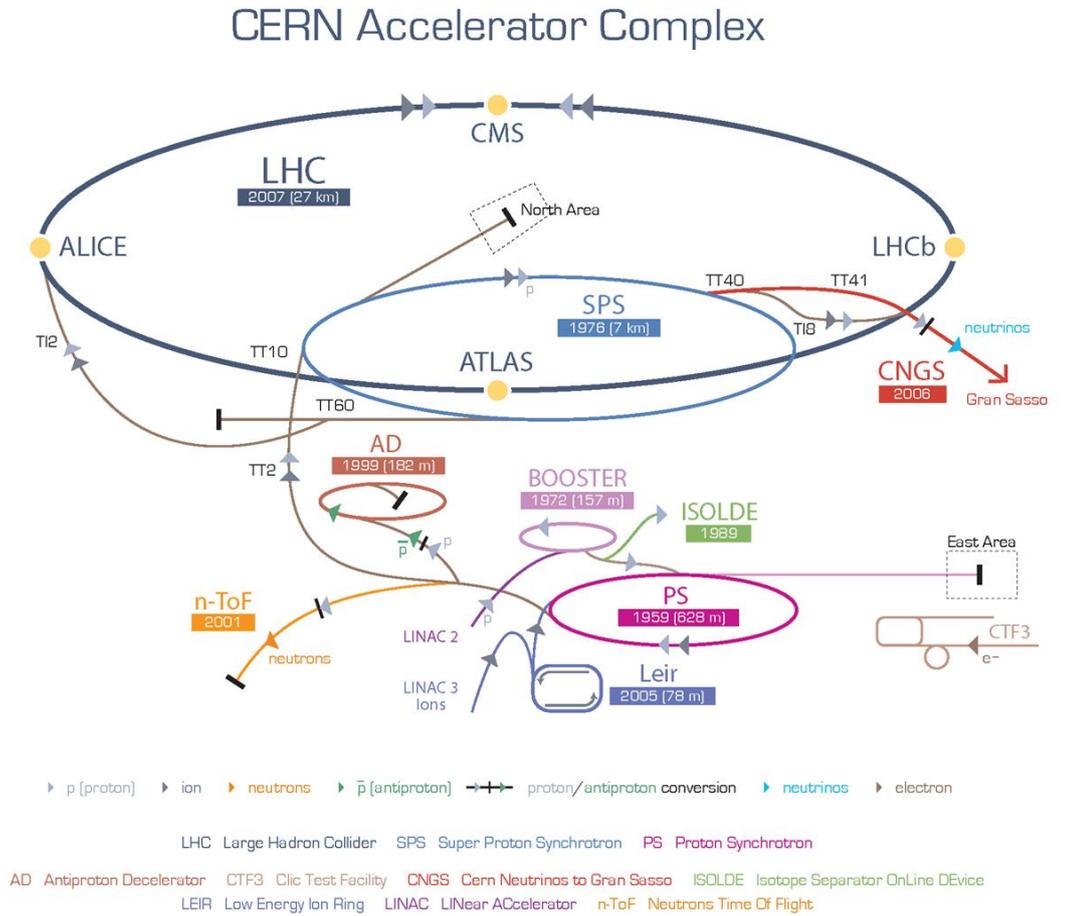


FIG. 1.1 – Les différents cycles d'accélération du LHC

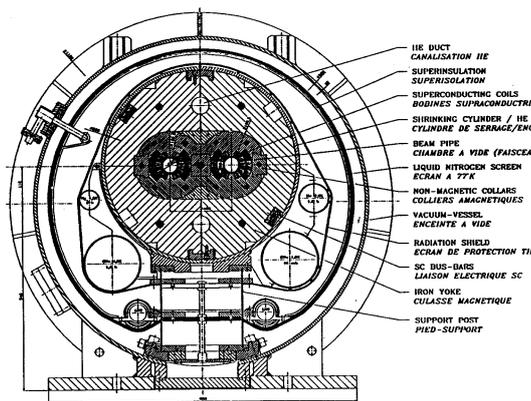


FIG. 1.2 – Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC.

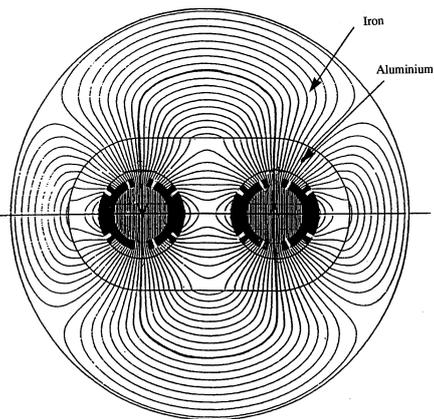


FIG. 1.3 – Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique.

TAB. 1.1 – Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC.

Paramètres (en collisions p-p)	Unité	haute luminosité (basse luminosité)
Energie par faisceau	TeV	7.0
Energie dans le centre de masse	TeV	14
Champ magnétique	T	8.3
Luminosité instantanée \mathcal{L}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{34} (2×10^{33})
Luminosité intégrée par année	fb^{-1}	100 (10)
Nombre de protons par paquet N		10^{11} (2×10^{10})
Nombre de paquets k_b		2808
Nombre moyen de collisions par croisement		19.0 (3.8)
Fréquence de révolution d'un paquet f	kHz	11.246
Étalement longitudinal d'un paquet σ_z	cm	5.3
Étalement transversal d'un paquet σ_x et σ_y	μm	15
Durée entre deux paquets	ns	25
Temps de vie du faisceau	h	22
Temps de vie de la luminosité	h	15
Angle de croisement des faisceaux	μrad	300
Perte d'énergie par tour	keV	6.7

1.2 Le détecteur "Compact Muon Solenoïd" : CMS

CMS est une des deux expériences généralistes du LHC. Comme la plupart des détecteurs de physique des particules, le détecteur est constitué d'éléments de sous-détecteurs concentriques. D'une longueur de 24 m et d'un diamètre de 14.6 mètres, le détecteur pèse 14500 tonnes. Il est constitué d'un tonneau et de deux bouchons. La conception de CMS a été optimisée pour fonctionner sous les contraintes expérimentales hostiles du LHC et pour remplir les objectifs de physique fixés. Une reconstruction efficace des leptons (muons et électrons) est très importante puisqu'ils apparaissent dans la signature de nombreux processus physiques intéressants, notamment dans la désintégration des bosons W^\pm et Z. Les muons sont les particules les plus facilement identifiables puisqu'elles ont un grand pouvoir de pénétration dans la matière. L'excellente performance de reconstruction des muons est un des objectifs prioritaires de CMS. Comme le montre l'équation 1.4, la résolution sur l'impulsion des traces dépend du champ magnétique et des dimensions de l'expérience. Pour avoir un détecteur compact, il faut compenser par un champ magnétique plus intense.

$$\frac{\Delta p_t}{p_t} \sim \frac{1}{BR^2} \quad (1.4)$$

où B est le champ magnétique et R le rayon du détecteur. Le choix du champ magnétique détermine les caractéristiques de l'expérience. La solution utilisée par CMS est l'emploi d'un solénoïde fournissant un champ magnétique très intense de 4 Tesla.

Le site de l'expérience L'ensemble du complexe dédié à l'expérience CMS est situé à Cessy en France, au point 5 (cf figure 1.5). Le plan pour la construction et l'installation du détecteur CMS dans le hall expérimental a été conçu pour minimiser les interférences avec l'exploitation du LEP et réduire les délais et les coûts. Pour ce faire, l'assemblage et les essais de l'aimant ont

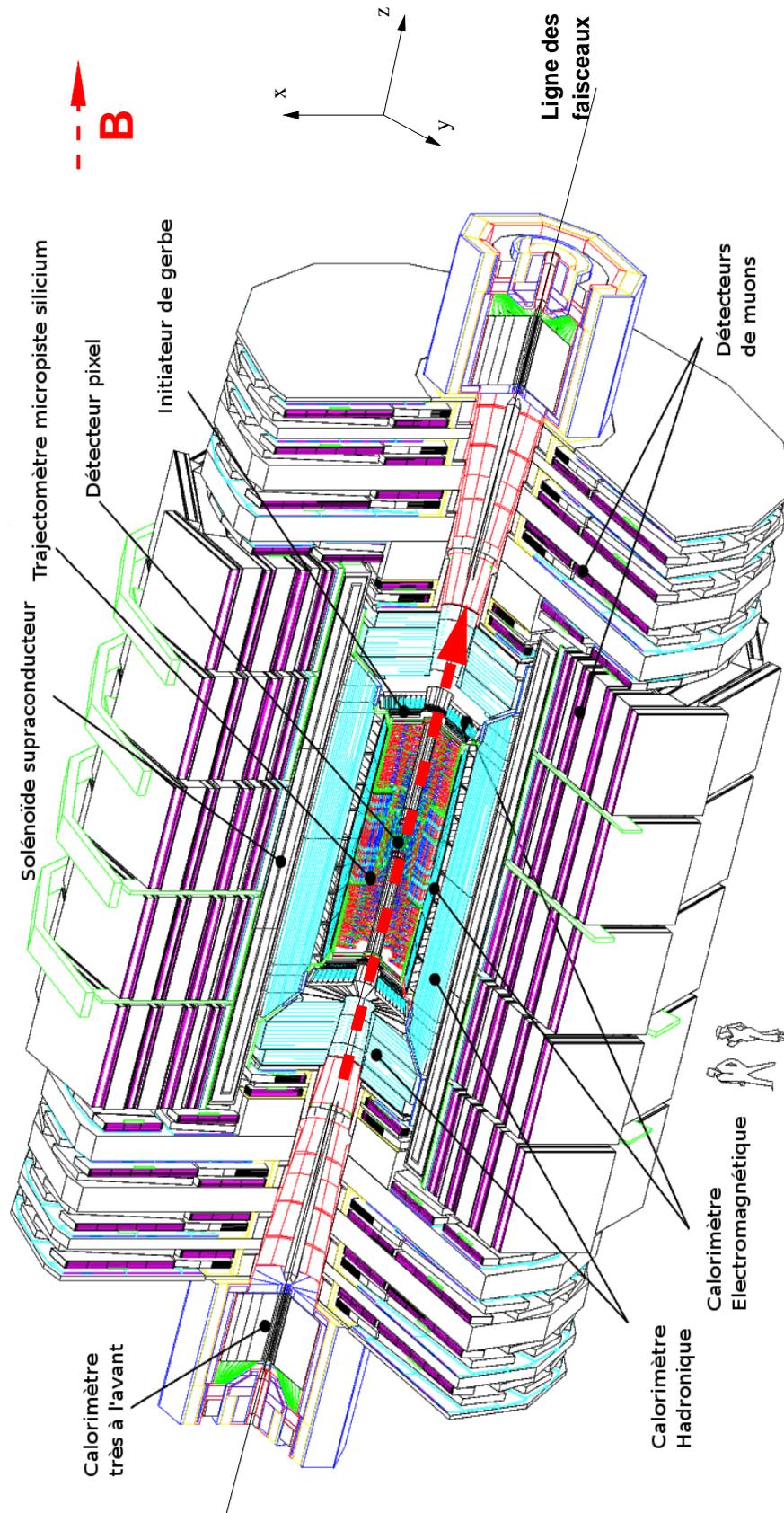


FIG. 1.4 – Vue des différentes parties du détecteur CMS.

eu lieu dans une salle de grande surface avant de le descendre dans la caverne expérimentale 100 mètres sous terre. Cette solution CMS a permis de commencer la construction à la fin de 1999, tandis que le LEP était toujours en opération. Le choix d'utiliser une salle en surface plutôt qu'en sous-sol a permis de commencer la construction de l'aimant et des détecteurs en parallèle avec les travaux de génie civil. La phase de construction eu lieu dans le hall d'assemblage principal d'une longueur de 140 m, d'une largeur et d'une hauteur de 23,5 m. Un hall d'assemblage, SXL5, fut conçu pour permettre d'achever la construction de la bobine supraconductrice. D'autres bâtiments furent contruits à la surface du point 5 pour le gaz, la cryogénie, la ventilation . . . Le domaine sous-terrain comprend la caverne expérimentale UXC5, la caverne auxiliaire USC5, l'accès aux puits et au tunnel. Ils sont séparés de la surface par une salle de blindages mobiles aux radiations située en haut de PX56.

Le système de coordonnées Le système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie des différents sous-détecteurs (cf figure 1.4) est un repère orthonormé cartésien $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, O étant le centre de symétrie de CMS, \vec{x} pointant vers le centre du LHC, \vec{z} étant tangent au faisceau et \vec{y} suivant une inclinaison de 1.23% par rapport à la verticale ³.

Le détecteur CMS ayant une symétrie cylindrique, un repère trigonométrique (O, r, θ, ϕ) est également utilisé, où r est la distance du point considéré à l'origine O , θ est l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau et ϕ l'angle azimutal ayant pour origine l'axe \vec{x} .

Les protons sont composés de trois quarks (uud) dits *de valence* et d'une *mer* de quarks et de gluons (produits principalement par la radiation de gluons par les quarks de valence suivie, le cas échéant, par une désintégration $g \rightarrow q\bar{q}$). La collision p-p met en jeu l'interaction entre leur partons (quarks ou gluons) constitutifs. La fraction d'impulsion du proton acquise par chacun des partons n'étant pas connue, l'énergie dans le centre de masse partonique ne peut être déterminée et diffère pour chaque collision. Deux conséquences importantes apparaissent alors :

- Une large bande d'énergie pourra être explorée sans avoir à changer l'énergie des faisceaux.
- L'impulsion, inconnue, des partons initiaux étant principalement orientée suivant \vec{z} , le moment transféré longitudinalement est inconnu. Les contraintes (longitudinales) sur l'état initial ne pourront pas être appliquées dans les analyses.

Il est donc nécessaire, de construire des observables invariantes par transformation de Lorentz [18] suivant \vec{z} . Pour ce faire, on définit l'impulsion transverse \vec{p}_T d'une particule, qui est la projection dans le plan transverse (O, \vec{x}, \vec{y}) de son impulsion \vec{p} , ainsi que la rapidité y définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.5)$$

où $p_z = p \cos(\theta)$ est la composante longitudinale de l'impulsion de la particule et E son énergie. À la limite ultra-relativiste $|\vec{p}| \gg m$, la rapidité y est approchée par la pseudo-rapidité η définie par :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (1.6)$$

³L'anneau du LHC n'est pas horizontal pour pallier la légère pente du sol dans cette zone : construire un anneau parfaitement horizontal aurait entraîné une différence de profondeur des puits à ses extrémités de l'ordre d'une centaine de mètres. Des différences de roches à ces profondeurs (présence du granit jurassien) ont également motivé le choix de creuser à une profondeur variable.

quantité toujours mesurable même quand la masse et l'impulsion de la particule ne sont pas connues.

Les différents sous-détecteurs composant l'expérience CMS sont présentés plus en détails dans les sections ci-dessous.

1.2.1 L'aimant supra-conducteur

L'aimant est la structure clef du détecteur, elle détermine les caractéristiques des autres systèmes de détection et donc la conception de l'entièreté du détecteur. Le nom même de l'expérience "Compact Muon Solenoid" souligne l'importance de l'aimant. La conception d'un détecteur compact sous-tend la construction d'un aimant suffisamment grand pour que le trajectographe et les calorimètres soient contenus à l'intérieur. La contrepartie est la nécessité d'un champ magnétique suffisamment intense pour permettre une bonne résolution sur la reconstruction des traces et pour réduire le bruit de fond dû aux particules de faible impulsion. L'aimant doit également avoir de bonnes propriétés mécaniques pour pouvoir supporter les détecteurs internes.

L'aimant de CMS est composé de 5 bobines jointives en niobium-titane d'une longueur de 12.9 mètres au total et d'un diamètre de 5.9 mètres et parcouru par 2168 spires. Refroidi à 4.2 K au moyen d'hélium liquide, l'aimant est supraconducteur. Le courant de 19.5 kA permet de produire un champ magnétique homogène de 4 T (3.8 T au démarrage) (cf figures 1.6 et 1.7)⁴ dans le trajectographe et les calorimètres. L'énergie emmagasinée par l'aimant est de 2.7 GJ. Il faut compter 5 heures pour atteindre le champ magnétique nominal et 18 heures pour décharger l'aimant. Pour pouvoir évacuer toute l'énergie en cas d'urgence et ainsi protéger les systèmes de détection, des résistances de 50 mΩ sont utilisées permettant d'obtenir un temps de décharge de 280 secondes. Le champ magnétique courbe les trajectoires des particules chargées, permettant ainsi de les différencier et de mesurer leur impulsion. La partie externe du détecteur, composante principale de CMS en terme de poids (11500 t) et de taille est constituée de culasses en fer qui assurent un retour du champ magnétique. Les culasses de retour de champ sont composées de 5 anneaux pour le tonneau (correspondant à 1.8 m de fer) et de 2 disques pour les bouchons. Les chambres à muons installées dans cette région du détecteur sont soumises à un champ magnétique de 1.8 T.

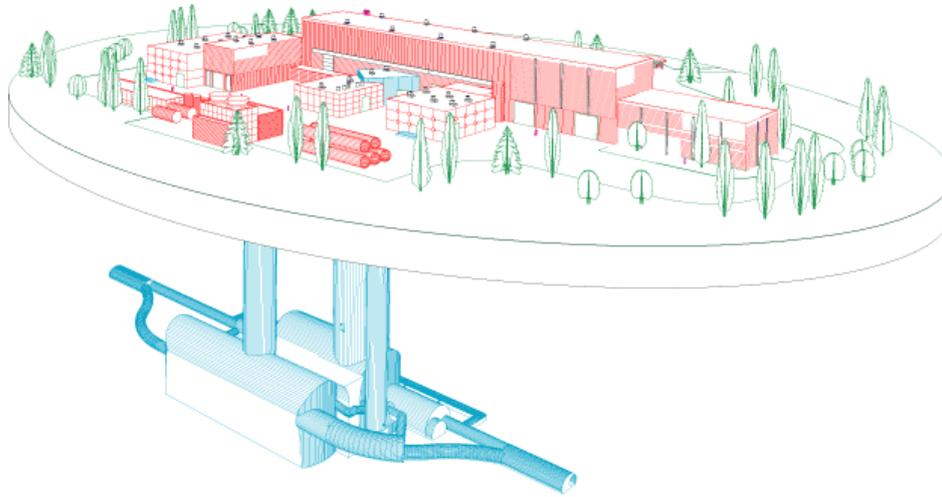
1.2.2 Le trajectographe

Le trajectographe qui fait l'objet du chapitre suivant ne sera abordé que dans les grandes lignes dans cette partie.

C'est le détecteur le plus interne et donc le plus proche du faisceau. Il permet la reconstruction de la trace des particules chargées à partir des impacts mesurés dans chaque plan de détection. Les traces reconstruites permettent de déterminer l'impulsion des particules chargées à leur vertex de production. Toute particule de charge q soumise au champ magnétique de l'aimant (d'intensité B est orienté selon \vec{z}) subit la force de Lorentz et suit une trajectoire hélicoïdale de rayon de courbure R_c se réduisant à un arc de cercle dans le plan transverse. L'impulsion transverse de la particule est obtenue à partir du rayon de courbure suivant la relation suivante :

$$p_T = qBR_c. \quad (1.7)$$

⁴A titre de comparaison le champ magnétique terrestre est de 47 μT



CMS experimental area overview

FIG. 1.5 – Vue schématique du site de l'expérience CMS.

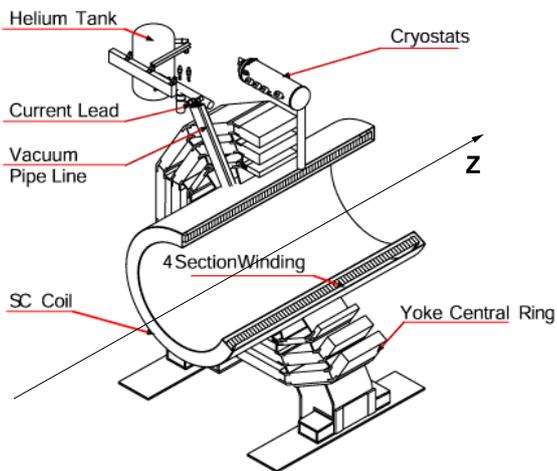


FIG. 1.6 – Les différents composants de l'aimant supra-conducteur.

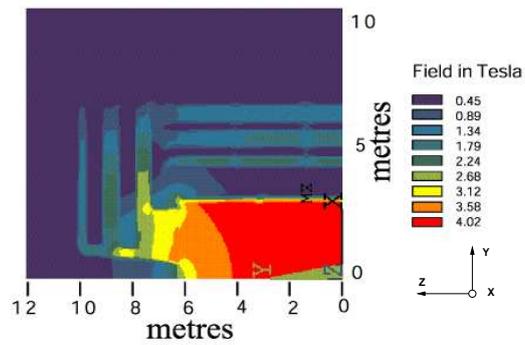


FIG. 1.7 – Valeur du champ magnétique en fonction de la position dans le détecteur CMS.

La mesure de θ , obtenue à partir des positions suivant \vec{z} des impacts formant la trace, permet le calcul de l'impulsion totale p :

$$p = \frac{p_T}{\sin \theta}. \quad (1.8)$$

Le trajectographe est également un sous-détecteur essentiel dans la réduction du bruit de fond produit à chaque croisement de faisceaux en sélectionnant le vertex d'interaction de la collision dure. Le trajectographe est composé de deux sous-ensembles décrits par la figure 1.8, utilisant des technologies différentes : le détecteur à pixels et le trajectographe à micropistes au silicium.

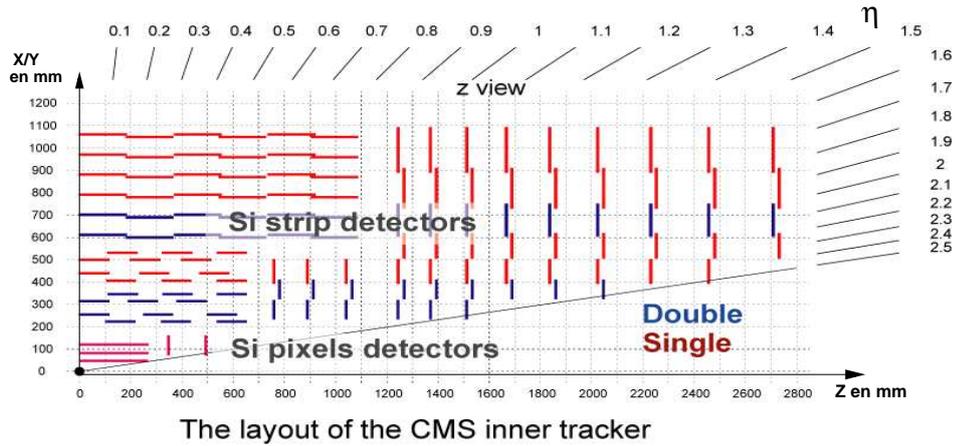


FIG. 1.8 – Vue en coupe d'un quart de trajectographe. Dans la partie centrale on rencontre trois couches cylindriques et deux disques de détecteurs à pixels. Les détecteurs au silicium à micropistes sont ensuite assemblés dans la partie dite interne en 4 couches (tonneau) et 3 disques (bouchon) puis dans la partie dite externe en 6 couches (tonneau) et 9 disques (bouchon).

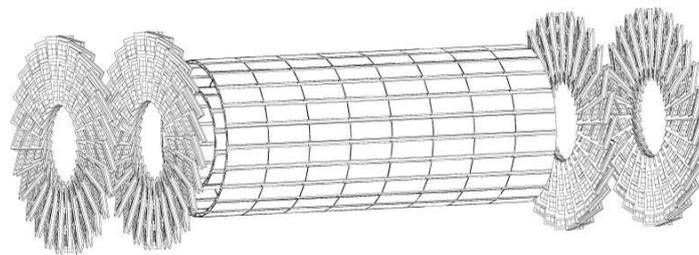


FIG. 1.9 – Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels, composé de trois couches de détection dans le tonneau ($R=4.4, 7.3$ et 10.2 cm) et de deux disques ($z=\pm 34.5$ et ± 46.5 cm) dans chaque bouchon.

Le détecteur à pixels Le détecteur à pixels est composé d'un tonneau de trois couches de détection à des distances du faisceau de 4.4, 7.3 et 10.2 cm, et de deux bouchons de deux disques chacun, comme représenté sur la figure 1.9. Ce détecteur joue un rôle particulier pour trois aspects de la trajectographie :

- La séparation spatiale des différents vertex primaires issus de chaque croisement de faisceaux afin d'isoler le signal recherché du bruit de fond d'empilement spatial.

- Fournir des germes de traces constituées de trois impacts aux algorithmes de reconstruction des traces.
- Améliorer les performances d'étiquetage des jets de quark b. La première couche de détection se trouvant très près du vertex de désintégration des hadrons beaux, la contrainte apportée par le premier impact mesuré est fondamentale pour obtenir une bonne résolution sur le paramètre d'impact et sur la distance de vol du hadron.

Cela requiert une mesure précise des impacts en r , ϕ et z . Le détecteur contient 65 millions de pixels. Ces éléments de détection sont des cellules carrées de silicium de $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ de section et de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'électronique de lecture de chaque pixel, appelée "PUC" (Pixel Unit Cell), est collée directement sur le pixel. Les PUC sont intégrées à une puce de lecture sous la forme d'une matrice 52×45 qui permet de lire un nombre total de 4160 pixels. Pour optimiser la résolution sur la position de l'impact, grâce au partage de charge sur plusieurs pixels voisins, la lecture du signal est analogique. Étant le sous-détecteur le plus près du faisceau, les dommages dus aux radiations seront très importants (la fluence est estimée à environ 10^{14} MeV-équivalent-neutrons par cm^2 à une distance de 7 cm du faisceau); il est ainsi prévu de remplacer les couches les plus internes (4.4 et 7.3 cm) au bout des six premières années de fonctionnement environ (dépendant de la luminosité).

Le trajectographe à micropistes de silicium Autour du détecteur à pixels se trouve le trajectographe à micropistes de silicium. Ce trajectographe à micropistes de silicium faisant l'objet du chapitre suivant, seule la structure de ce sous-détecteur est brièvement donnée ici. Il est composé d'un tonneau et de deux bouchons. Le tonneau contient 10 couches de détection, 4 dans la partie dite interne (TIB), et 6 dans la partie dite externe (TOB). Les deux bouchons, sous détecteurs les plus éloignés du point d'interaction, contiennent chacun 9 disques auxquels viennent s'ajouter 3 disques internes.

1.2.3 Le calorimètre électromagnétique

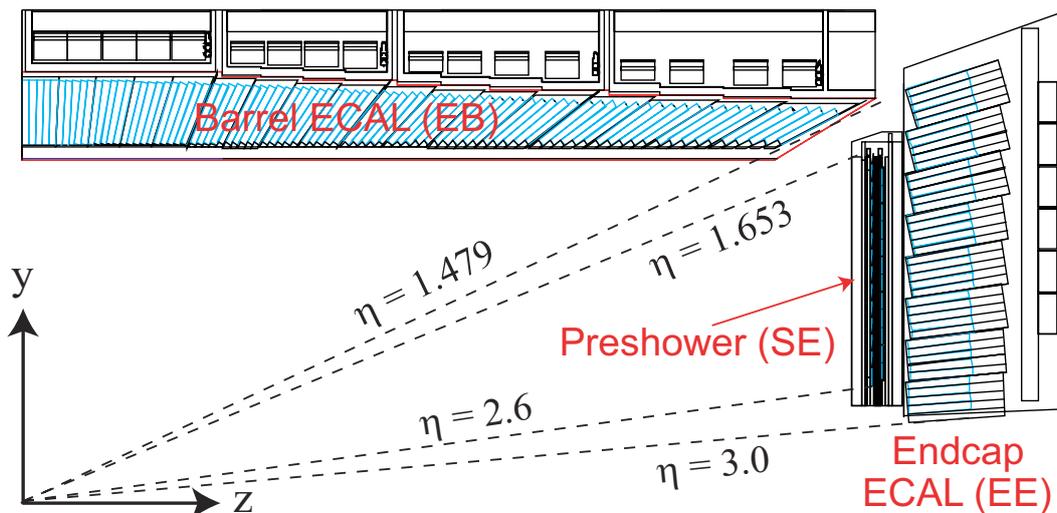


FIG. 1.10 – Vue en coupe d'un quart du calorimètre électromagnétique.

Les calorimètres sont des détecteurs destinés à la mesure de l'énergie des particules. Le

calorimètre électromagnétique fournit la mesure en énergie et en direction des particules interagissant électromagnétiquement, à savoir les électrons et les photons.

Une excellente résolution sur les mesures du calorimètre est un des objectifs de CMS. Conçu pour pouvoir rechercher ou exclure le boson de Higgs dans ses modes de désintégration impliquant des photons ou des électrons. Si le boson de Higgs est léger ($114 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$), le meilleur canal de recherche est la désintégration en une paire de photons. Le bruit de fond étant très important, l'analyse revient à rechercher un pic de masse invariante $\gamma\gamma$ sur la distribution dominante du bruit de fond. La faisabilité de cette analyse repose sur une excellente résolution en masse afin que le pic ne soit pas trop étalé et reste discernable (de l'ordre du GeV/c^2). Si le boson de Higgs a une masse plus importante, la désintégration en 4 leptons via ZZ^* devient significative. La recherche du Higgs en 4 électrons ou en 2 électrons et 2 muons implique également une excellente résolution sur la reconstruction des électrons et donc de leur mesure en énergie.

Le calorimètre utilise des cristaux scintillants offrant ainsi les meilleures performances sur la mesure de l'énergie des électrons et des photons par opposition aux calorimètres à échantillonnage puisque la quasi totalité de l'énergie est déposée au sein du volume du calorimètre. Les cristaux doivent avoir une forte densité et un faible rayon de Molière⁵. L'expérience CMS a choisi le tungstate de plomb ($PbWO_4$) pour ses propriétés qui sont en adéquation avec la conception du détecteur et les objectifs physiques. Le tungstate de plomb a une haute densité de 8.28 g/cm^3 permettant de réaliser un calorimètre compact et a un faible rayon de Molière de 2,19 cm qui permet de contenir le développement d'une gerbe électromagnétique au sein d'un seul cristal, avec une longueur de radiation (0,89 cm) significativement plus faible⁶ que pour les précédents calorimètres de physique des particules. Le $PbWO_4$ est un scintillateur très rapide, résistant aux radiations ce qui est en adéquation avec le haut taux de collisions du LHC. Il est également très transparent, permettant une bonne collecte de la lumière, et peut être produit industriellement.

La lumière produite par un cristal est ensuite collectée par une photo-diode à avalanche. Environ 80 % de la lumière est émise dans les 25 ns suivant l'arrivée d'une particule dans le cristal.

Le calorimètre électromagnétique est constitué de 75848 cristaux de tungstate de plomb. L'énergie déposée est proportionnelle à la lumière collectée en sortie de cristal. Les propriétés optiques sont très importantes et doivent être sous contrôle. Un système laser a été installé pour monitorer la transparence des cristaux et ajuster les mesures en fonction. Des tests d'irradiation ont montré que le mécanisme de scintillation n'était pas affecté, ce qui ne devrait pas détériorer la résolution sur les mesures en énergie avec le temps.

Le calorimètre électromagnétique est composé d'un tonneau et de deux bouchons (cf figure 1.10). Le tonneau est composé de 61200 cristaux d'une surface de $22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm}$, correspondant au rayon de Molière du tungstate de plomb, et d'une longueur de 23 cm correspondant à $25.8 X_0$. Les cristaux sont inclinés de 3° par rapport à la direction du point d'interaction pour minimiser l'énergie perdue par les particules passant exactement entre deux cristaux. Les cristaux des bouchons (7324 par bouchon) ont des dimensions légèrement différentes, une surface de $29 \text{ mm} \times 29 \text{ mm}$ et une longueur 22 cm. Un détecteur additionnel, l'initiateur de gerbe ("pre-shower"), est installé entre les bouchons du trajectographe et du calorimètre

⁵Le rayon de Molière est une propriété des matériaux caractérisant la longueur transversale permettant de contenir le développement de germes électromagnétiques initiées par des électrons ou des photons de haute énergie. Le rayon de Molière est relié à la longueur de radiation X_0 par la relation $R_M = 0.265 \times X_0(Z + 1.2)$ où Z est le numéro atomique

⁶A titre de comparaison les cristaux CsI de l'expérience L3 [19] avait une longueur de radiation de 1.85 cm

électromagnétique. L'objectif est d'améliorer la précision de la mesure de position de la gerbe électromagnétique et la discrimination entre photons (par exemple produits au vertex de la désintégration d'un Higgs) et pions ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Les deux photons produits lors de la désintégration des pions sont spatialement très proches et ne pourraient pas être distingués dans cette région en pseudo-rapacité du calorimètre. L'initiateur de gerbe est constitué de couches totalisant $3 X_0$. A chaque couche, des senseurs silicium sont placés pour mesurer la position des impacts de la gerbe. Ils sont au nombre de 3, un étant orthogonal aux deux autres pour pouvoir donner une information tri-dimensionnelle avec une précision de $300 \mu m$.

La résolution relative en énergie attendue pour le calorimètre électromagnétique peut être paramétrisée de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right) \oplus c \oplus \left(\frac{\sigma_N}{E}\right), \quad (1.9)$$

où $\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2$, c^2 et $\left(\frac{\sigma_N}{E}\right)^2$ sont respectivement le terme stochastique, le terme constant et le terme de bruit :

- Le terme stochastique est lié aux fluctuations statistiques lors du dépôt d'énergie dans le cristal et lors du processus d'amplification des photodétecteurs.
- Le terme constant rend compte des qualités du scintillateur et de la calibration. Les principales contributions à ce terme sont : une collection longitudinale non uniforme, une calibration entre cristaux non optimale, des fuites d'énergie à l'avant et surtout à l'arrière du cristal.
- Le terme de bruit représente la somme du bruit gaussien de la chaîne électronique et du bruit d'empilement (spatial et temporel), venant des nombreux dépôts d'énergie des particules produites lors des interactions inélastiques de chaque croisement de faisceaux.

Les tests sur faisceaux ont montré que pour le tonneau $a=2.7 \%$ et pour les bouchons $a=5.7\%$ dans un intervalle d'énergie compris entre 25 GeV et 500 GeV. Le terme constant a été estimé à $c=0.55\%$ et le terme de bruit à $\sigma_N=200$ MeV. Les performances du calorimètre sont excellentes, à titre de comparaison elles sont quatre fois meilleures que celle d'ALEPH⁷ pour un dépôt d'énergie de 50 GeV. Cela conduit à une excellente résolution sur un boson de Higgs se désintégrant en deux photons [21].

1.2.4 Le calorimètre hadronique

La calorimètre hadronique est dédié à la mesure de la direction et de l'énergie des hadrons produit lors de l'hadronisation des quarks et des gluons de l'évènement dur, ou lors de la désintégration des taus.

En combinant toute l'activité calorimétrique, électromagnétique et hadronique, il est possible de déterminer une énergie transverse manquante. C'est une des variables les plus sensibles à la présence de particules interagissant très faiblement, il y a bien évidemment les neutrinos du modèle standard mais également d'autres particules prédites dans des modèles de nouvelle physique. Pour mesurer au mieux l'énergie transverse, le calorimètre hadronique doit être le plus hermétique possible et donc avoir la plus grande couverture angulaire.

Ce détecteur est constitué d'un empilement de plaques de cuivre de 50 mm d'épaisseur dans le tonneau dont le rôle est d'absorber l'énergie des particules et de feuilles de scintillateurs de 4 mm d'épaisseur. Le cuivre a été choisi parce qu'il limite les diffusions multiples des muons avec son nombre de charge Z relativement faible et parce qu'il est non-magnétique. Cette dernière

⁷Une des expériences du LEP [20].

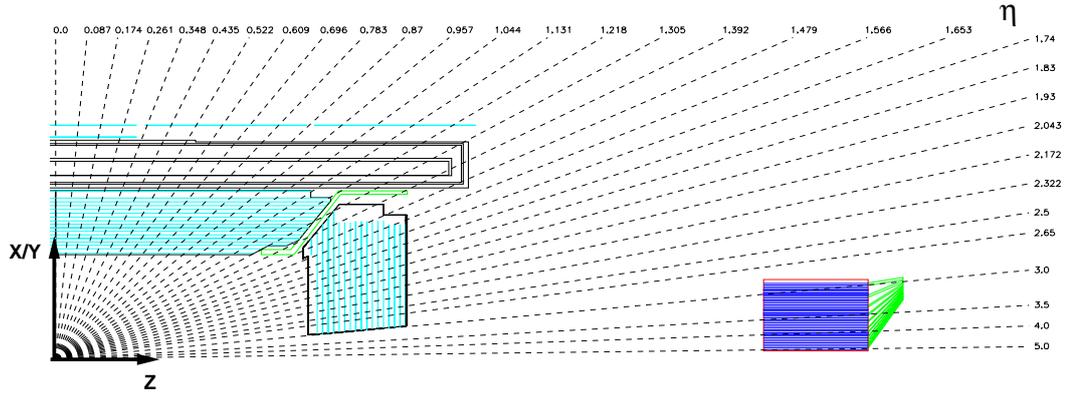


FIG. 1.11 – Vue en coupe d'un demi-tonneau du calorimètre hadronique et du calorimètre très à l'avant.

condition est très importante puisque le calorimètre est plongé dans un champ magnétique de 4 T. La lumière émise par les scintillateurs est collectée par des fibres optiques.

La granularité du calorimètre est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$.

D'un point de vue structurel, il est formé d'un tonneau et de deux bouchons comme tous les autres sous-détecteurs (cf figure 1.10). Cependant pour être le plus hermétique possible afin de reconstruire au mieux l'énergie transverse manquante, la couverture angulaire est augmentée et portée jusqu'à $|\eta| = 5$ par la présence de deux calorimètres très à l'avant. L'épaisseur du calorimètre hadronique situé à l'intérieur de l'aimant n'est pas suffisante en moyenne pour contenir tout le développement des gerbes hadroniques, c'est pourquoi des couches de scintillateurs ont été ajoutées à l'extérieur de l'aimant, juste avant le détecteur à muons.

D'un rayon interne de 1.806 m et d'un rayon externe de 2.95 m, le tonneau a une couverture angulaire s'étalant de $|\eta|=0$ à $|\eta|=1.48$. Il mesure 9 mètres de longueur. La mesure de la gerbe hadronique est assurée par 17 sections d'échantillonnage sur une profondeur de 89 cm. Les bouchons couvrent une région de $|\eta|=1.48$ à $|\eta|=3.0$. Ils possèdent une épaisseur de 1,8 m correspondant à 10 longueurs d'interaction nucléaire, ce qui est suffisant pour contenir les gerbes hadroniques. Leur structure est identique mais les plaques de cuivre de l'absorbeur sont de 8 mm. Enfin les calorimètres très à l'avant sont situés à ± 11.1 m du point d'interaction et couvrent la région de $|\eta|=3$ à $|\eta|=5$. D'un rayon de 1.4 m et d'une longueur de 1.65 m, ils permettent d'améliorer la reconstruction de l'énergie manquante mais également la reconstruction des jets très à l'avant. Sur la couverture angulaire des chambres à muons ($|\eta| < 2.4$), le calorimètre présente plus de 11 longueurs d'interaction, offrant ainsi un excellent filtrage des muons.

Les tests sur faisceaux ont permis de mesurer la résolution en énergie pour des pions [22] qui est défini comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.19}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.38}{E} \oplus 0.04, \quad (E \text{ en GeV}) \quad (1.10)$$

1.2.5 Le spectrographe à muons

Le spectrographe à muons est un détecteur de reconstruction de traces présent dans la partie la plus externe du détecteur CMS. Dans la liste des particules du modèle standard, seuls les muons et les neutrinos peuvent atteindre cette région du détecteur sans déposer

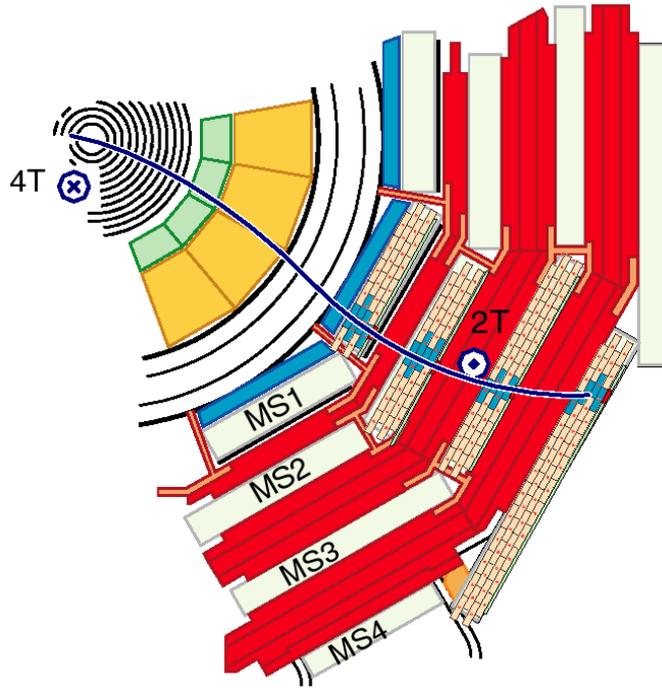


FIG. 1.12 – Vue en coupe transversale aux faisceaux des chambres à muons dans la partie tonneau.

une grande fraction de leur énergie dans les calorimètres. De surcroît, les culasses de retour de champ représentent 16 longueurs d'interaction avant la dernière station de muons, ce qui réduit considérablement le bruit résiduel pouvant provenir de particules hadroniques énergétiques pour lesquelles le développement de la gerbe dépasserait le volume des calorimètres. Avec l'ensemble de ce dispositif, il est très clairement possible d'identifier les muons. Comme le rappelle le nom de l'expérience, la reconstruction est au cœur des défis de CMS. Une reconnaissance de forme rapide et une reconstruction efficace sont nécessaires à l'utilisation des muons au déclenchement de niveau I.

Le détecteur à muons est constitué d'un tonneau ($0 < |\eta| < 1.3$) et de deux bouchons ($0.9 < |\eta| < 2.4$). Dans ces différentes parties, on retrouve quatre stations à muons qui sont espacées par les couches de fer des culasses de retour de champ (cf figure 1.12). Chaque station fournit un segment de traces constituée de quelques impacts. Ces segments mis en commun permettent de reconstruire la trace des muons après passage dans les calorimètres. Par la suite, ces informations sont combinées avec les informations du trajectographe interne pour reconstruire la trajectoire complète des muons.

Dans la partie la plus externe du détecteur, le champ magnétique est de 1.8 T, comme cela fut mentionné précédemment. Pour tenir compte de la configuration du champ magnétique et du flux de particules incidentes inhomogène, différentes technologies sont utilisées pour le tonneau et pour les bouchons.

Des tubes à dérive constituent le principal système de détection. Ils sont constitués de tubes en aluminium équipés d'un fil en acier inoxydable au centre. Les tubes sont assemblés par 12 au sein de chambres à dérive. Regroupées par 4 au sein d'une chambre elles forment une sous-unité indépendante, de sorte qu'une des sous-unités soit orthogonale aux deux autres. Les chambres à dérives sont uniquement utilisées dans le tonneau. Les trois stations les plus

internes contiennent 60 chambres et la plus externe en contient 70.

Au final ce sont 195 000 fils sensibles qui sont utilisés. Lors du passage d'un muon, il y a ionisation d'un mélange gazeux de $ArCO_2$, puis collecte de la charge électrique grâce au champ électrique avec un temps de dérive maximale de 400 ns. Le faible taux de particules dans cette région centrale permet d'utiliser cette technologie.

Les chambres à pistes cathodiques (CSC) sont présentes dans les bouchons. Elles ont une forme trapézoïdale et sont composées d'une rangée de pistes cathodiques de différentes longueurs (de 3 à 16 mm) et de fils d'anode espacés de 3.21 ou 3.16 mm et disposés orthogonalement aux pistes. Les bouchons doivent avoir une meilleure granularité et une réponse plus rapide car le flux de particules les traversant est plus important que dans la partie centrale. De plus cette technologie est plus adaptée aux variations de champ magnétique qui ont lieu dans cette région du détecteur.

Les chambres à plaques résistives (RPC) sont utilisées à la fois dans le tonneau et dans les bouchons. Leur temps de réponse très court d'environ 3 ns est un point central pour l'efficacité du système de déclenchement. C'est un système de détection également plus robuste mais il a une moins bonne résolution spatiale. Chaque chambre est constituée de deux plaques parallèles en résine de phénol séparées par quelques mm de gaz. A l'extérieur, les cathodes sont fabriquées avec un revêtement conducteur en graphite. Lors de la traversée des muons, les avalanches au sein du gaz induisent une rapide collecte de la charge électrique à la cathode. Ces détecteurs peuvent être exploités sans utiliser une électronique de lecture très coûteuse. Il y a 6 couches dans le tonneau et 4 dans les bouchons, augmentant par là même le nombre d'impacts pour la reconstruction de la trace des muons.

L'efficacité de reconstruction de la trace de muons de 100 GeV avec ce détecteur est de 90%. Ceci est très important étant donné que les muons constituent une claire signature de nombreux canaux de physique intéressants. La résolution sur l'impulsion transverse est améliorée lorsque l'on associe les impacts du trajectographe. Pour des muons de 10 GeV la résolution varie entre 1 et 1.5 % selon η . Pour des muons de 1 TeV, la courbure est moindre et la résolution varie entre 6 et 17 %.

1.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition de données

La fréquence de croisement des faisceaux est de 40 MHz. Sachant que la taille moyenne d'un évènement enregistré par l'acquisition ("raw event") est de 1 MB, les performances de calcul et de stockage ne permettent pas de gérer ce flux de données. Une très grande fraction des évènements doit être rejetée pour aboutir à une fréquence d'acquisition de l'ordre de 100 Hz, ce qui est la fréquence maximale que la ferme de calcul en ligne de CMS peut supporter. Cette réduction d'un facteur 10^7 , doit permettre de rejeter les évènements les moins intéressants, tout en enregistrant tous les signaux d'intérêt pour le programme scientifique de CMS. La plupart des collisions proton-proton produit des hadrons avec des impulsions transverses de quelques GeV/c qui sont communément appelées "minimum bias events".

Le déclenchement de niveau I Le déclenchement de niveau I est constitué d'électronique embarquée sur les détecteurs et des cartes électroniques d'acquisition situées dans la caverne des services. Les décisions de déclenchement se font au travers de cette électronique programmable dédiée. De sorte à ne pas avoir de temps mort, l'électronique de lecture doit fonctionner à une fréquence d'échantillonnage égale à la fréquence de croisement des faisceaux.

Afin d'autoriser un temps de latence entre la collision et la transmission de la décision de déclenchement de niveau I, l'électronique de lecture sur les modules de détection est dotée

d'une mémoire tampon de 128 échantillons. Par conséquent, le temps de latence est de $128 \times 25 \text{ ns} = 3.2 \mu\text{s}$. Ce temps prend en compte la transmission des informations entre le détecteur et la salle de contrôle. Sur ce délai total, le temps restant alloué au calcul est inférieur à $1 \mu\text{s}$. Le taux d'événements doit être réduit à 100 kHz en sortie de niveau I et sera limité à 50 kHz au démarrage de l'expérience.

Le déclenchement de niveau I est divisé en trois sous-systèmes : un déclenchement au niveau des calorimètres, un déclenchement au niveau du système à muons et un déclenchement global. En raison du nombre de modules du trajectographe et des limitations de calcul, aucune information concernant les traces n'est considérée au niveau I, hormis pour les muons. Les trois sous-détecteurs du trajectographe à muons, RC, CSC et RPC sont également des systèmes indépendants du point de vue du déclenchement. Mis en commun au niveau du "Global Muon Trigger", ils délivrent leurs quatre meilleurs muons candidats au déclenchement global. Les deux calorimètres sont réunis en tours de déclenchement qui correspondent à une matrice de cristaux 5×5 du ECAL dans le cas du tonneau. Ils fournissent au déclenchement global l'énergie transverse totale, l'énergie transverse manquante, le nombre de jets candidats avec une énergie transverse supérieure à des seuils, les quatre meilleurs jets candidats. Les objets candidats sont transmis au déclenchement global avec l'information de leur position, direction, énergie et un critère de qualité. L'information d'isolation des muons est déjà présente au niveau I. La sélection des événements s'effectue au niveau du déclenchement global. La prise de décision fait référence à des conditions de déclenchement programmable basé sur la présence d'un certain nombre d'objets d'énergie ou impulsion supérieure à des seuils prédéfinis. Jusqu'à 128 chemins de décision peuvent être testés en parallèle, chacun d'entre eux pouvant être "pre-scaled" pour accepter seulement une partie des événements sélectionnés.

Une représentation schématique de l'organisation du déclenchement de niveau I est présentée sur la figure 1.13.

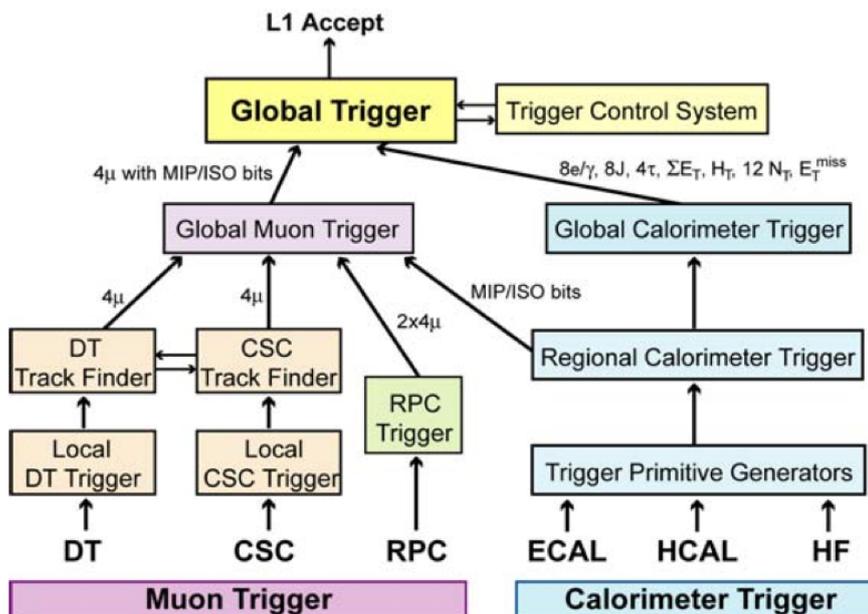


FIG. 1.13 – Architecture du déclenchement de niveau I. [23]

Le déclenchement de haut niveau Le haut niveau de déclenchement doit permettre de réduire le flux de données issu du niveau I à une fréquence d'acquisition d'environ 100 Hz. Une ferme de calcul composée de quelques milliers d'ordinateurs du commerce sur lesquels sont exécutés un software dédié, le HLT⁸, permet de réaliser la dernière étape d'acquisition des données. Ce software est implémenté en C++ tout comme le software de reconstruction, afin d'utiliser les algorithmes et les techniques similaires.

Le HLT est exécuté sur un seul processeur pour un évènement donné. Il est organisé séquentiellement, de manière à minimiser le temps de calcul et à rejeter les évènements le plus tôt possible. Chaque étape se termine par une sélection, et les algorithmes les plus consommateurs de temps de calcul sont exécutés en dernier. On décompose habituellement le HLT en deux niveaux qui sont les niveaux II et III. Dans le niveau II, seules les informations des calorimètres et des détecteurs à muons sont utilisées. Dans le niveau III, les informations provenant du trajectographe interne, consommatrices de temps de calcul, sont utilisées.

La fin d'année 2008 est marquée par le démarrage du LHC, après plus de 15 années nécessaire à sa conception et à sa réalisation. Le collisionneur hadronique LHC et le détecteur CMS, ont été introduits dans ce chapitre, présentant d'une manière globale, le cadre dans lequel cette thèse a été réalisée. Les deux chapitres suivant concerneront le trajectographe de CMS, et en particulier la mise en oeuvre d'un des bouchons. Après cette première partie orientée détecteur, la reconstruction des particules dans le détecteur CMS sera abordée dans le chapitre 5 et fera le lien entre le système de détection et la reconstruction des évènements réalisée sur des simulations.

⁸High Level Trigger

Chapitre 2

Le trajectographe silicium de CMS

Le trajectographe a été conçu pour mesurer les trajectoires des particules chargées produites lors des collisions p-p et pour déterminer les vertex primaires et secondaires. Sous l'effet d'un champ magnétique homogène de 4 T produit par le solénoïde de CMS, les particules chargées suivent des trajectoires hélicoïdales et interagissent électromagnétiquement en traversant les couches de détection du trajectographe. CMS est la première expérience à utiliser des détecteurs en silicium pour les parties externes du trajectographe et possède par conséquent la plus grande surface de détecteurs silicium jamais utilisée en physique des particules avec 198 m^2 . A titre de comparaison ATLAS en utilise 60 m^2 , CDF (run II) 1.9 m^2 , Aleph et L3 en utilisaient respectivement 0.49 m^2 et 0.23 m^2 . Ce chapitre présente les motivations et contraintes qui ont conduit aux choix architecturaux du détecteur. Le principe de fonctionnement, la structure ainsi que les performances sont également abordés.

2.1 Les motivations scientifiques

Le programme de recherche scientifique de CMS s'appuie sur une identification robuste des muons, électrons, photons et jets dont les spectres en énergie sont très étendus, du GeV/c jusqu'au TeV/c. Les traces et vertex doivent être reconstruits au sein d'un champ magnétique intense de 4 T et dans un environnement à haute multiplicité. Pour les traces, l'accent est mis sur la reconstruction des particules chargées dont l'impulsion transverse est supérieure à 300-500 MeV/c et pour une pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$. Le programme scientifique s'appuie sur de nombreux signaux physiques où interviennent électrons et muons que ce soit dans la désintégration des bosons W et Z ou bien directement dans la désintégration de nouvelles résonances. Une excellente résolution sur l'impulsion des leptons de plusieurs dizaines de GeV/c est requise. L'identification des muons se fait en association avec le détecteur à muons. L'identification des électrons isolés se fait en association avec le calorimètre électromagnétique et doit permettre une distinction électron/photon. La résolution et l'efficacité de reconstruction des électrons sont dégradées par le "bremstrahlung" induit par le matériel du trajectographe. La reconstruction des photons est également dégradée par le matériel du trajectographe et de ses services. Or la granularité et la précision du calorimètre électromagnétique ont été motivées par la recherche d'un boson de Higgs de basse masse se désintégrant en deux photons. Tout ceci a imposé de fortes contraintes sur l'architecture du trajectographe. La reconstruction des vertex déplacés est un outil indispensable pour l'étiquetage des jets issus de quarks b. C'est un outil au coeur de la physique du quark top mais qui peut s'avérer encore plus essentiel pour les signaux où les quarks b sont issus directement de la désintégration de nouvelles

résonances. Il en va de même pour les taus (avec désintégrations accompagnées d'une ou trois traces chargées) qui peuvent être très importants pour la recherche de la supersymétrie. Enfin avec la superposition d'une vingtaine de collisions à chaque croisement de faisceaux, la reconstruction du vertex primaire va jouer un rôle considérable qui reposera sur la qualité de la trajectographie. Le programme scientifique de CMS impose au trajectographe un cahier des charges qui va bien au delà de la simple reconstruction des traces. Avec une grande couverture angulaire et sous un champ magnétique intense, les traces reconstruites avec des impulsions allant de quelques centaines de MeV/c au TeV/c devront permettre la reconstruction des vertex primaires et secondaires ainsi que l'identification des leptons et des saveurs lourdes.

2.2 Les contraintes expérimentales

2.2.1 L'environnement radiatif

On dénombre deux sources de radiation. La source principale vient bien évidemment des interactions des produits de collisions pp qui ont lieu au centre du détecteur. Cette contribution dépend de l'angle solide entre le point d'interaction et les couches de détection, elle suit donc une loi de décroissance en $1/r^2$, où r est la distance à la ligne de faisceau. La figure 2.4 illustre cette loi de décroissance de la densité de particules en fonction du rayon dans des scénarii avec et sans champ magnétique, et pour les traces d'impulsions transverses supérieures à un 1 GeV/c. La composante radiative issue des produits de collisions est indépendante de la coordonnée z . La figure 2.1 illustre les variations de la dose reçue pour différentes couches de détection du trajectographe en fonction de leurs coordonnées sur l'axe z , la dose reçue étant deux ordres de grandeur plus importante pour la couche la plus interne par rapport à la couche la plus externe. La plupart des hadrons chargés irradiant le détecteur provient des vertex. Les valeurs du niveau de radiation associé sont présentées sur la figure 2.1 en fonction de la distance à l'axe du faisceau. La deuxième source de radiation provient de la réflexion des neutrons sur la surface du calorimètre électromagnétique. Les bouchons du calorimètre donnent la contribution majeure, ce qui explicite la dépendance en z du flux de neutrons visible sur la figure 2.1. La contribution provenant du vertex est irréductible tandis que la réflexion peut être atténuée en utilisant des matériaux modérateurs de neutrons entre les bouchons du trajectographe et du calorimètre. Cet environnement radiatif dans lequel est immergé le trajectographe a imposé de sévères contraintes sur le choix des matériaux, la technologie utilisée et l'architecture du trajectographe. Ces choix seront abordés par la suite, dans les différentes parties de ce chapitre. Pour minimiser les effets de ces radiations sur le vieillissement des senseurs, la température de fonctionnement est de -10 °C.

2.2.2 La minimisation du matériel

La conception du trajectographe nécessite un compromis pour choisir le nombre de couches de détection et les matériaux utilisés. La précision et l'efficacité sur la mesure de l'impulsion des traces augmentent avec le nombre de points de mesure par trace. Dans le même temps, la quantité de matière traversée par les particules augmente avec le nombre de couches de détection. Cela est dû aux détecteurs eux-mêmes mais également à tous les matériaux internes qui remplissent des fonctions mécaniques ou bien qui sont liés aux services nécessaires au fonctionnement des détecteurs. Par conséquent un trop grand nombre de couches de détection dégrade les performances de la trajectographie ainsi que la mesure de l'énergie dans les calorimètres. Le fonctionnement à basse température lié à la problématique des radiations

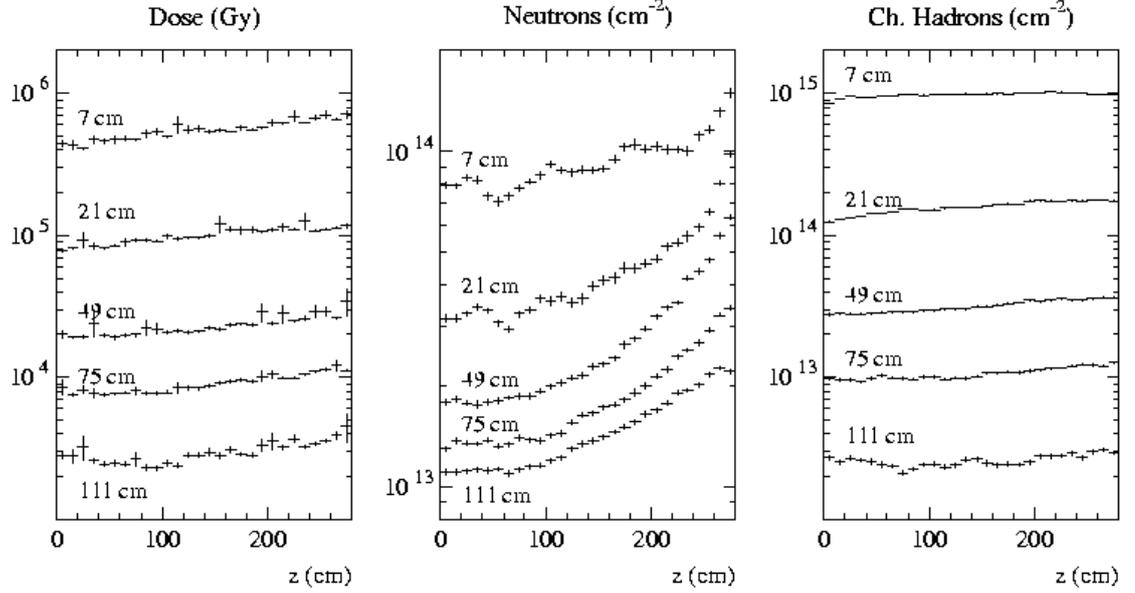


FIG. 2.1 – Niveaux de radiations reçues par différentes couches du trajectographe. Les doses correspondent à une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$. Ces données sont issues de simulation et les barres d'erreurs sont statistiques. Pour la contribution des neutrons, un seuil supérieur à 100 keV a été utilisé [24].

évoquée précédemment, et l'ensemble des services requis par l'électronique frontale induit la présence de nombreux câbles, tuyaux et des matériaux isolants au sein du volume du trajectographe. Pour assurer une très grande efficacité de reconstruction des traces (supérieure à 90 % pour les événements $t\bar{t}$ sans empilement) pour un taux de faux très faible (quelques %), le trajectographe est constitué de 8 à 14 plans de détection traversés selon la direction de la trace. Le taux de faux est le nombre de fausses traces (traces dont le pourcentage d'impacts communs à la trace simulée est inférieur à un paramètre de la reconstruction⁹) normalisé au nombre total de traces reconstruites. Avec la quantité de matière traversée, les traces ne sont plus hélicoïdales à cause de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans les différentes couches de détection traversées. La trajectoire dans le plan transverse n'est plus un cercle et ceci doit être pris en compte par les algorithmes de reconstruction des traces. De plus le "bremstrahlung" affecte la reconstruction des électrons et induit des conversions de photons en paires e^+e^- . D'une manière plus générale, la quantité de matière présente dans le volume du détecteur dégrade les mesures de l'énergie du calorimètre électromagnétique puisque les particules chargées perdent une fraction de leur énergie en traversant le trajectographe. La distribution de matière en fonction de η est présentée sur la figure 2.2. Pour limiter cette quantité de matière les matériaux utilisés pour la mécanique et pour les services, comme la fibre de carbone, sont les plus légers possible tout en maintenant une rigidité nécessaire à la limitation des distorsions de la structure.

La figure 2.2 nous montre la quantité de matière exprimé en longueur de radiation¹⁰. Elle varie de $0.4 X/X_0$ à $\eta \approx 0$ croît jusqu'à $1.8 X/X_0$ à $|\eta| \approx 1.4$ avant de décroître jusqu'à

⁹ Actuellement, ce pourcentage est de 75%.

¹⁰ La longueur de radiation, X_0 , est définie comme la distance de parcours après laquelle un électron aura perdu en moyenne une fraction $1/e$ de son énergie

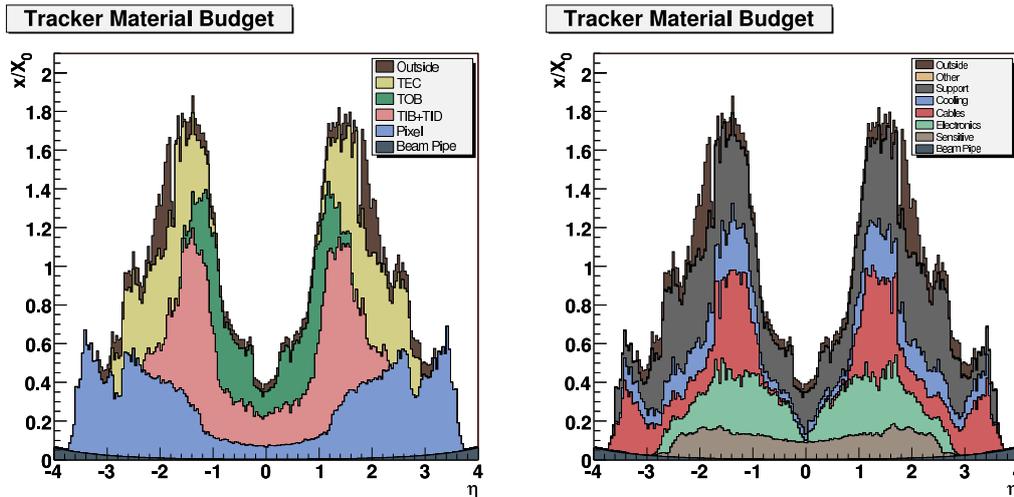


FIG. 2.2 – Matériel par unité de longueur de radiation en fonction de la pseudorapidity η pour les différents sous-détecteurs (à gauche) et pour les différentes fonctionnalités (à droite) [23].

environ $1 X/X_0$ à $|\eta \approx 2.5|$.

2.2.3 Autres contraintes

Des critères, à la fois d'ordre financier et logistique, ont pesé dans les décisions de construction du trajectographe. L'utilisation de technologies courantes dans l'industrie a permis de minimiser le coût de fabrication. Ceci est vrai aussi bien pour les senseurs silicium que pour l'électronique frontale et les fibres optiques utilisées. Pour pouvoir produire l'ensemble des composants du trajectographe et réaliser leur intégration dans la structure finale, près de 500 physiciens et ingénieurs originaires d'une cinquantaine d'instituts à travers le monde ont participé au projet. Il a fallu concevoir une production où une bonne partie des opérations peuvent être effectuées en parallèle. De même pour l'intégration, une architecture de sous-structures indépendantes les unes des autres a été choisie de sorte que chacune d'entre elles puisse être étudiée et qualifiée avant de procéder à l'assemblage mécanique lors de la dernière étape de construction. La modularité est présente à toutes les échelles de la structure du trajectographe. Elle a été nécessaire pour la construction, l'assemblage, et fût conçue en prévision d'éventuelles réparations ou d'échanges de pièces défectueuses au sein de la structure. Techniquement, le remplacement de plusieurs modules au coeur du trajectographe devrait être possible (5% de composants de rechange, essentiellement testé à la phase d'intégration).

2.3 L'architecture

Vue d'ensemble de la structure du trajectographe

Le trajectographe est composé de 4 sous-détecteurs indépendants. Il y a deux tonneaux, un interne et un externe, leurs modules sont parallèles à l'axe du faisceau. Deux autres structures complètent la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.4$ avec des modules de silicium perpendiculaires à l'axe du faisceau, il s'agit des disques internes et des bouchons. La figure 2.3 montre l'extension spatiale et la couverture angulaire des différents sous-détecteurs du trajectographe. La reconstruction d'une trajectoire hélicoïdale requiert la connaissance de 5 paramètres. Les

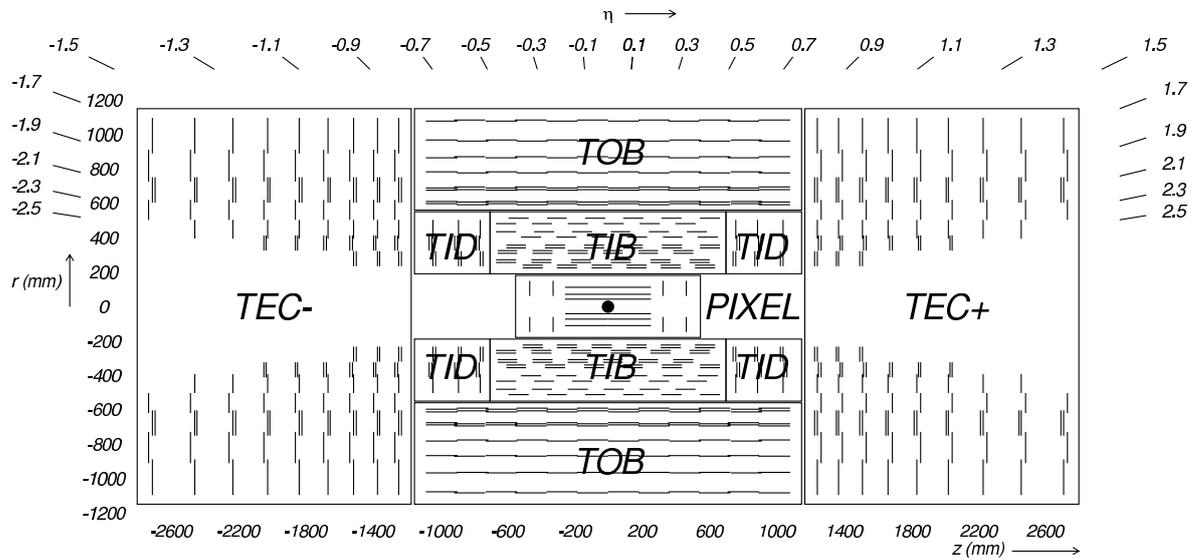


FIG. 2.3 – Vue en coupe schématique du trajectographe de CMS. Chaque ligne représente un module. Les lignes doubles indiquent la présence de modules stéréo. [23]

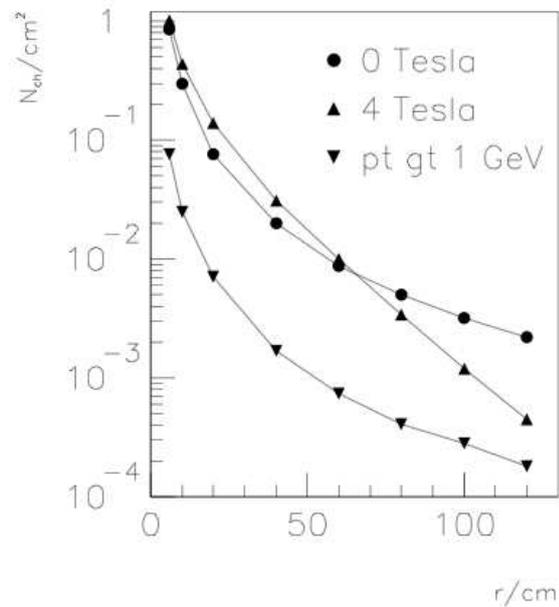


FIG. 2.4 – Densité de particules chargées par cm^2 pour $\eta = 0$ avec scénario de 20 collisions par croisement de faisceaux pour toutes les traces soumises à un champ magnétique de 0 ou 4 Tesla et pour les traces dont l'impulsion transverse est supérieure à 1 GeV/c. [24]

résultats ont montrée qu'en moyenne 8 impacts laissés par la particule dans les différentes couches de détection permettent une reconstruction de qualité de la trace. Avec 8 impacts laissés par des particules d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c, l'efficacité de reconstruction des traces est déjà supérieure à 90%. Un grand nombre de plans de détection accroît les performances de reconstruction et permet de limiter le problème de canaux morts. La figure 2.5 nous montre qu'un minimum de 9 plans sont présents sur toute la couverture angulaire. Le nombre de couches de détections est en moyenne supérieur à 10 et atteint 14 pour $\eta \approx 1.75$. Cette figure peut être directement mise en relation avec la figure 2.3 où l'on aperçoit les différents plans de détection en fonction de η .

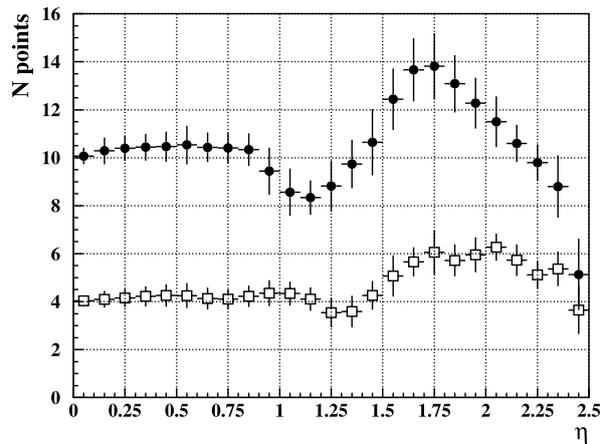


FIG. 2.5 – Nombre de points mesurés dans le trajectographe silicium (sans les pixels) en fonction de la pseudorapidité η . Les cercles montrent le nombre total (les modules stéréo comptant comme un) tandis que les carrés montrent le nombre de couches stéréo (constitués de deux modules superposés légèrement tournés l'un par rapport à l'autre). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques obtenues lors des simulations. [23]

2.3.1 Le tonneau interne

Le tonneau interne est composé de 4 cylindres concentriques de rayons compris entre 225 mm et 498 mm et qui s'étendent sur une longueur de 1.40 m ($|z| < 70$ cm) le long de l'axe du faisceau. Les deux couches les plus internes accueillent des modules stéréo avec un pas inter-pistes de $80 \mu\text{m}$ tandis que les deux couches les plus externes accueillent des modules mono de pas inter-pistes de $120 \mu\text{m}$. Les modules des tonneaux interne et externe sont de forme rectangulaire. Chaque cylindre est lui-même constitué de 4 sous-structures appelées "shell". Celles-ci sont indépendantes tant du point de vue de l'électronique que du système de refroidissement. Ceci permet de les tester individuellement avant l'intégration finale au cours de laquelle les sous-détecteurs sont mécaniquement assemblés, puis testés à nouveau tous ensemble. Le tonneau interne est terminé par deux cylindres. Ils ont une double fonction, router les services ainsi que servir de support aux disques internes. La figure 2.6 permet de visualiser les éléments abordés dans cette section.

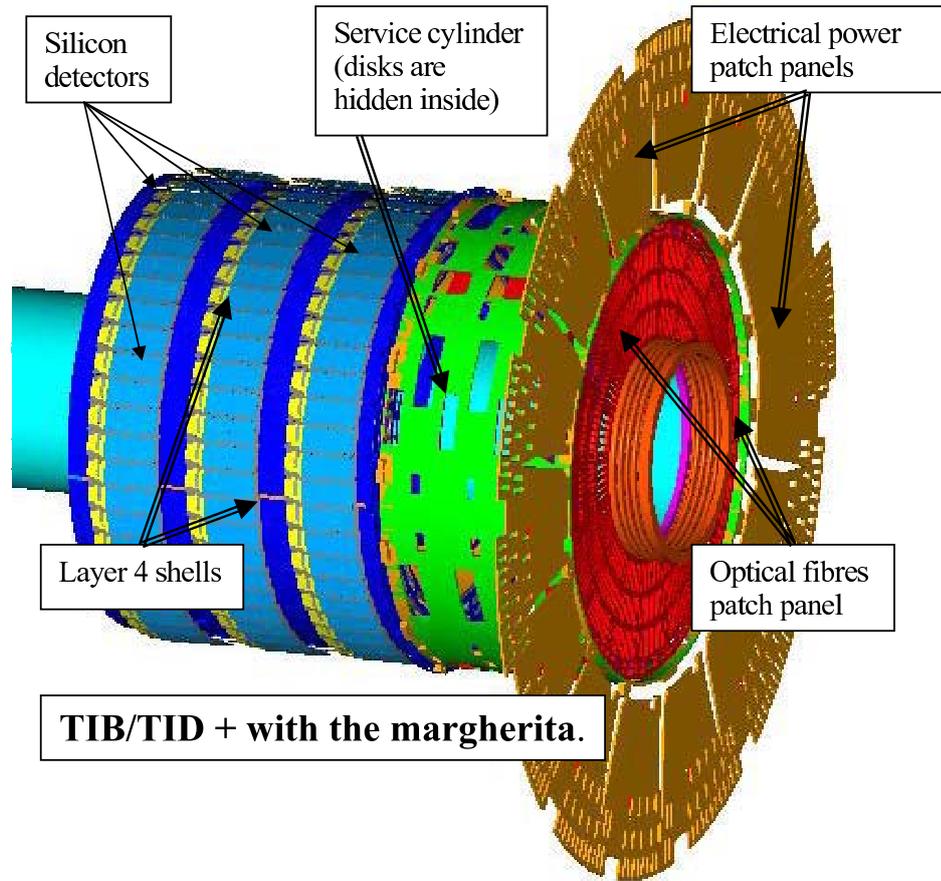


FIG. 2.6 – Dessin schématique du sous assemblage TIB/TID- avec la margarita. [23]

2.3.2 Le tonneau externe

Le tonneau externe est composé d'une grande structure mécanique appelée "wheel" (cf figure 2.7). D'une longueur de 2180 mm ($|z| < 1090$ mm) elle s'étend radialement de 555 mm à 1160 mm. Incluant les câbles qui se trouvent aux extrémités, on atteint une longueur de 2360 mm. La structure du tonneau accueille 688 sous-structures appelées "rods". La structure est composée de 4 disques identiques répartis en 6 cylindres concentriques. Chaque disque contient 344 ouvertures dans lesquelles sont insérés les rods. Chaque rod est supporté par 2 disques, 2 rods juxtaposés couvrent donc la longueur totale du tonneau. Le tonneau offre radialement 6 couches de détection entre 608 mm et 1080 mm. Les rods sont composés de modules rectangulaires dont le pas inter-pistes varie entre 122 et 188 μm selon leur position dans la structure (cf table 2.1).

2.3.3 Les disques internes

Ils s'étendent selon l'axe z entre ± 800 mm et ± 900 mm. Structurellement identiques, ils sont constitués chacun de 3 anneaux d'un rayon allant de 200 mm à 500 mm. Les deux anneaux internes accueillent des modules stéréo tandis que le troisième anneau est constitué de modules mono. Les caractéristiques de ces modules sont présentées dans la table 2.1. Chaque anneau est indépendant des autres et peut être testé individuellement. Le couplage tonneau et disques internes permet une couverture angulaire allant jusqu'à $|\eta| = 2.5$.



FIG. 2.7 – Photo du tonneau externe.

2.3.4 Les bouchons

Le trajectographe silicium possède deux bouchons qui s'étendent de ± 1240 mm à ± 2800 mm le long de l'axe z , aux extrémités des tonneaux et qui s'étendent radialement de 220 mm à 1135 mm entre le tube du faisceau et le calorimètre. Structurellement identiques, ils sont constitués de 9 disques. La structure élémentaire du bouchon est le pétale, composé d'une vingtaine de modules dont les caractéristiques sont présentées dans la table 2.1. La figure 2.8 montre la photographie d'un bouchon. La description des bouchons sera détaillée dans le chapitre suivant.



FIG. 2.8 – Vue d'un bouchon (TEC) .

2.4 Le principe de détection des senseurs silicium

Un nombre total de 24244 senseurs de silicium micro-pistes forme une surface active de détection de 198 m^2 [25]. Le principe de détection est celui des détecteurs semi-conducteurs à jonction PIN. Les semi-conducteurs sont des matériaux présentant une conductivité intermédiaire entre les métaux et les isolants. Le courant dans les semi conducteurs est véhiculé par deux types de porteurs de charge : les électrons et les trous. Les trous sont des lacunes électroniques dans des structures quasi pleines. Les atomes de Si possèdent 4 électrons de valence, chacun étant lié à un atome voisin par une liaison covalente. Lorsque l'un de ces atomes est remplacé dans le réseau cristallin par un atome ayant un nombre d'électrons de valence supérieur à 4, cela libère un électron qui se trouvera dans la bande de conduction. Inversement si le dopage est effectué avec un atome ayant un nombre d'électrons de valence inférieur à 4, il y aura formation d'un trou : reflet de l'électron manquant pour compléter les 4 liaisons covalentes. Le silicium pur est un semi-conducteur intrinsèque. Mais ces propriétés peuvent être modifiées en le dopant avec des impuretés. Il existe au final deux catégories de semi-conducteurs :

- type N : la concentration en électrons est supérieure à celle de trous. On dit que les électrons sont les porteurs majoritaires.
- type P : la concentration en trous est supérieure à celle d'électrons. On dit que les électrons sont les porteurs minoritaires.

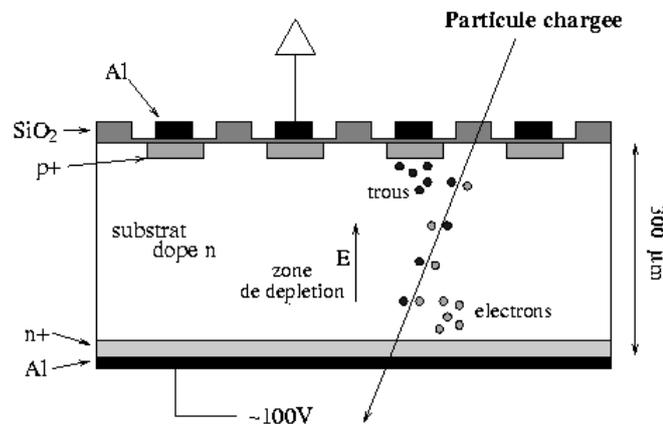


FIG. 2.9 – Vue en coupe d'un module du détecteur à micro-pistes de silicium.

Les modules du trajectographe étant constitués de semi-conducteurs à jonction PIN, le principe de fonctionnement d'une jonction PN ainsi que son extension à la jonction PIN vont être abordés. La figure 2.9 permet de visualiser les explications.

La jonction PN La jonction PN est créée par la mise en contact d'un semi-conducteur de type P avec un semi-conducteur de type N. Initialement les deux zones P et N sont neutres mais à cause de la différence en concentration des électrons et des trous il y a une diffusion des trous vers la zone N et une diffusion des électrons vers la zone P. Cette recombinaison donne des électrons et des trous et crée une accumulation de charges de part et d'autre de la jonction donnant ainsi naissance à un champ électrique. On appelle zone déplétée la région où le potentiel électrique varie continuellement. Dans cette zone il n'y a pas de charge en déplacement. Tout électron ou trou pénétrant dans cette zone sera immédiatement repoussé

vers une extrémité de la jonction sous l'effet du champ électrique. Toute particule chargée incidente traversant le détecteur, ionise les électrons du cristal et crée des paires électron-trou qui vont se déplacer vers les extrémités (cf figure 2.9) .

La jonction PIN En plus des 2 couches fortement dopées P et N , la jonction PIN est constituée d'une couche intermédiaire de semi-conducteur intrinsèque I. Comme il est impossible de réaliser un semi-conducteur intrinsèque parfait on utilise dans le cas des modules du trajectographe un semi-conducteur légèrement dopé N. L'ajout de cette couche additionnelle permet l'obtention d'une région centrale où le champ électrique est constant. Pour augmenter l'efficacité de la jonction, on applique une tension inverse sur la jonction, c'est à dire une tension négative du coté P. Cette tension appliquée en inverse est appelée tension de déplétion Elle a pour effet d'élargir la zone déplétée et par conséquent le volume sensible de détection. De plus une haute tension permet d'améliorer la collection de charges par effet d'avalanche et de diminuer le temps de collection. La tension maximale ou tension de claquage est liée à la résistance électrique du semi-conducteur. Les avantages d'une jonction PIN polarisée en inverse par rapport à une jonction PN sont les suivants :

- une capacitance constante
- une tension de claquage très importante

Au final la traversée d'une particule chargée dans le détecteur se traduit par une impulsion de courant détectable dans les modules de silicium. Il est à noter que pour son fonctionnement, les senseurs du trajectographe sont alimentés par une haute tension d'environ 400 V. Ceci permet à la fois d'augmenter le rapport signal sur bruit sans pour autant se rapprocher de trop près de la tension de claquage (supérieure à 600 V).

Le courant de fuite Bien que ce dispositif soit idéalement non conducteur, un petit courant fluctuant passe à travers la jonction PN lorsque le détecteur est sous haute tension. On l'appelle courant de fuite. Il provient de la création spontanée de paires chargées par agitation thermique dans le volume du détecteur ainsi que sur la surface où le champ électrique est fort. Pour limiter cet effet, il convient de fonctionner à basse température. Le courant de fuite dépend de la température mais est lui même source de chaleur. De ce fait la température des senseurs varie exponentiellement avec le courant de fuite, on appelle cet effet "l'emballement thermique". Cet effet est bien entendu dommageable et c'est pour cela qu'un refroidissement efficace est nécessaire ainsi qu'une température de fonctionnement suffisamment basse. Il est également à noter que le courant de fuite est proportionnel au flux de particules par unité de surface. Il va croître avec le vieillissement qui dépend de la dose intégrée.

2.4.1 Caractéristiques des senseurs silicium du trajectographe

L'orientation des cristaux de silicium $\langle 100 \rangle$ a été choisie pour limiter l'effet des radiations qui tend à augmenter la capacité inter-pistes. Deux épaisseurs de senseurs ont été utilisées, des senseurs fins de $320 \mu\text{m}$ au plus près du faisceau et des senseurs plus épais $500 \mu\text{m}$ vers l'extérieur. Sur la face supérieure des senseurs dopés P, des pistes recouvertes d'aluminium sont gravées. Elles sont connectées à l'électronique de lecture via des condensateurs reliés aux adaptateurs de pas puis à l'électronique via des micro-fils électriques (cf figure 2.14). Parallèlement à cela, la longueur des pistes est variable selon la position, elle est plus grande pour les senseurs les plus éloignés du faisceau. La largeur des pistes est variable, cependant le rapport w/p est constant, w est la largeur de la piste et p la largeur de l'espace inter-piste. Cela permet d'avoir une capacité par unité de longueur uniforme de l'ordre de 1.2 pF/cm

quelque soit la géométrie. Le bruit de chaque piste est proportionnel à la capacité et donc à sa longueur. Pour équiper l'intégralité du trajectographe, 15 types de senseurs de géométrie différente sont utilisés. Pour les tonneaux, les senseurs sont de forme rectangulaire alors que pour les disques et pour les bouchons, ils sont de forme trapézoïdale. Leur nombre de pistes est de 512 ou 768. La table 2.1 présente la diversité des modules du trajectographe.

2.5 Les modules

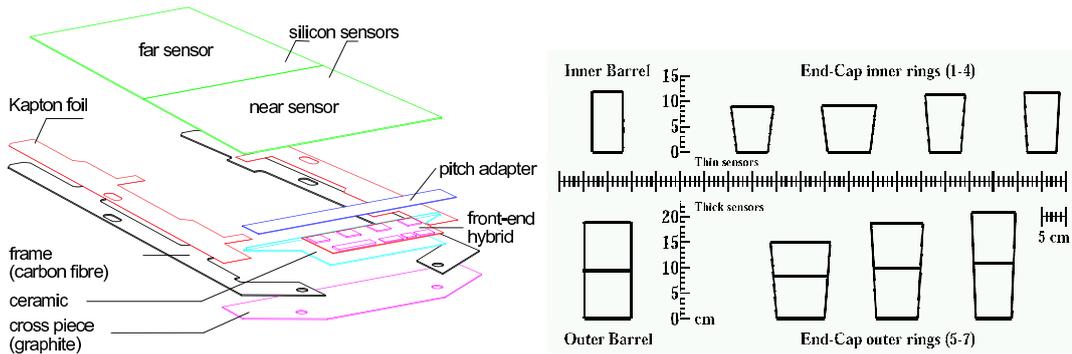


FIG. 2.10 – Vue éclatée d'un module du trajectographe à deux senseurs (à gauche) et diversité géométrique des modules (à droite). [23]

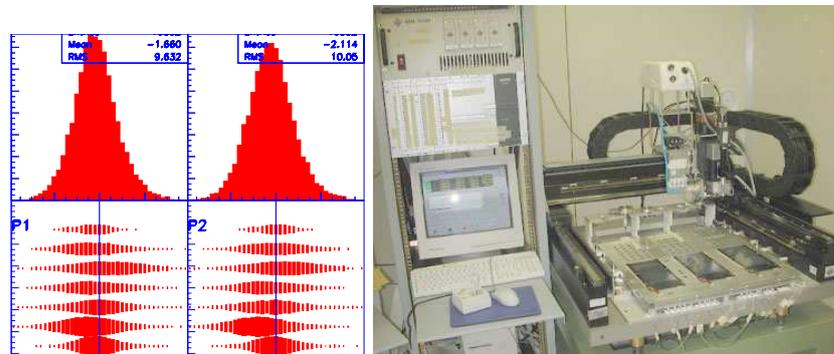


FIG. 2.11 – Distributions de résidus (en μm) par rapport à un point de référence sur les modules obtenues pour les différents centres d'assemblage [23]. Cela montre la précision obtenue sur les chaînes d'assemblage de modules robotisées ("Gantry"), comme celle présentée à droite.

2.5.1 Description

Le trajectographe est composé de 15148 modules répartis dans les quatre sous-systèmes. Ils sont composés de un ou deux senseurs selon leur position dans la structure. Ils sont constitués d'un support en fibre de carbone ou graphite selon la position dans le trajectographe. Une couche de circuit Kapton est utilisée pour isoler électriquement le silicium du support et pour fournir la connection électrique à la face arrière des senseurs. De plus, le module accueille l'hybride et l'adaptateur de pas qui seront décrits par la suite (cf figure 2.10). Les modules ont des géométries adaptées à leur position dans le trajectographe (cf figure 2.10). Les modules

TAB. 2.1 – Caractéristiques géométriques et nombre de modules en fonction de leur emplacement dans le trajectomètre. Les notations IB X et OB X réfèrent à la couche de détection numéro X dans le tonneau interne (IB) ou externe (OB). La notation ID X réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 3$) dans les trois disques internes (ID). La notation EC X réfère à la couche de détection numéro X ($1 < X < 7$) dans les neuf disques externes (EC). Pour les modules des disques internes et des bouchons, le pas inter-pistes est variable, les valeurs minimales et maximales sont présentées.

Couche	Rayon [mm]	Type	Nombre de Modules	Pas [μm]	Nombre de pistes
IB 1	250	R – Φ /stéréo	336/336	80	768
IB 2	340	R – Φ /stéréo	456/456	80	768
IB 3	430	R – Φ	552	120	512
IB 4	520	R – Φ	648	120	512
OB 5	610	R – Φ /stéréo	504/504	122/183	768/512
OB 6	696	R – Φ /stéréo	576/576	122/183	768/512
OB 7	782	R – Φ	648	183	512
OB 8	868	R – Φ	720	183	512
OB 9	965	R – Φ	792	122	768
OB 10	1080	R – Φ	888	122	768
ID 1	277	R – Φ /stéréo	144/144	80-112	768
ID 2	367	R – Φ /stéréo	144/144	113-143	768
ID 3	447	R – Φ	240	124-158	512
EC 1	277	R – Φ /stéréo	144/144	81-112	768
EC 2	367	R – Φ /stéréo	288/288	113-143	768
EC 3	447	R – Φ	640	124-158	512
EC 4	562	R – Φ	1008	113-139	512
EC 5	677	R – Φ /stéréo	720/720	126-156	768
EC 6	891	R – Φ	1008	163-205	512
EC 7	991	R – Φ	1440	140-172	512

sont rectangulaires dans les tonneaux et trapézoïdaux dans les bouchons. Plus ils sont éloignés de la ligne de faisceau, plus ils sont longs. Leurs différentes caractéristiques sont résumées dans la table 2.1.

2.5.2 Assemblage et test des modules

L'assemblage des modules consiste à positionner les senseurs et les hybrides sur le support avec une très grande précision, au moyen de robots appelés "Gantry" (cf figure 2.11). Les composants sont alignés par une caméra qui repère des marques au moyen d'un algorithme de reconnaissance de forme. La précision obtenue est de $10 \mu m$ (RMS). Au total, 7 instituts se sont répartis l'ensemble des modules du trajectographe pour cette étape d'assemblage.

Les connections électriques entre l'hybride, l'APV, l'adaptateur de pas et le (ou les) senseur(s) doivent encore être réalisées. Ceci est fait au moyen d'une technique de "bonding" qui consiste à souder de fins fils électriques entre les différents composants électriques. Des fils d'un diamètre de $25 \mu m$ composés à 99 % d'aluminium et 1 % de silicium ont été soudés aux ultra-sons à la cadence de 1 Hz au sein de 15 différents instituts à travers le monde. Ces connections sont très fragiles et pouvaient être endommagées par les vibrations ou chocs durant les multiples transports. C'est pourquoi différentes techniques de collage ont été utilisées pour renforcer, protéger ou encapsuler ces connections.

A l'issue de ces 2 étapes, chaque module a été testé et gradé au moyen d'une procédure appelée "ARC system" [26]. Tous les canaux du module sont testés et des critères d'acceptance ont été établis. Ont été qualifié de grade A tous les modules possédant moins de 1% de canaux en dehors de cette acceptance, de grade B ceux en possédant moins de 2% et finalement de grade C les autres. Entrent dans les critères d'acceptance l'état des connections, la valeur du bruit des canaux ainsi que différents types de défauts. Les modules de grade C ne furent pas utilisés pour la construction du trajectographe. Au final le rendement de la production de module a été supérieur à 97 % [27].

En cas de modules ne passant pas les critères requis, des réparations ont été effectuées dans la mesure du possible ou bien les éléments fonctionnels furent désassemblés et récupérés pour sauver le plus de composants possible.

2.6 L'électronique

Le trajectographe de CMS va opérer dans des conditions qui imposent toute une série de contraintes sur l'électronique. Tout d'abord le flux du millier de particules traversant le trajectographe à chaque collision contraint à utiliser de l'électronique résistante aux radiations. D'autre part la fréquence du LHC (40 MHz) impose l'utilisation d'électronique rapide. Pour limiter la densité de matériel dans le trajectographe et donc la détérioration de la mesure des calorimètres, l'électronique est séparée en deux parties : l'électronique frontale qui se trouve sur les détecteurs et l'électronique externe qui se trouve en salle de contrôle. On peut également faire la distinction entre 2 autres catégories d'électronique : l'électronique de lecture et celle de contrôle.

2.6.1 L'électronique de lecture

L'hybride Toute l'électronique frontale d'un module est assemblée sur un support multi-composants appelé hybride [28] (cf figure 2.13). Chaque hybride accueille 4 ou 6 APV25, un APXMUX, un PLL et un DCU. Le rôle de l'hybride est de distribuer et de filtrer le courant

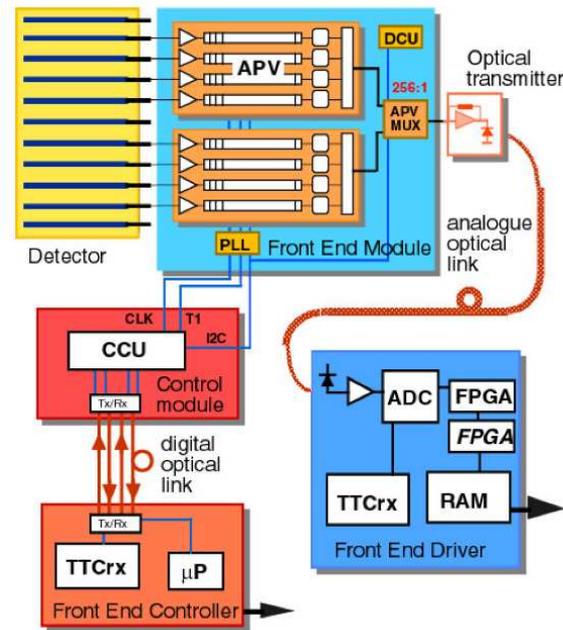


FIG. 2.12 – Le schéma de l'électronique du trajectographe de CMS. [23]

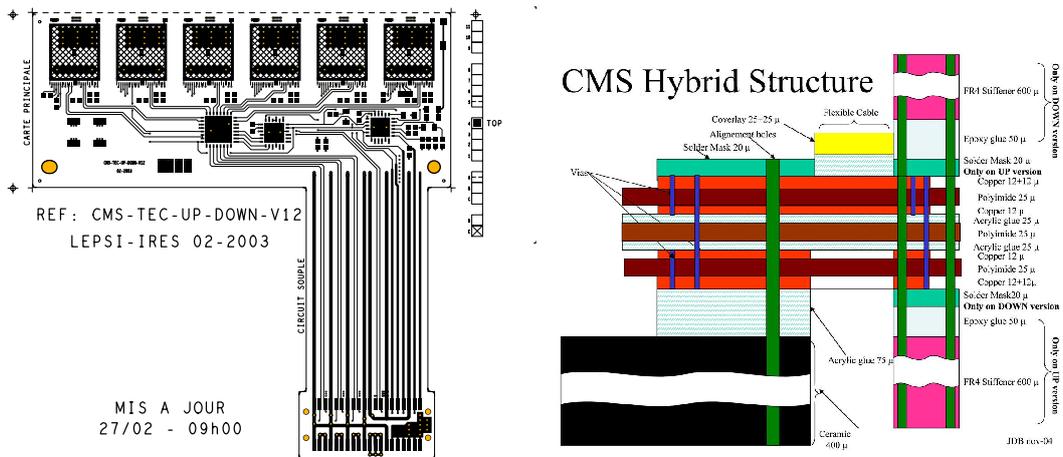


FIG. 2.13 – La structure de l'hybride en vue de dessus (à gauche) et traversale (à droite) sont présentées. [23]

électrique alimentant ces composants (1.25 et 2.5 V), de propager le signal d'horloge, le signal de déclenchement, les données et les informations de contrôle entre les différentes puces. Il doit aussi permettre l'évacuation de la chaleur dissipée par l'électronique et l'isoler de la haute tension reçue par le (ou les) senseur(s). Il existe en tout 12 différents types d'hybrides qui reflètent la diversité des modules du trajectographe : différence de taille, d'orientation des connecteurs, de nombre d'APV25 et de position dans le trajectographe. Sur la figure 2.14 se trouve un exemple d'hybride pour un module à 4 APVs. Les différents composants électroniques assemblés sur l'hybride sont mentionnés, et on peut voir le lien entre les APVs, l'adaptateur de pas et le senseur.

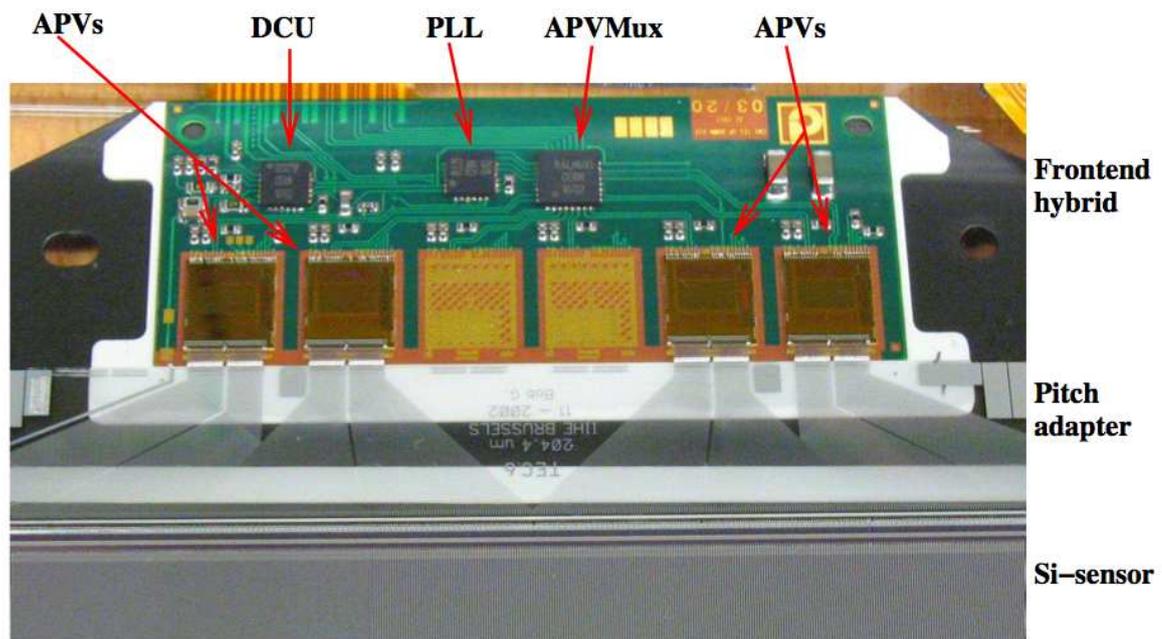


FIG. 2.14 – Un exemple d'hybride pour un module à 4 APVs.

L'APV25 L'Analog Pipeline Voltage (APV) [29] est un ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) connecté à 128 pistes des senseurs via l'adaptateur de pas et les "bondings". Il est composé de 128 canaux, chacun dédié au traitement du signal reçu par une piste, c'est à dire la charge électrique collectée sur cette piste. Il remplit 3 fonctions à la fois : l'amplification, la mise en forme et le stockage du signal. Gravées dans une technologie 0.25 microns d'IBM, ces puces sont intrinsèquement résistantes aux radiations. Le signal reçu est tout d'abord amplifié par un pré-amplificateur intégrateur et la polarité du signal peut être choisie en activant ou non un circuit inverseur. La mise en forme du signal est réalisée par un circuit CR-RC avec un temps de montée de 50 ns. Sa hauteur est proportionnelle à la charge générée par la traversée dans les senseurs silicium. L'impulsion est ensuite échantillonnée à la fréquence du LHC, 40 MHz, et stockée dans une des 192 capacités de la mémoire tampon. Cette mémoire autorise un délai de $4.8 \mu s$, soit 192 croisements de faisceaux, entre l'écriture et la lecture d'une case exécutée lors de la réception d'un signal de déclenchement. Ce délai est nécessaire à la prise de décision du système de déclenchement de niveau 1 dont l'ordre de grandeur caractéristique est de $3 \mu s$. En cas de déclenchement, les données sont transmises à un calculateur de mise en forme (Analog Pulse Shape Processor) qui déconvolue le signal de la fonction de transfert électronique si ce mode est sélectionné. La déconvolution consiste à faire la somme pondérée de trois échantillons consécutifs, ce qui permet d'obtenir un signal avec un temps de montée caractéristique effectif de 25 ns. Ce mode de fonctionnement est requis par l'environnement à haute luminosité auquel le détecteur sera soumis. Avec un croisement de faisceaux toutes les 25 ns, il faut une électronique suffisamment rapide pour pouvoir distinguer des impacts successifs laissés dans le même canal, et également identifier ces impacts au bon croisement de faisceaux. Malgré un taux d'occupation maximale de quelques pourcents dans le détecteur, la superposition de deux signaux sur une même piste dans un court intervalle de temps est possible. La forme du signal en mode "peak" est trop étalée dans le temps, 50 ns pour le temps de montée mais plusieurs centaines de nanosecondes pour le temps de descente. Ce

qui correspond à plusieurs cycles d'horloge du LHC. Les signaux en mode "peak" et en mode déconvolution sont visibles sur la figure 2.16. Ainsi dans un tel mode, les événements touchant la piste et espacés de quelques cycles seraient indiscernables, il y aurait une sommation des signaux qui ne permettrait aucune distinction. Avec le mode déconvolution on peut séparer ces événements pour peu qu'ils soient espacés d'au moins deux cycles, soit 50 ns. Ce phénomène est illustré sur la figure 2.17. Mais ce mode permet surtout d'éliminer les impulsions produites par les particules venant de différents croisement de faisceaux.

Enfin les 256 canaux de deux APVs sont multiplexés, c'est à dire sérialisés, entrelacés et transmis à la fréquence de 20 MHz. L'ensemble de la chaîne de traitement de l'APV25 est schématisé sur la figure 2.15

Pour son fonctionnement l'APV25 requiert deux types d'alimentation basse tension de 1.25 et 2.5 V avec un courant nominal de respectivement 65 et 90 mA et une consommation électrique de 300 mW. Ceci implique d'acheminer ce courant nécessaire depuis l'extérieur de la caverne jusqu'au détecteur, mais également de procéder à un refroidissement pour évacuer la chaleur dissipée. Ces deux points seront abordés dans les parties suivantes.

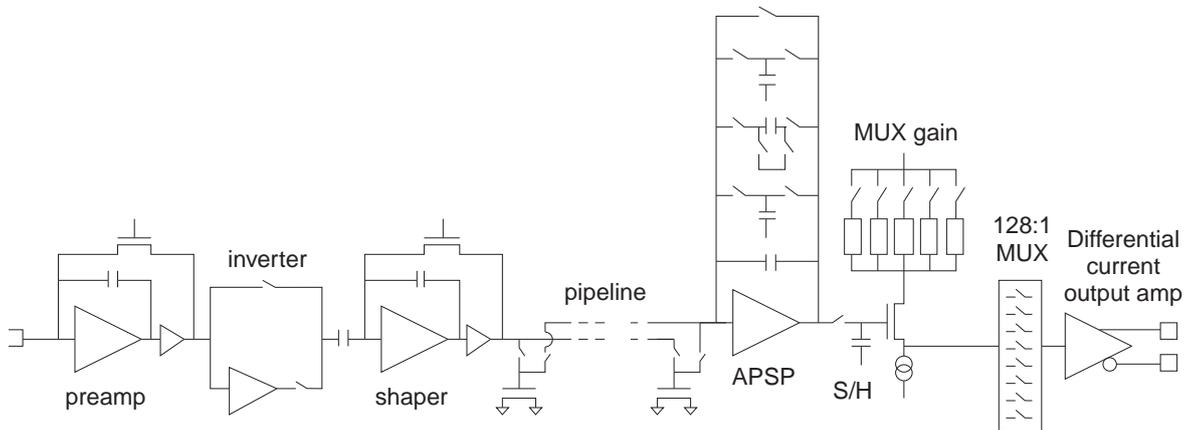


FIG. 2.15 – La chaîne de traitement de l'APV.

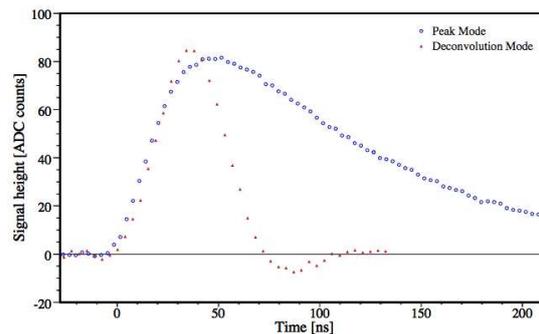


FIG. 2.16 – Le signal de l'APV en mode "peak" (en bleu) et en mode "deconvolution" (en rouge).

L'APVMUX Chaque paire d'APV est reliée à un ASIC multiplexeur. Son rôle est de multiplexer les deux signaux analogiques à 20 MHz en un seul signal à 40 MHz. Un APVMUX [30] contient quatre multiplexeurs. Deux ou trois sont utilisés pour le calcul des données

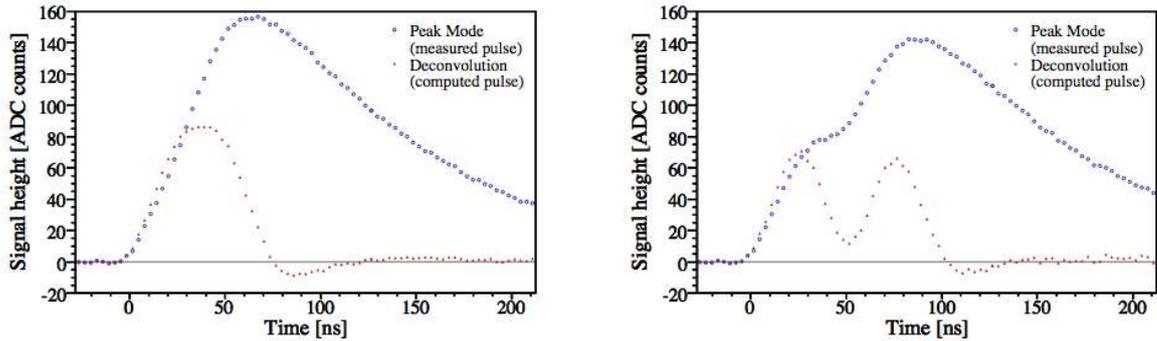


FIG. 2.17 – Le signal de l'APV en mode "peak" (en bleu) et en mode "deconvolution" (en rouge) pour deux impulsions séparées de 25 ns (à gauche) et 50 ns (à droite).

provenant des 4 ou 6 APVs du module. Les signaux sortant sont ensuite envoyés à un autre composant appelé AOH.

L'AOH L'Analogue Opto Hybrid [31] est un ASIC qui contient 2 ou 3 lasers et les contrôleurs associés. Chaque laser est dédié à la conversion électrique/optique analogique d'un flux de données correspondant au signal multiplexé par l'APVMUX provenant de deux APVs. Les lasers sont alimentés par les contrôleurs qui leur fournissent un courant de base. Ce courant est typiquement choisi pour être légèrement supérieur au seuil. Ceci permet au laser de transmettre un signal lumineux tout en limitant la consommation électrique. Ensuite un signal dont le courant est proportionnel à la tension fournie en entrée, correspondant à un des signaux issus de l'APVMUX, est ajouté au courant de base. Chaque laser dispose de différents gains optiques qui peuvent être choisis parmi une liste de 4 valeurs discrètes. Au démarrage de l'expérience, la plus petite valeur de gain devrait être suffisante pour la transmission des données. Une optimisation des valeurs du courant de base et du gain est effectuée pour chaque laser. Cette procédure est répétée périodiquement car le comportement des lasers est très dépendant de la température et donc sensible à ses variations. Le signal envoyé par les lasers sera digitisé par des cartes appelées FED et mentionnées un peu plus loin. Pour optimiser la gamme dynamique disponible des FEDs, courant de base et gain sont ajustés. Pour ce faire, on utilise un signal logique de l'APV appelé "tick mark" et on observe ses caractéristiques après digitisation. L'objectif est de maximiser la hauteur du signal tout en minimisant la consommation électrique et en évitant les phénomènes de saturation, c'est à dire lorsque le signal dépasse la valeur supérieure de la gamme dynamique. Chaque laser est alimenté par un courant polarisé et les données transmises sont codées par des modulations de fréquence.

Les fibres optiques Les données du trajectographe sont transmises par fibres optiques sous forme analogique sur une distance de près de 100 m à la fréquence de 40 MHz [32]. Ces données sont émises par les lasers de l'AOH et sont propagées jusqu'aux FEDs installées dans la salle de contrôle. Les avantages par rapport à une distribution des données sous forme électrique sont la minimisation de présence de matériel et l'insensibilité aux bruits d'origine électromagnétique. Les fibres sont mono-mode et sans dispersion. Elles sont standards dans le commerce ce qui minimise leur coût. Leur grand nombre et leur fragilité nécessitent de les regrouper par 12 au sein de rubans qui sont à leur tour emballés par 8 dans des câbles de 96 fibres. Ceux-ci ont un faible diamètre (moins de 10 mm) et un faible rayon de courbure (moins de 8 cm), ce qui facilite leur manipulation et limite le risque de détériorer les fibres

optiques.

Les FEDs Les Front End Drivers [33] sont des modules qui reçoivent des données provenant de 96 fibres optiques, chacune correspondant à 2 APVs soit 256 canaux. Les FEDs possèdent 8 entrées chacune correspondant à un ruban de 8 fibres. Ces 8 flux de données sont traités en parallèle. 450 FEDs sont nécessaires pour l'ensemble du système. Les signaux optiques des fibres sont convertis en signaux électriques par des récepteurs optiques, puis digitisés à 40 MHz par des convertisseurs analogique-numérique (ADC) 10 bit. L'échantillonnage de l'ADC est réalisé par pas de 1 ns et de manière indépendante canal par canal. Les FEDs réalisent l'autosynchronisation au flux de données de l'APV, calculent et soustraient les piédestaux ainsi que le bruit de mode commun APV par APV. Les piédestaux et les seuils sont enregistrés dans une table. En plus d'être digitisées et traitées, les données sont stockées dans les FEDs jusqu'à ce qu'elles soient envoyées à l'acquisition. Les FEDs disposent de 4 modes de fonctionnement qui conditionnent le format des données de sortie ainsi que leur taille. Sans s'attarder sur ces détails techniques, 3 des 4 modes : "scope", "virgin raw" et "processed raw" sont utilisés essentiellement pour le débogage et l'étude du bon fonctionnement du système. Le dernier mode est le mode "zero suppression". C'est le mode standard de prise de données. La taille des données est considérablement réduite par rapport aux autres modes, puisque seules les informations des pistes ayant reçues un signal physique sont envoyées à l'acquisition. Un algorithme basé sur des critères de rapport signal sur bruit pour chacune des pistes permet de faire la recherche d'amas. Le facteur de réduction du flux de données dépend bien évidemment du taux d'occupation, mais l'ordre de grandeur est un facteur 20. Par contre, l'utilisation de ce mode de fonctionnement nécessite la connaissance a priori des piédestaux et du bruit de chacune des pistes. Il est également possible de prendre en compte les pistes défectueuses. Ici seules les principales étapes de la chaîne de traitement des FEDs ont été abordées. Elles sont schématisées sur la figure 2.18.

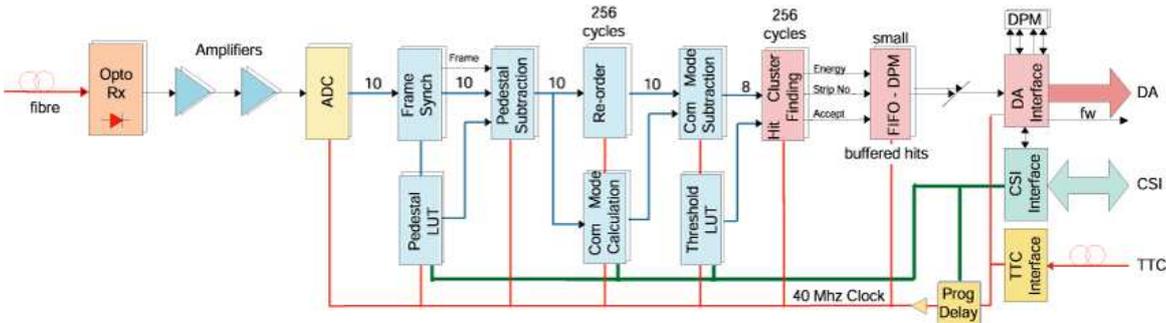


FIG. 2.18 – La chaîne de traitement des FEDs.

2.6.2 L'électronique de contrôle

Le PLL Le Phase Locked Loop [34] est une puce qui reçoit l'horloge et le signal de déclenchement. Pour réduire le nombre de canaux de transmission, horloge et signal de déclenchement sont transmis en un seul signal codé comme l'illustre la figure 2.19. Le PLL décode ce signal combiné et envoie les deux signaux aux autres modules électroniques de l'hybride avec un délai en temps ajustable. Le signal du trigger est un signal carré de 25 ns tandis que le signal de l'horloge est un signal carré de 12.5 ns. Ce décalage de PLL est utilisé afin de réaliser un alignement en temps des modules entre eux pour prendre en compte le temps de propagation

dans les câbles ainsi que le temps de vol de particules. Le principe de ce circuit est la comparaison en fréquence et en phase entre deux signaux. Il peut être utilisé pour la synchronisation des impulsions.

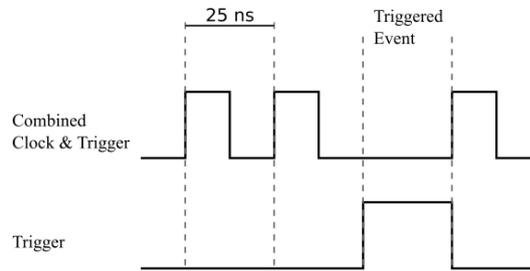


FIG. 2.19 – Signal de déclenchement (en bas) et signal combiné de l'horloge et de déclenchement (en haut) .

Le DCU Le Detector Control Unit [35] est un ASIC situé sur l'hybride. Il est utilisé pour contrôler les tensions d'alimentation de l'hybride, le courant de fuite sur les senseurs ainsi que les températures sur les senseurs, sur l'hybride et sur le DCU lui-même. Chaque DCU contient 8 convertisseurs analogue-digital 12 bit. Pour faire la conversion entre le signal numérique délivré par les DCUs et les valeurs physiques exprimées dans les unités appropriées, une série de constantes de calibration et de conversion sont nécessaires. Un ensemble de paramètres par défaut est disponible mais une calibration individuelle des DCUs est nécessaire pour assurer la précision et la stabilité des mesures. Chaque DCU possède un identifiant, un "DCU-ID", qui permet de l'identifier de manière non équivoque via la lecture de cette valeur par la boucle de contrôle. Cette propriété est essentielle parce qu'elle garantit une correcte identification du module auquel est rattaché le DCU et par conséquent de sa position dans le trajectographe. Cette donnée est évidemment primordiale pour la reconstruction des traces. Des DCUs sont également montés sur les DOHMs [36] avec deux DOHs, ce qui permet de lire les températures mais aussi l'humidité environnante. La lecture se fait via les boucles de contrôle et les liens digitaux de sorte que ces informations puissent être disponibles dès que l'électronique de contrôle est sous tension et de manière indépendante de la mise sous tension de l'électronique de lecture. Ces informations indépendantes permettent une cartographie des conditions de température et d'humidité dans le volume du trajectographe, et également de tester si les conditions pour la mise sous tension de l'électronique des hybrides sont remplies ou non.

Le CCU Les Control Communication Unit [37] sont des ASICs qui transmettent les informations de contrôle à l'électronique de l'hybride. Plusieurs CCUs sont connectés entre eux, en réseau appelé "token ring" et communiquent avec l'électronique de contrôle de la salle de contrôle. On parle également de boucle de contrôle. Le CCU peut envoyer un signal combinant l'horloge et le signal de déclenchement au PLL et des signaux de contrôle aux APVs. La communication se fait via le protocole industriel standard : I^2C [38] . Un CCU peut contrôler jusqu' à 16 composants électroniques. Les CCUs transmettent les signaux de contrôle à l'électronique frontale de chaque module. Chaque CCU est monté sur un module appelé CCUM (Communication and Control Unit Module) et communique avec un ensemble de modules silicium.

Les FECs Les Front End Controllers [39] sont des cartes situées dans la salle de contrôle. Leur rôle est d'envoyer l'horloge, le signal de déclenchement et les signaux de contrôle au trajectographe. Ces signaux sont envoyés via des fibres optiques aux Digital Opto Hybrid Modules (DOHMs). Les signaux optiques sont alors convertis en signaux électriques qui sont transmis aux CCUs. Une architecture de boucles de contrôle appelée "Token ring" relie différents CCUs entre eux. Il y a deux liens digitaux entre les FECs et les DOHMs. Si un CCU présente un problème de communication, la communication avec les modules associés à ce CCU est définitivement rompue. Il est alors possible de configurer la boucle de contrôle pour contourner ce CCU et continuer à communiquer avec les modules associés aux autres CCUs. On parle de redondance. Par contre la perte de deux CCUs voisins entraînerait la perte totale de communication avec l'ensemble des modules reliés à cette boucle de contrôle, ce qui correspond à plusieurs dizaines de modules.

Horloge et système de déclenchement Le TTCvx (Timing Trigger and Control) [40] joue le rôle d'horloge cadencée à la fréquence de 40 MHz. Elle peut produire ou recevoir et transmettre des signaux de déclenchement. Ce signal est envoyé à des modules TTC splitter qui permettent de multiplier le nombre de canaux de sortie et envoient ces signaux aux FECs et aux FEDs. Le niveau 1 de déclenchement de CMS basé sur les calorimètres et sur le détecteur à muon, génère une décision de déclenchement qui est transmise à chaque sous-détecteur.

2.7 Mécanique et services

2.7.1 L'alimentation électrique

Pour limiter le nombre de sources électriques, des sous-ensembles de modules (environ 8) sont alimentés par une même unité d'alimentation appelée Power Supply Unit (PSU). Chaque unité d'alimentation contient 4 sources d'alimentation différentes et réglables. Deux sources de basse tension délivrent 1.25 V (jusqu'à 6 A) et 2.5 V (jusqu'à 13 A) aux modules. Le trajectographe et les alimentations électriques sont séparés de 50 m ce qui peut induire des pertes de tensions. Les sources d'alimentation sont capables de compenser une baisse de tension jusqu'à 4 V. Deux sources de hautes tensions délivrent jusqu'à 600 V avec une intensité maximale de 10 mA aux senseurs de silicium. Les PSU sont regroupés par 2 en un module appelé PSM (Power Supply Module). Les boucles de contrôle peuvent être mises en fonctionnement indépendamment de la mise sous tension des hybrides en leur fournissant une tension de 2.5 V. Un ensemble de PSU à canaux est dédié à cette fonction. Au total 972 PSMs et 88 autres pour le contrôle sont nécessaires pour l'ensemble du trajectographe. L'ensemble de ce système d'alimentation est alimenté et contrôlé par un convertisseur digital 48 V. Un système de contrôle peut directement agir et éteindre un ensemble de 9 PSMs lorsque les valeurs des températures et d'humidité dépassent certains seuils. La consommation électrique totale du trajectographe est estimée à 60 kW (à moitié dans les câbles et à moitié dans l'électronique de lecture).

2.7.2 Le refroidissement

L'écran thermique Pour limiter les effets des radiations sur les senseurs silicium, la température de fonctionnement du trajectographe sera de -10°C au démarrage. Cependant le calorimètre électromagnétique fonctionne de son côté à une température proche de la température ambiante. Un écran thermique se trouve à l'interface entre le trajectographe et le

tonneau du calorimètre (cf figure 2.20). Il doit remplir plusieurs fonctions :

- maintenir une température inférieure à -10°C dans le volume de 25m^3 du trajectographe lorsque les sous détecteurs et le système de refroidissement sont à l'arrêt.
- maintenir une température de $18^{\circ} \pm 4^{\circ}$ sur la surface interne du calorimètre.
- maintenir une température inférieure à $12^{\circ} \pm 4^{\circ}$ sur la surface externe du trajectographe pour éviter la condensation.
- réduire les écarts de température entre les deux faces du tube support du trajectographe pour limiter les contraintes thermiques sur la structure en fibre de carbone.

Un système de 32 panneaux a été conçu et produit pour répondre à ces exigences avec un système modulaire et une structure légère. Dans chaque panneau, le liquide de refroidissement est distribué dans une fine plaque d'aluminium, tandis que plusieurs circuits séparés par de la mousse sont réchauffés jusqu'à ce que la face extérieure soit à la bonne température. Le système s'auto-régule en se basant sur informations reçues par 64 capteurs de température. L'installation de l'écran thermique au sein du tube support ainsi que les tests associés ont été effectués entre janvier et décembre 2005.



FIG. 2.20 – L'écran thermique placé au sein du tube support du trajectographe et ses 32 panneaux régulateurs.

MSC Les Multi Services Câbles sont des câbles léger utilisés pour connecter les détecteurs [41] . Ce sont des câbles de basse impédance, développés par le groupe de Florence. Long de 30 à 50 m et d'un poids avoisinant les 30 kg, ils sont connectés au trajectographe et sortent

de la caverne jusqu'à un panneau de raccordement, en direction des alimentations électriques. Au total 2500 câbles sont nécessaires au cablage du trajectographe.

2.8 Le fonctionnement

2.8.1 Les bases de données

L'expérience CMS dénombre 3 bases de données nécessaire à la construction et au fonctionnement du trajectographe [21] .

La base de données de construction Le trajectographe est composé de 200 000 éléments d'une vingtaine d'espèces différentes, assemblés et testés dans une vingtaine d'instituts à travers le monde. Plusieurs opérations et transports ont été effectués avant de pouvoir assembler le trajectographe au CERN en une seule structure. Pour assurer toute la logistique associée, une base de données a été conçue. Elle remplit trois fonctions :

- suivre la fabrication des différents composants du trajectographe ainsi que leurs parcours. Cela garantit une traçabilité.
- enregistrer les dimensions de chaque composant ainsi que sa position dans le trajectographe. Ces informations sont nécessaires pour valider la description du détecteur et sont utilisées par les programmes de reconstruction.
- enregistrer et donner accès aux résultats des tests multiples réalisés sur chaque composant.

Les informations sur toutes les connections des systèmes électriques, optiques et de refroidissement sont également enregistrées dans la base de données. Les données relatives à l'intégration du TOB et des TECs sont également présentes. Les résultats des études photogrammétriques sont stockées et serviront de valeurs initiales aux algorithmes d'alignement. Une partie des informations de cette base de données de construction est copiée dans la base de données de configuration.

La base de données de configuration Il s'agit d'une base de données online qui enregistre un grand nombre de paramètres nécessaires à la configuration du système de contrôle et de l'électronique.

- les paramètres des FECs. Il y en a environ 1.68×10^6 .
- les paramètres des FEDs. Les 400 FEDs nécessitent près de 10^5 paramètres. Les pieds-taux, le bruit des canaux ainsi que l'étiquetage des canaux morts représentent la grande majorité d'entre eux.
- les données des DCUs. Les informations des tensions, du courant de fuite, des températures et de l'humidité seront enregistrées dans la base de données.

La base de données offline Les programmes de reconstruction nécessitent la connaissance de nombreux paramètres pour leur fonctionnement. Ceux ci seront fournis par une base de données offline. Les informations sur la description du détecteur et la position des modules dans la structure issues de la base de données de construction y seront présentes. Toutes les informations de conditions relatives à une prise de données y figureront également, telles que les constantes de calibration et d'alignement des modules.

2.8.2 L'alignement

Avec un grand nombre de modules, près de 15000 et une excellente résolution de l'ordre de 10 à 50 μm , le trajectographe est une structure complexe à aligner. L'incertitude sur l'alignement doit être meilleure que la résolution intrinsèque des détecteurs. Dans le cas du trajectographe de CMS, cela devient un réel défi. Pour atteindre les objectifs du programme scientifique, de nombreux canaux de physique nécessitent une très grande précision d'alignement. C'est par exemple le cas de la reconstruction de la masse du W, puisqu'une résolution de 15-20 MeV nécessite une connaissance absolue de la position des modules avec une incertitude inférieure à 10 μm . L'alignement ne concerne pas le trajectographe à micro-pistes de silicium mais également les pixels. Pour atteindre ces objectifs, la procédure d'alignement est constituée de 3 étapes qui seront mentionnées ci-dessous.

Photogrammétrie et mesure de la position Au cours de l'assemblage du trajectographe, des mesures de positions et d'orientations ont été effectuées à différentes échelles : des modules aux 4 sous-détecteurs. Les données issues des études photogrammétriques ¹¹ ont été enregistrées dans les bases de données. Cela permet de faire les premières corrections de la position des structures par rapport au scénario de géométrie idéale du trajectographe. Les déviations peuvent servir d'incertitudes initiales aux algorithmes de reconstruction, conduisant à améliorer l'efficacité initiale des reconstructions des traces.

Le système d'alignement laser Le système d'alignement laser (LAS) [42] utilise des faisceaux laser infrarouge pour mesurer la position de certains modules du trajectographe mais également du détecteur à muons. Cette procédure vise à aligner les grandes structures et non pas les modules individuellement. Les tonneaux et les disques des bouchons seront globalement alignés comme l'illustre la figure 2.21. Les disques des bouchons seront alignés au moyen de faisceaux laser répartis sur les anneaux 4 et 6 des pétales de chaque bouchon ("ray" 2 et 3), et un alignement relatif des tonneaux interne, externe et des bouchons sera effectué au moyen d'autres faisceaux ("ray 4"). Ce système d'alignement devrait conduire à des précisions de l'ordre de 100 μm . Cette procédure d'alignement par laser peut être effectuée dans des prises de données spécifiques ou pendant l'acquisition d'évènements physiques. Quelques centaines d'évènements, soit quelques secondes, sont nécessaires pour aligner les structures du trajectographe par cette méthode. Elle permet de contrôler dans le temps les éventuels déplacements de structure liés par exemple aux contraintes thermiques. L'alignement relatif entre le détecteur à muon ("ray 1") et le trajectographe silicium joue un rôle considérable dans les performances de reconstruction des muons de hautes impulsions transverses.

L'alignement basé sur les traces C'est la seule méthode d'alignement permettant d'atteindre les objectifs souhaités, de l'ordre de 10 μm au niveau des modules. Avec environ 15000 modules possédant chacun 6 degrés de liberté, 3 de translation et 3 de rotation, aligner le trajectographe revient à résoudre un système à $\approx 10^5$ inconnues et donc une matrice de taille $\approx 10^5$. Différents algorithmes sont implémentés pour résoudre ce problème.

- l'algorithme du filtre de Kalman [43]. C'est une méthode itérative qui modifie les paramètres d'alignement après chaque trace. Elle peut être exprimée de manière à ne pas impliquer de grandes matrices à inverser. Les détecteurs suffisamment corrélés sont

¹¹La photogrammétrie est une technique par laquelle les coordonnées en trois dimensions des points d'un objet sont déterminées par des mesures faites sur une ou plusieurs images photographiques prises à partir de positions différentes.

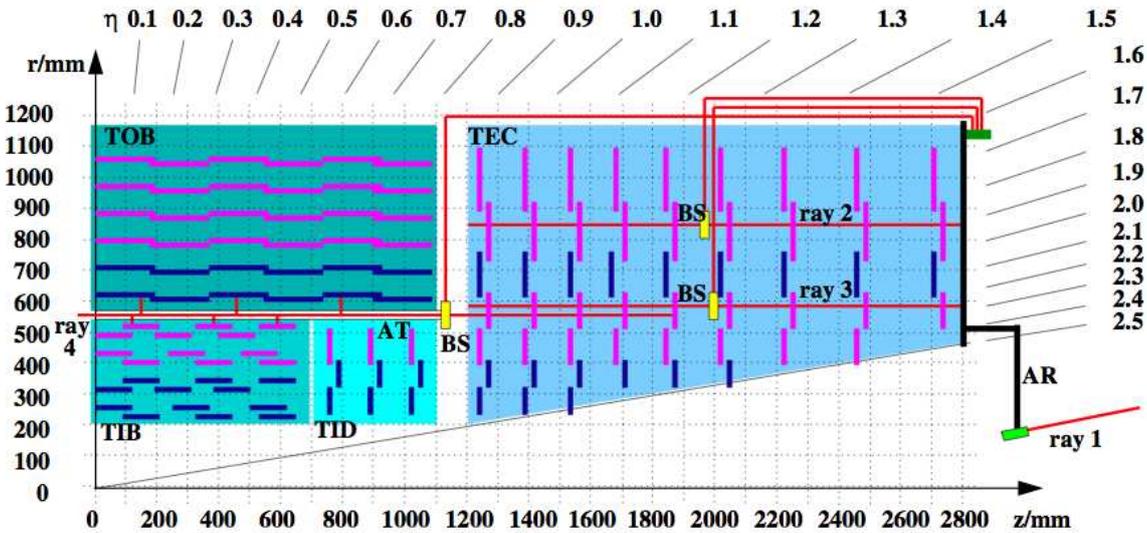


FIG. 2.21 – Représentation schématique du système d'alignement laser. Les faisceaux laser sont distribués par des diviseurs (BS : Beam Splitter) et des tubes d'alignements (AT : Alignment Tube). L'alignement relatif avec le détecteur à muon est effectué via les anneaux d'alignement (AR : Alignment Ring) qui sont connectés aux disques arrière du trajectographe. [23]

regroupés au sein de listes, reflétant par exemple leur appartenance à une même sous-structure. La complexité de l'inversion de matrice est proportionnelle à L , où L est la taille d'une liste. Tout l'enjeu est de trouver une taille qui minimise le coût de calcul sans pour autant perdre en précision. Tous les détecteurs d'une liste sont alignés dès que l'un d'eux est touché par une trace. Cela permet de faire un alignement global sans pour autant nécessiter que des traces touchent tous les modules du trajectographe. La charge de calcul est ainsi diminuée. La méthode permet de prendre en compte des informations à priori sur l'alignement en se basant sur la photogrammétrie et l'alignement laser.

– l'algorithme MILLEPEDE

Il s'agit d'un outil robuste [44] qui a déjà fait ses preuves en physique des hautes énergies, notamment à CDF. C'est une procédure non itérative basée sur une méthode linéaire des moindres carrés. Cette méthode est connue pour être rapide, stable et efficace. De plus les facteurs de corrélations peuvent être pris en compte. Cette méthode prend en compte des paramètres locaux (propres à une trace) et globaux (concernant l'ensemble du trajectographe). Dans les versions précédentes, le problème se réduisait à une inversion de matrice $N \times N$ où N était inférieur à 1000. Or pour le trajectographe de CMS, $N \approx 100000$ et le temps de calcul variant en N^3 et la mémoire requise en N^2 , la méthode n'est pas utilisable telle qu'elle. Une nouvelle version MILLEPEDE II a vu le jour, avec l'implémentation d'une méthode itérative qui prend en compte le fait que la matrice contienne de nombreux 0 pour tous les modules qui ne partagent pas une trace.

L'alignement nécessite un grand nombre de traces, environ un million devraient représenter une statistique suffisante pour aligner l'ensemble du trajectographe, ce qui correspond à une ou deux semaines de prises de données.

2.8.3 Le système de contrôle et de sécurité

Environ 1200 sondes de température et d'humidité réparties au sein du trajectographe sont connectées au système de contrôle et de sécurité. Le logiciel PVSS utilisé comme standard de contrôle pour les expériences du LHC, contrôle les 4400 alimentations haute tension des modules de silicium et les 356 alimentations basse tension [23]. Des niveaux de mise en garde et d'alarme ont été définis à partir des valeurs des paramètres d'alimentation (environ 10000), des courants reçus sur les modules mais également les températures et l'humidité au sein du trajectographe. Des informations additionnelles provenant de la machine réfrigérante, de l'écran thermique, du système d'air sec ou des paramètres du faisceau sont également prises en compte. En cas de valeurs surpassant les seuils prédéfinis, les alimentations peuvent être arrêtées individuellement en cas de problème local ou toutes en même temps en cas de problème généralisé. Tous les paramètres sont enregistrés dans une base de données ORACLE. Dix PCs sont dédiés au système de contrôle et de sécurité du trajectographe.

2.9 La trajectographie et les performances attendues

2.9.1 La reconstruction des traces

Les algorithmes de reconstruction de traces dans CMS doivent permettre de reconstruire les traces et mesurer précisément leurs paramètres aux vertex primaire. Une trace est définie par 5 paramètres : d_0 , z_0 , ϕ , $\cot\theta$ et p_t . d_0 et z_0 sont les mesures de la distance entre le point d'impact et le centre du référentiel de CMS respectivement dans le plan transverse et longitudinal. θ et ϕ sont respectivement les angles polaire et azimutal du 4-vecteur énergie-impulsion de la trace prise à son point d'impact. Enfin p_T est l'impulsion dans le plan transverse de la trace. Pour reconstruire la trace, c'est à dire connaître ces 5 paramètres et leurs erreurs associées, il faut reconstruire une trajectoire passant par au moins 5 amas ; un amas étant un groupement de pistes touchées lors du passage de la particule dans le trajectographe. Etant donné le nombre conséquent de particules chargées traversant le détecteur, la reconstruction des traces est une méthode globalement très coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi elle est décomposée en 5 étapes logiques qui visent à diminuer le nombre de combinaisons et donc le temps de calcul sans pour autant perdre en efficacité.

La reconstruction des amas La première étape consiste tout d'abord à rechercher toutes les pistes ayant un rapport signal sur bruit supérieur à 3. Les pistes adjacentes sont par la suite incluses à l'amas si elles satisfont le critère $S/B > 2$. Des pistes non adjacentes peuvent être incluses dans le cas de traces fortement inclinées par rapport aux modules. Un critère est ensuite posé sur le signal collecté par l'ensemble des pistes. La position de l'amas est par la suite déterminé par le centroïde des pistes.

La génération de germes de traces Pour limiter le temps de calcul, une étape de génération de germes de traces doit fournir des trajectoires candidates initiales à l'algorithme de reconnaissance de forme. Etant donné que 5 paramètres sont nécessaires pour la reconstruction d'une trace, il faut au moins la connaissance de 3 amas ou 2 amas plus une contrainte vertex initiée par le HLT pour initier la reconstruction. La génération de germe ne peut pas s'appuyer sur des informations venant d'autres systèmes de détection tel que le calorimètre électromagnétique car les données initiales seraient trop imprécises. Par conséquent les germes sont obtenus à partir des informations des couches les plus internes du trajectographe. Il existe

différentes méthodes. La méthode standard utilise les informations du détecteur à pixel dont la précision et le taux d'occupation sont bien meilleurs que ceux du trajectographe silicium. D'autre part les méthodes diffèrent selon qu'elles utilisent deux ou trois amas. Dans toutes les méthodes, les amas sont associés pour former un germe s'ils sont compatibles entre eux. Le calcul des paramètres initiaux de la trajectoire et de la matrice des erreurs prend du temps estimé à environ 0.3 ms par germe.

La reconnaissance de forme La reconnaissance de forme est basée sur une méthode combinatoire du filtre de Kalman. C'est une procédure itérative qui part du germe et qui se propage de couche en couche, améliorant à chaque fois la précision sur les paramètres de la trace. A chaque étape, la position de la prochaine couche traversée est extrapolée de la connaissance des paramètres connus en calculant l'équation du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme et en prenant en compte la perte d'énergie et la diffusion multiple liée à la traversée dans le matériel. Dans le cas où plusieurs amas sont compatibles avec la trajectoire prédite, plusieurs traces candidates sont créées. Il y en a une par amas plus une autre qui reflète la situation où la particule n'a pas laissé d'impact dans ce plan de détection. Dans ce dernier cas, on parle d'amas invalide. Les paramètres de la ou des traces sont alors recalculés. La procédure est répétée de proche en proche jusqu'à la dernière couche du trajectographe ou jusqu'à une condition d'arrêt. Pour éviter une expansion exponentielle du nombre de trajectoires, des limites sont posées sur le nombre de traces candidates à chaque couche en se basant sur le χ^2 et sur le nombre d'amas invalides.

Cette procédure est ajustable au travers de nombreux paramètres internes. Selon ces paramètres, on peut soit optimiser l'efficacité de reconstruction ou bien les performances de temps de calcul. Dans le deuxième cas, cela permet l'utilisation des traces pour le haut niveau de déclenchement.

La résolution des ambiguïtés Dans certains cas, une même trace peut être reconstruite à partir de deux germes différents ou bien parce qu'un germe peut conduire à la construction de plus d'une trace candidate. Ces ambiguïtés doivent être résolues pour éviter le double comptage de traces. Si deux traces partagent plus de 75% d'amas, la trace qui possède le moins d'amas est effacée. Si elles en possèdent le même nombre, c'est celle qui a le plus petit χ^2 qui est retenue.

L'ajustement final de la trace A ce stade, la trace n'est qu'une collection d'amas avec une estimation de paramètres de traces. Une approche de moindre carré combinant le filtre de Kalman et un lisseur sont utilisés pour ajuster la trajectoire de la trace. Tout d'abord le filtre de Kalman est utilisé en repartant du premier amas auquel sont associées des erreurs agrandies pour éviter de biaiser la procédure. L'itération se fait de couche en couche en prenant en compte les effets de matériaux sur la traversée des particules et en ajustant les paramètres et les erreurs à chaque itération. A partir de ces résultats, une procédure de lissage est effectuée en repartant en sens inverse : de la couche la plus externe à celle la plus proche du faisceau. Là encore les erreurs sont multipliées par un important facteur pour ne pas biaiser la procédure. On obtient au final les paramètres de la trace calculée à chaque couche et les amas associés. Les paramètres au point d'impact et sur la surface du calorimètre sont extrapolés à partir de l'amas le plus proche du faisceau ou du calorimètre.

Les performances L'efficacité de reconstruction des traces a été estimée à partir d'échantillons de muons et pions avec une impulsion transverse de 1,10 et 100 GeV/c [21]. Les germes

des traces sont produits par le détecteur pixel et les paramètres des algorithmes sont mis à leur valeur par défaut. Les traces reconstruites doivent avoir au moins 8 impacts, pas plus d'un impact manquant sur une couche et une impulsion transverse supérieure à 0.8 GeV/c. Deux définitions d'efficacité ont été utilisées pour les résultats présentés sur la figure 2.22. L'efficacité de l'algorithme est l'efficacité de reconstruction d'une vraie trace ¹² une trace avec $p_t > 0.9$ GeV/c qui possède des impacts dans au moins 8 couches du trajectographe dont deux au moins dans le détecteur pixel. L'efficacité globale est l'efficacité de reconstruire toutes les traces de $p_t > 0.9$ GeV/c avec un vertex de production à l'intérieur du tube faisceau. En plus de l'efficacité de l'algorithme, cela inclut l'acceptance, l'efficacité des impacts . . . Les résultats présentés à gauche sur la figure 2.22 montrent l'efficacité de l'algorithme pour les muons et les pions. La reconnaissance de forme est efficace sur toute la couverture en η (jusqu'à $|\eta| = 2.4$), avec près de 99% pour les muons. L'efficacité globale (présentée à droite) montre des baisses d'efficacité pour $|\eta| < 0.1$ et $|\eta| > 2$. Pour la région centrale, l'espacement entre les senseurs dans les couches du détecteur pixel à $z=0$ est à l'origine de cette baisse d'efficacité. L'alignement de ces espacements pour les trois couches de pixels conduit à une population de traces qui ne possèdent pas deux impacts dans le détecteur pixel. A grand η , la baisse est attribuable à la limite de couverture des disques des pixels. D'une manière générale, l'efficacité globale de reconstruction est meilleure pour les muons (95% à 99%) que pour les hadrons (75% à 95 %) car ces derniers interagissent avec le matériel présent dans le trajectographe.

Les traces sont décrites par 5 paramètres mentionnés précédemment : $d_0, z_0, \phi, \cot\theta$ et p_t . Ils sont définis au point d'approche de la trace le plus proche de l'axe du faisceau : le point d'impact. La figure 2.23 montre les résolutions en p_t et en d_0 obtenues avec un échantillon de muons ($p_t = 1, 10, 100$ GeV/c). A haute impulsion (100 GeV/c), la résolution sur p_t est de 1 à 2% pour $0 < |\eta| < 1.6$. La dégradation à partir de $|\eta|=1.0$ est liée au passage du tonneau aux bouchons. La résolution est dominée par les diffusions multiples à bas p_t et reflète la quantité de matière, tandis qu'à haut p_t , elle ne représente que 20 à 30 %. A haute impulsion transverse, la résolution sur d_0 est presque constante et dominée par la résolution sur la mesure du premier impact dans le détecteur à pixels. A bas p_t , la résolution sur d_0 est progressivement dégradée par la diffusion multiple qui devient dominante.

2.9.2 La reconstruction des vertex

La reconstruction des vertex implique deux étapes, la recherche de vertex et l'ajustement des vertex.

L'ajustement des vertex L'ajustement des vertex consiste à déterminer les meilleurs paramètres pour un ensemble de traces données. Les paramètres sont la position du vertex, la matrice de covariance ainsi que les paramètres des traces contraintes au vertex. La qualité de l'ajustement est exprimée via un χ^2 . Il existe deux types d'algorithmes linéaires et non linéaires. Dans le deuxième cas, la sensibilité aux mauvaises traces, c'est à dire aux traces mal mesurées ou aux traces associées à un autre vertex, est moins importante, car un poids est associé à chaque traces . L'algorithme le plus utilisé est le filtre de Kalman (KVF) mais des versions plus récentes ont été mise en oeuvre tel que l'ajustement adaptatif (AVF) qui affecte des poids aux traces en fonction de leur χ^2 .

¹²Pour ces résultats, la définition de trace correctement reconstruite fait appel à un critère de plus de 50 % des impacts communs partagés par la trace reconstruite et la trace simulée.

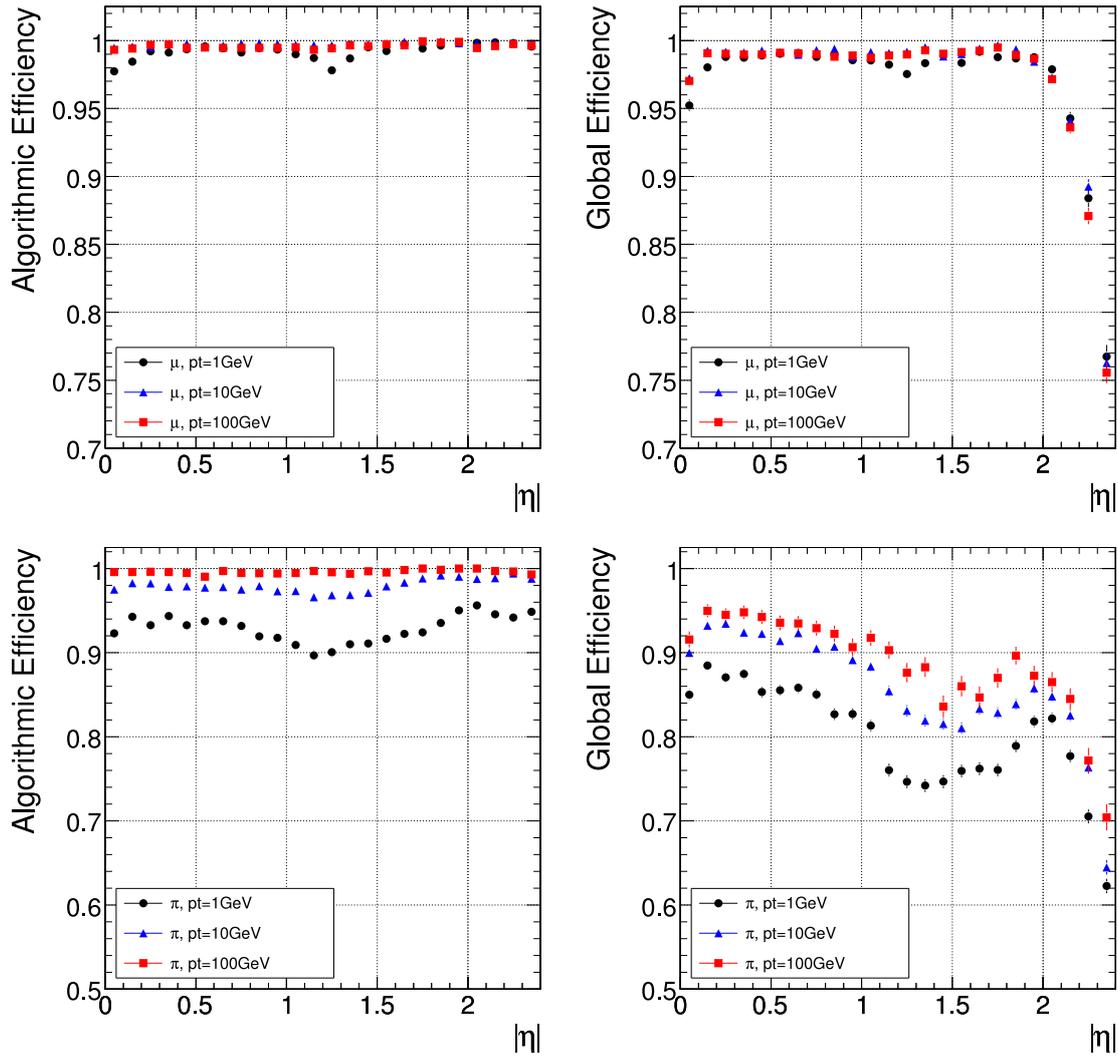


FIG. 2.22 – Efficacité de l’algorithme (à gauche) et efficacité globale (à droite) de reconstruction de la trace des muons (en haut) et pions (en bas) de $p_t = 1, 10, 100 \text{ GeV}/c$. [21]

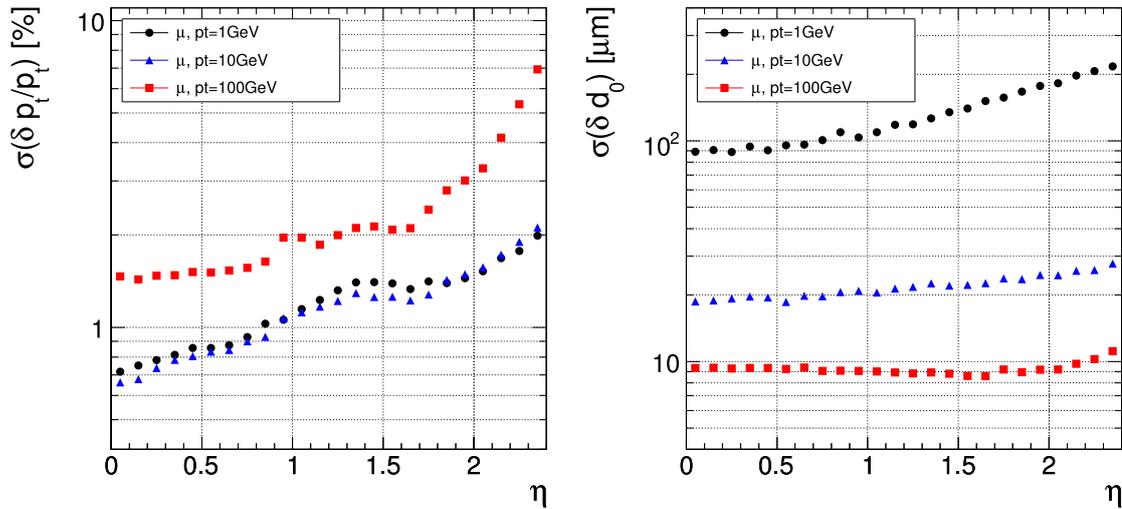


FIG. 2.23 – Résolution sur la mesure de p_t et d_0 pour des muons d'impulsion transverse de 1, 10 et 100 GeV/c. [21]

La recherche du vertex primaire La recherche de vertex dépend du type de physique auquel on s'intéresse, et ne se limite pas au vertex primaire. Toutefois étant fortement utilisée au haut niveau de déclenchement, elle est brièvement expliquée ici. La reconstruction se doit d'être rapide et relativement précise. Elle se réduit à un problème à une dimension, le long de l'axe z . La recherche de vertex primaires utilise des germes composés de triplets d'amas dans le détecteur à pixels. Il existe deux algorithmes de reconstruction des vertex primaires. Dans les deux cas, cela revient à associer des traces entre elles en fonction de leur distance le long de l'axe z . À la fin, on obtient une liste de vertex ordonnés selon la somme du p_T^2 de leurs traces associées.

Les performances L'efficacité de reconstruction du vertex primaire dépend du processus auquel on s'intéresse. Pour un détecteur parfaitement aligné et un scénario de faible luminosité, l'efficacité pour les événements $t\bar{t}$ est de 99%. Pour la production d'un Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ produit par fusion de gluons et se désintégrant en deux photons, l'efficacité de reconstruction du vertex primaire varie de 86% à 89% selon l'algorithme utilisé [21]. Pour ces deux processus, la résolution sur la coordonnée x est de $13 \mu\text{m}$ (respectivement $25 \mu\text{m}$) pour $t\bar{t}$ (respectivement $H(115 \text{ GeV}/c^2) \rightarrow \gamma\gamma$), et la résolution sur la coordonnée z est de $18 \mu\text{m}$ (respectivement $32 \mu\text{m}$). Les valeurs de résolutions sont données pour l'algorithme de vertex primaire utilisant des traces complètement reconstruites. Le désalignement de trajectographe affecte de quelques pourcents l'efficacité de reconstruction du vertex primaire (environ 3.5 % dans le scénario implémenté [21]).

2.10 Les différentes étapes de la vie du trajectographe

2.10.1 La recherche et développement

Au cours des années 90, différentes solutions techniques ont été expérimentées. En 1994, un "technical proposal" [45] suggère la construction d'un trajectographe avec une solution

mixte : des modules de silicium pour les couches les plus internes et des MSGCs¹³ pour les couches les plus externes. Cette solution technique perdure jusque dans les années 2000, où la collaboration CMS fait le choix d'un trajectographe entièrement en silicium.

2.10.2 La construction

La construction du trajectographe s'est étalée entre 2002 et 2006. Une partie des opérations a pu être faite en parallèle. Les éléments des sous détecteurs ont été produits et assemblés de manière indépendante. L'état de la production a été suivi et planifié de manière hebdomadaire.

Voici quelques chiffres et dates concernant les principaux éléments du trajectographe. Les senseurs silicium épais ont été produit essentiellement par la firme Hamamatsu. 17971 senseurs ont été produits et délivrés par cette entreprise avant fin novembre 2005 et 2732 par la firme ST. Les senseurs silicium fins ont exclusivement été produits par Hamatsu à hauteur de 7492. 13416 AOHs ont été produits. La production s'est achevée en novembre 2005 avec un taux de réjection de 3.6 %. Le 15/02/2006 marquait la fin de production des hybrides, 18236 ont été assemblés et délivrés au CERN. La production s'étant étalée sur un peu plus d'un an. La production des modules, s'est achevée en mai 2006 avec 5270 modules pour le TOB, 3896 pour TIB et TID et enfin 7040 pour les TECs. Des modules de rechange sont disponibles pour le TOB et les TECs.

Au delà de ces composants de détection, toutes les structures mécaniques ont dû être construites . L'électronique de contrôle et les services ont également dû être produits.

2.10.3 L'intégration

Après cette phase de construction qui a impliqué de nombreux instituts à travers le monde, est venue la phase d'intégration de tous ces éléments dans les différentes sous-structures. C'est au cours de l'année 2006 que les différents sous-détecteurs ont été intégrés individuellement. Le bâtiment 186 du CERN a été aménagé à cet effet, et un centre dédié à l'intégration du trajectographe a vu le jour sous le nom de Tracker Integration Facility (TIF) . Une salle propre à faible taux de poussière, de classe 10000, a accueilli les sous-détecteurs. Des équipes ont travaillé en parallèle pour l'intégration de chacun d'entre eux. Un équipement commun a été mis à disposition pour faciliter cette tâche, accueillant l'électronique de salle (FECs, FEDs, et système de déclenchement), les alimentations électriques et le système de refroidissement dans un espace dédié. L'intégration du tonneau externe (le TOB) s'est déroulé de mars à septembre 2007. Elle a été réalisée par une équipe de dix techniciens, deux ingénieurs et six physiciens. Les structures élémentaires, les rods ont été insérés par secteur, c'est à dire par groupe de 16, après avoir été préalablement testés à leur arrivée au CERN. Le tonneau interne (TIB) composé de 16 couches et les 6 disques internes du TID ont été intégrés et assemblés individuellement en dehors du CERN où ils ont par la suite été transportés pour l'intégration finale. Il en va de même pour le TEC+ qui fut intégré à Aix-la-Chapelle. L'intégration du TEC- fut réalisée au CERN, sa description et les résultats associés font l'objet du chapitre suivant. L'ensemble des sous-détecteurs a été intégré dans le tube support du trajectographe. Des tests de prise de données de 15 % du trajectographe ont été réalisés, afin de vérifier le bon fonctionnement de l'appareillage pris dans son intégralité (validation du schéma des masses, du système de refroidissement, de l'acquisition, reconstruction de traces avec des cosmiques ...). Le trajectographe a ensuite été transporté du TIF au point 5 où il a été installé le 16/10/2007. Les câbles, fibres et tuyaux du trajectographe ont fini d'être connectés le 13/03/2008. Cette

¹³MultiStrips Gaz Chambers

étape importante de la vie du détecteur a été accomplie grâce à la participation d'un grand nombre d'équipes rendant l'opération possible dans un court délai.

2.11 Conclusion

Ce sont par les efforts conjugués de 51 instituts et près de 500 physiciens et ingénieurs qui pendant plus de 12 ans ont contribué à la conception, au développement et enfin à la construction, que le trajectographe de CMS a pu voir le jour. Avec 15148 modules à micro-pistes de silicium et 66 millions de pixels, l'expérience CMS est dotée d'un outil de grande précision pour recueillir toutes les informations relatives aux traces des particules issues des collisions du LHC. Le trajectographe a été conçu pour fonctionner 10 ans dans l'environnement hautement radiatif du LHC.

Chapitre 3

Intégration d'un bouchon du trajectographe : le "TEC -"

Introduction

Le trajectographe silicium possède deux bouchons qui s'étendent de ± 1240 mm à ± 2800 mm le long de l'axe z aux extrémités des tonneaux et qui s'étendent radialement de 220 mm à 1135 mm entre le tube du faisceau et le calorimètre. Les deux bouchons sont respectivement appelés TEC+ et TEC- pour "Tracker End Cap", le signe étant relatif à leur position sur l'axe z dans le système de coordonnées de CMS. Les bouchons sont une des quatre principales structures avec le tonneau interne, le tonneau externe et les disques internes. Ils totalisent près de 6400 modules de silicium ce qui représente près de 42 % de modules produits pour l'ensemble du trajectographe. Les premières parties de ce chapitre sont consacrées à la description du bouchon et à sa construction. Par la suite, les procédures réalisées au cours de l'année 2006 pour l'intégration du TEC- ainsi que les tests et résultats associés seront présentés.

3.1 La description du bouchon

3.1.1 La mécanique

Chaque bouchon est un sous-détecteur de forme cylindrique d'un diamètre de 2.3 m. La structure mécanique est constituée de neuf disques en fibre de carbone composite réalisés avec une structure en nid d'abeilles. Sur la figure 3.1 on peut voir une photographie de la mécanique avant insertion des pétales. Sur la partie la plus externe par rapport au point d'interaction se trouve une cloison isolante séparant le volume du trajectographe et celui du calorimètre qui fonctionnent à des températures différentes. Cette partie joue également un rôle mécanique. Elle supporte les connecteurs de tous les câbles du bouchon qui vont vers l'extérieur du détecteur. Cette partie appelée "bulkhead", accueille des panneaux de connexion d'où tous les connecteurs électriques du bouchon sont raccordés aux câbles d'alimentation externes (voir la photographie de droite sur la figure 3.1).

3.1.2 Les pétales

Les pétales sont des structures de détection appelées ainsi en raison de leur forme trapézoïdale. Ils sont montés de part et d'autre de chaque disque de la mécanique comme l'illustre

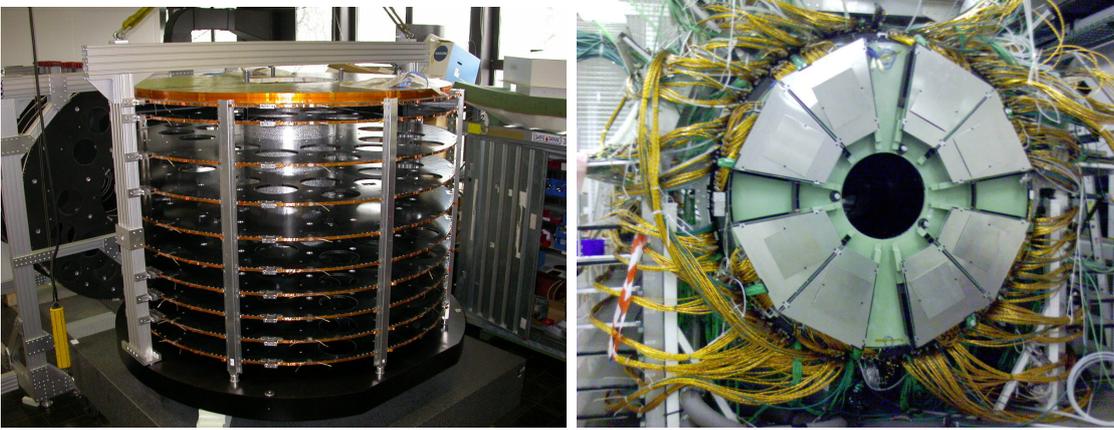


FIG. 3.1 – La structure mécanique du bouchon dans laquelle viennent s'insérer les pétales est visible à gauche tandis que le "bulkhead" du TEC- inséré dans le support du trajectographe ainsi que les panneaux et les câbles sont visibles sur la photographie de droite

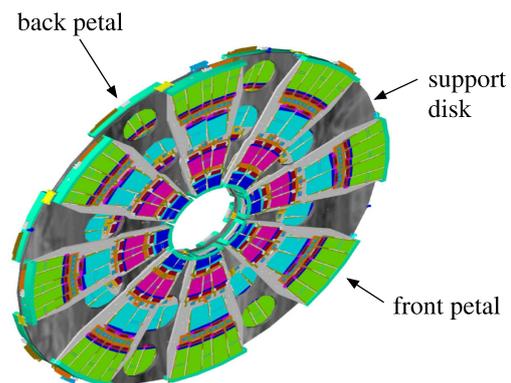


FIG. 3.2 – Vue schématique d'un disque du bouchon et des pétales montés de part et d'autre [46].

la figure 3.2. On appelle "pétales avant" les structures qui font face à la zone d'interaction. Ceux se trouvant sur l'autre face du disque sont appelés "pétales arrière". Sur chaque disque 8 "pétales avant" et 8 "pétales arrière" sont assemblés. Il y a un recouvrement en ϕ entre les "pétales avant" et "arrière" adjacents afin d'assurer une couverture angulaire totale de la zone de détection, comme le montre la figure 3.2. Chaque bouchon étant constitué de 9 disques, 144 pétales sont nécessaires pour l'assemblage complet de chaque bouchon, soit 288 pour les deux bouchons du trajectographe. Pour assurer le remplacement d'éventuels pétales défectueux, 4 pétales de rechange ont été construits [27]. Les bouchons ont été conçus pour permettre une production distribuée. Leur modularité assure l'accès aux composants défectueux durant l'intégration et la période d'arrêt annuel du LHC. Les "pétales avant" et "arrière" diffèrent de part leur forme mais également le nombre de modules montés dessus.

Les modules de silicium sont répartis sur les pétales en sept anneaux radiaux sur les deux faces des pétales (cf figure 3.4). Les faces A (respectivement C) des "pétales avant" (respectivement "arrière") font face au point d'interaction contrairement aux faces C (respectivement D). Pour une pseudo-rapidité donnée, le rayon croît pour les z croissants. Par conséquent pour assurer une couverture angulaire constante le long de l'axe z , tous les anneaux ne sont pas montés sur tous les disques (cf figure 1.8). Il existe 8 types de pétales qui dépendent du disque sur lequel sera positionné le pétale et du type de pétales, "avant" ou "arrière". Les caractéristiques des différents pétales sont présentées dans les tables 3.1 et 3.2.

Pour assurer une couverture angulaire complète, des recouvrements entre sous-structures sont également nécessaires. Il y a un recouvrement en ϕ entre modules voisins d'un même anneau et un recouvrement radial entre modules d'anneaux voisins.

Les modules des anneaux 1 à 4 sont composés d'un senseur de $320 \mu\text{m}$ d'épaisseur tandis que les modules des anneaux 5 à 7 sont composés de deux senseurs de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur connectés entre eux. Le dépôt de charge électrique dépend de l'épaisseur du senseur tandis que le bruit est proportionnel à la longueur des pistes. Les modules les plus externes ayant des pistes plus longues, l'épaisseur doit être plus importante pour conserver un bon rapport S/B . Pour obtenir une information spatiale dans la direction radiale on utilise sur les anneaux 1, 2 et 5 des modules double-face. Ils sont composés de 2 modules, un module normal (N) dont les pistes sont orientées radialement et un module dit "stéréo" (S). Les deux modules sont montés dos à dos. Ainsi les pistes du module "stéréo" sont inclinées d'un angle de 100 mrad par rapport aux pistes du module normal. Ces modules double-face se distinguent également des autres modules par leur nombre de pistes qui est de 768 au lieu de 512. Pour permettre l'alignement laser du bouchon, des modules avec des senseurs anti-reflets sont utilisés. Ces modules sont situés sur les anneaux 2 et 4 des "pétales arrière".

La structure du pétale sur laquelle sont montés les modules de silicium a été conçue pour être à la fois la moins dense possible et en même temps suffisamment rigide pour ne pas subir de déformation sous le poids des modules et de l'électronique. Tout comme la structure mécanique des bouchons, les pétales sont constitués de couches de fibre de carbone composite en structure de nid d'abeilles, de sorte à limiter les pertes radiatives lors de la traversée des particules dans le trajectographe. Le refroidissement des pétales et les tensions d'alimentation font partie des services acheminés jusqu'aux pétales. A l'intérieur de la structure en nid d'abeille se trouve le circuit de refroidissement comme l'illustre la photographie 3.3. Les signaux électriques sont acheminés depuis les connecteurs placés sur le bord du pétale jusqu'aux modules en circulant au sein de circuit Kapton placé sur l'InterConnect Board (ICB) (cf figure 3.3). Trois groupes électriques alimentent l'ensemble des modules d'un pétale, on peut voir dans la table 3.2 l'appartenance aux groupes d'alimentation en fonction de la position sur le pétale.

	"Pétale avant"		"Pétale arrière"	
	Anneaux	Nombre de modules	Anneaux	Nombre de modules
Disque 1	1,2,3,4,5,6,7	28	1,2,3,4,5,6,7	23
Disque 2	1,2,3,4,5,6,7	28	1,2,3,4,5,6,7	23
Disque 3	1,2,3,4,5,6,7	28	1,2,3,4,5,6,7	23
Disque 4	2,3,4,5,6,7	24	2,3,4,5,6,7	21
Disque 5	2,3,4,5,6,7	24	2,3,4,5,6,7	21
Disque 6	2,3,4,5,6,7	24	2,3,4,5,6,7	21
Disque 7	3,4,5,6,7	20	2,3,4,5,6,7	19
Disque 8	3,4,5,6,7	20	2,3,4,5,6,7	19
Disque 9	4,5,6,7	17	2,4,5,6,7	17

TAB. 3.1 – Description des pétales en fonction de leur position dans la structure.

Anneau	Nombre d'APVs	Groupe électrique	CCUM de rattachement	Nombre de modules sur les "pétales avant"	Nombre de modules sur les "pétales arrière"
1	6	1	1	4	2
2	6	1	1	4	2
3	4	2	1	3	2
4	4	2	1	4	3
5	6	3	2	4	6
6	4	2	2	4	3
7	4	3	2	5	5

TAB. 3.2 – Informations relatives aux modules en fonction de leur répartition par anneaux sur les pétales .



FIG. 3.3 – Photographies du circuit de refroidissement situé au sein du pétale (à gauche) et de l'ICB d'un pétale (à droite)

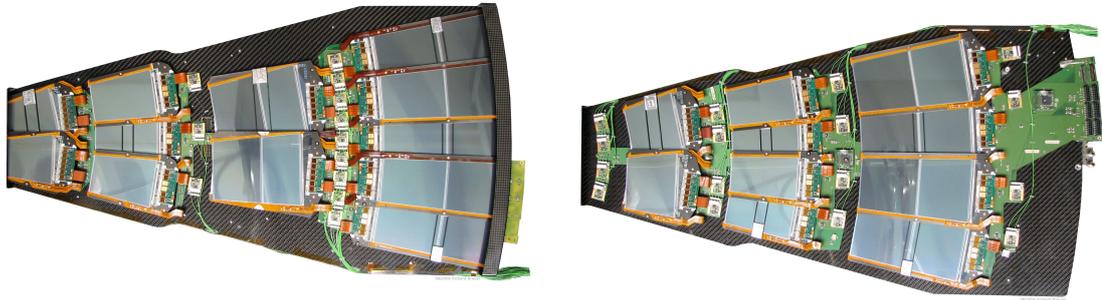


FIG. 3.4 – Photographies des deux vues d'un pétale "avant" pouvant aller sur les disques 1 à 3, la face A (à gauche) et la face B (à droite)

3.1.3 Les services du bouchon

Le refroidissement Le refroidissement des modules est nécessaire à double titre. Tout d'abord la chaleur générée par les composants électroniques doit être évacuée de manière efficace. D'autre part pour limiter les dommages causés par les radiations, les senseurs en silicium doivent fonctionner à une température d'environ -10°C . Le maximum de chaleur dissipée par l'électronique d'un pétale après 10 ans de fonctionnement du LHC a été estimé à 87 W. Pour assurer l'évacuation de cette chaleur, un flux de 2.3 kg/min du réfrigérant C_6F_{14} , insensible aux radiations, volatile et isolant, est nécessaire. Ce qui se traduit par une différence de température du réfrigérant de 2°C entre l'entrée et la sortie d'un pétale. Une machine réfrigérante située à l'extérieur du détecteur fournit le liquide de refroidissement qui est acheminé le long du bouchon, c'est à dire le long de l'axe z par des tubes en acier inoxydable. La connection entre les pétales et les tubes se fait via des collecteurs ("manifolds", cf figure 3.16) . Les connections peuvent facilement être enlevées pour permettent le retrait des pétales. Chaque ensemble de tubes est raccordé à une tour de "pétales avant" ou "arrière", une paire de tubes desservant 4 ou 5 pétales en parallèle. Il y a en tout 64 tubes par bouchon pour acheminer le liquide réfrigérant. Au sein de chaque pétale se trouvent deux circuits de refroidissement traversant longitudinalement le pétale : un par côté (cf figure 3.3) . Ces circuits sont faits de tubes en titane d'un diamètre de 3.9 mm. Le refroidissement des senseurs et de l'électronique se fait via le support en fibre de carbone de haute conductivité thermique (800 W/mK) des modules et via les inserts en aluminium servant à leur positionnement. Le refroidissement des senseurs est assuré par les inserts se trouvant sur les bords du cadre support des modules tandis que le refroidissement de l'électronique est assuré par les inserts sur la base du support de l'hybride (cf figure 2.10).

Le schéma de masse Pour ne pas perturber électromagnétiquement la lecture de la charge électrique des pistes de silicium et par conséquent la détection de la trajectoire des particules, une bonne isolation des modules et un schéma de masse couvrant l'ensemble de la structure est nécessaire. C'est l'ensemble du calorimètre hadronique qui joue le rôle de référence de masse. Le point de référence électrique du bouchon est situé à son extrémité selon l'axe z. Des nattes en cuivre de 5 cm de large et de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sont reliées des extrémités radiales de chaque disque aux supports mécaniques qui assurent la connection entre le tube

support du trajectographe et le calorimètre hadronique. Chaque pétale est relié à la masse par les câbles d'alimentation, de même les tuyaux de refroidissement sont aussi connectés à la masse. L'ensemble des masses est regroupé suivant un schéma en étoile à un point commun au niveau du "bulkhead". Le schéma de masse a été testé sur le TEC par qualification du bruit. L'observation d'oscillation du bruit ou d'élévation de son niveau sont des signes de dysfonctionnement du schéma de masse. Les résultats présentés dans la section 3.6.4 montrent que l'on peut être confiant dans ce schéma de masse.

3.2 La construction

Les pétales sont des structures complexes où interviennent de nombreux composants. La production a été distribuée entre plusieurs laboratoires de recherche européens afin de minimiser le temps de production. Les trois étapes de cette production sont présentées ci-dessous.

La production de la mécanique des pétales Cette étape a été effectuée à Aix-la-Chapelle, en Allemagne. La mécanique a été réalisée à partir de couches de fibre de carbone NOMEX qui furent mises en forme. Les circuits de refroidissement ont été produits, insérés dans la mécanique et testés pour garantir leur étanchéité. Des inserts ont été montés pour permettre à la fois le montage des modules et assurer leur refroidissement avec une précision de $10 \mu m$. Des mesures de températures ont été réalisées entre les inserts et les tuyaux du circuit de refroidissement pour vérifier la qualité du contact thermique. La différence moyenne en température est de moins de $0.2^\circ C$. Une fois la mécanique prête et positionnée dans un cadre de transport, les cartes ICB sont montées dessus. Au préalable, les 5 ICBs d'un pétale sont vérifiées électriquement, leur connecteurs sont testés ainsi que l'isolation par rapport à la haute tension. Les 5 ICBs une fois montées sont interconnectées. Un hybride et un AOH sont placés séquentiellement sur toutes les positions des ICBs et des tests de qualification sont effectués. La communication I^2C est testée ainsi que toutes les lignes de basse et haute tensions. Une fois les tests passés avec succès, la mécanique du pétale est prête à être envoyée vers un autre centre pour l'étape suivante.

Le montage des AOHs et des modules Le montage des AOHs [31] a été effectué à Hambourg pour démarrer avant d'avoir tous les autres composants. Le montage des modules a été réalisé dans les 6 centres ¹⁴ appelés PIC : Petal Integration Center. L'ensemble des pièces nécessaires à la réalisation des pétales est ensuite assemblé selon une procédure identique pour chaque PIC. La base de données de construction permet une localisation de chaque composant ainsi que de connaître l'historique et les résultats des tests effectués. Sur la figure 3.5, on aperçoit un opérateur en train d'assembler un pétale. Au montage des composants, des tests de base sont effectués, la communication I^2C est testée ainsi que la connection électrique. Les éléments défectueux ¹⁵sont démontés et renvoyés pour réparation. Sur la figure 3.6 on peut voir la progression de la production des pétales dans les différents centres.

Les tests de qualification (ou tests au long terme) Réalisée dans les PICs, cette étape a pour objectif de tester intensivement la fonctionnalité des pétales. Dysfonctionnements, instabilités ou mauvaises performances peuvent être détectés au cours de ces tests. Ils sont

¹⁴Aix-la-Chapelle, Bruxelles, Karlsruhe, Louvain, Strasbourg et le CERN

¹⁵1.3% des modules et 0.5% des AOHs [27]

réalisés dans des conditions variées, avec ou sans haute tension, en mode "peak" ou en mode "deconvolution", et sous différentes températures. Les pétales subissent 4 cycles en température, de -25° à $+16^{\circ}$ C au sein de réfrigérateurs dédiés (cf figure 3.5). La procédure dure environ 35 à 40 heures et peut être contrôlée par un opérateur via une interface graphique. Les données enregistrées sont ensuite analysées afin de vérifier la qualité des pétales. En fonction des résultats, un grade est attribué à chaque pétale. Le nombre de canaux morts et la valeur du courant de fuite permettent d'attribuer un grade à chaque module A,B ou C. En fonction du nombre de canaux morts, de la somme des courants de fuite ainsi que du nombre de module A et B, un grade est attribué au pétale, de A à D. Seuls les pétales de grade A et B sont envoyés pour être intégrés dans les deux bouchons, les autres pétales sont réparés en vue d'une requalification. L'ensemble des tests ainsi que leurs résultats sont enregistrés dans la base de données de construction, en voici quelques exemples sur la figure 3.7 avec la mesure du bruit et du courant de fuite.



FIG. 3.5 – Photographies de techniciens en train d'assembler un pétale (à gauche) et du réfrigérateur utilisé pour les tests de qualification des pétales avec les cycles en température (à droite). Ces photographies proviennent du PIC CERN

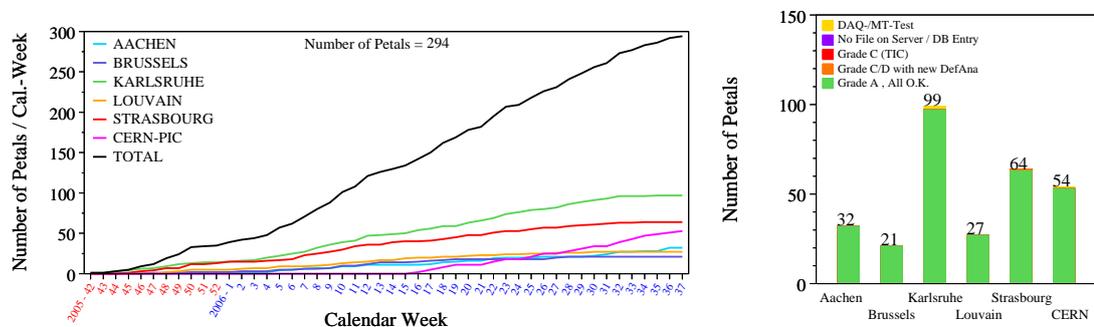


FIG. 3.6 – Production des pétales pour les différents PICs avec une vision chronologique à gauche et une vision globale à droite

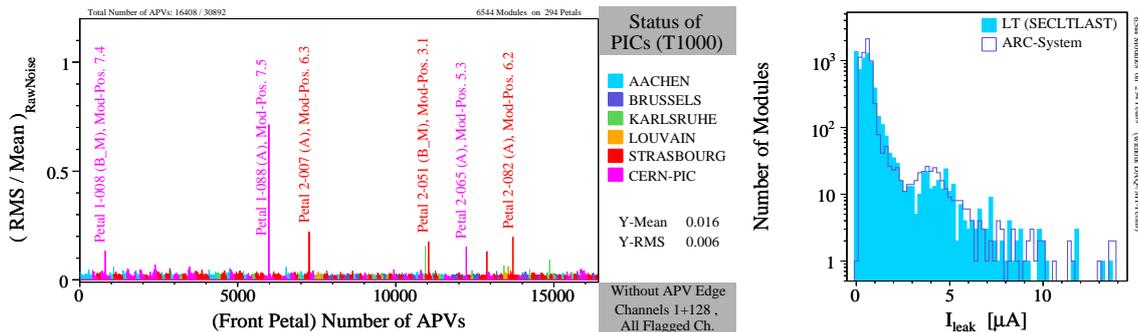


FIG. 3.7 – Quelques résultats obtenus dans les PICs avec l'étude du RMS relatif du bruit (à gauche) et le courant de fuite sur les modules (à droite)

3.3 La réception des pétales

Les pétales assemblés dans les différents instituts répartis au sein de l'Europe sont expédiés une fois qualifiés vers les deux centres d'intégration des bouchons : Aix-la-Chapelle pour le TEC+ et le CERN pour le TEC-. Dans le cas du TEC-, l'intégration a été réalisée par une équipe lyonnaise de l'IPNL installée au CERN. Pour minimiser les vibrations et les chocs liés au transport des pétales, des malles ont été conçues par l'IPNL (cf figure 3.8). Elles sont équipées d'une structure multicouche avec des matériaux absorbeurs de chocs pour limiter les éventuels dommages subis par les pétales. Des photographies de ces malles sont présentées sur la figure 3.8. Lors des transports, un détecteur de choc est présent. A leur arrivée, les pétales sont examinés visuellement pour vérifier leur intégrité. La réception des pétales est constituée de 4 actions distinctes qui sont :

- l'inspection optique des pétales
- le montage des DOHMs
- le montage des HMXs
- le test des pétales

Ces actions vont être détaillées par la suite.

3.3.1 L'inspection optique

L'inspection optique de chaque pétale est la première opération effectuée dès réception. Parfois un même pétale a pu être inspecté plusieurs fois, entre différentes manipulations pour garantir une qualité optimale avant intégration dans la mécanique. Un formulaire est rempli pour chaque inspection et mis en ligne sur le serveur du groupe afin de garantir une traçabilité des opérations. En cas de problèmes un rapport est fait et les opérations nécessaires sont effectuées, telles que le changement de fibres, d'AOHs, de modules ou bien le retravail des bondings. Voici la liste des inspections effectuées :

- Les bondings

Les micro-fils électriques sont parmi les éléments les plus fragiles des pétales. Ils permettent la transmission des informations entre senseurs, ainsi qu'entre senseur et adaptateur de pas et enfin entre l'adaptateur de pas et l'APV. Ces connecteurs d'une longueur proche du millimètre et d'un diamètre de $25 \mu\text{m}$ ont une faible tension d'arrachement. Une erreur lors de la manipulation des pétales peut aisément conduire à leur détérioration. C'est pourquoi ils ont été soigneusement inspectés optiquement. Toutes irrégularités visibles à l'oeil nu ou bien avec un appareil photographique en mode macro



FIG. 3.8 – Photographies des mallettes utilisées pour le transport des pétales. À gauche, on aperçoit le pétale ainsi que deux senseurs de chocs, tandis qu'à droite on voit un exemple de transport de quatre pétales. Ils sont fixés à un cadre métallique et recouverts par des plaques de protection.

peut être le signe de bondings touchés. Dans le cas où la connexion entre le senseur et l'électronique est rompue, aucun signal physique ne peut être mesuré. Le signal émis par l'APV est celui du bruit de l'électronique.

- La surface des senseurs

Toutes les surfaces visibles des senseurs ont été inspectées. La lecture du signal le long d'une piste peut être affectée par la présence de corps étrangers, en particulier dans les objets conducteurs connectant des pistes adjacentes. L'accumulation excessive de poussière ou bien la présence de corps métalliques étrangers a conduit au nettoyage du senseur via une pompe à vide manuelle.

- Les vis

Les modules sont maintenus sur la carte "ICB" au moyen de vis. A la fois pour limiter le risque de perdre une vis mal serrée lors d'une rotation du bouchon ainsi que pour ne pas endommager le pas de vis, un couple optimal de 3 cNm ou 5 cNm a été choisi pour resserrer les vis, selon la position des modules sur le pétale.

- Les connecteurs

Les connecteurs optiques et électriques participant au fonctionnement du pétale ont été inspectés individuellement.

- Les fibres optiques

Les fibres véhiculent l'information issue de l'électronique entre les pétales et l'acquisition. Toute fibre cassée correspondant à 256 canaux morts est donc une zone de détection morte. C'est pourquoi une attention toute particulière a été apportée pour diagnostiquer les fibres endommagées.

- Divers

Tous les autres détails significatifs ont été notés et enregistrés pour chaque pétale afin d'être comparés avec les résultats des tests d'acquisition.



FIG. 3.9 – Opérateurs en train de vérifier les vis des modules lors de l'inspection optique d'un pétale

3.3.2 Le montage des DOHMs et des HMXs

Les DOHMs Le DOHM¹⁶, mentionné dans le chapitre précédent, est un module qui permet la communication de la boucle de contrôle auquel appartient le pétale sur lequel il est monté. Une boucle de contrôle est constituée d'un pétale "avant" et du pétale "arrière" le plus proche assemblés de part et d'autre d'un disque. Les boucles de lecture divisent les bouchons en huit secteurs comportant chacun neuf boucles. Le DOHM est constitué d'une carte qui accueille plusieurs composants : un module CCUM et deux lasers DOHs. La première étape consiste à assembler ces composants sur le support. Une fois le DOHM assemblé, il peut être monté et fixé sur le pétale au moyen de trois vis. Par la suite, la connexion des fibres optiques issues des DOHs avec le reste de la chaîne d'acquisition permet de vérifier le bon fonctionnement du DOHM et d'établir la communication avec la boucle de contrôle. Toutes les informations concernant le montage des DOHMs sont enregistrées dans la base de données de construction du trajectographe pour garantir la traçabilité des matériaux utilisés et des opérations effectuées. On peut voir sur la figure 3.10 un DOHM monté sur un pétale "arrière" ainsi que l'ensemble de ses constituants.

Les HMXs Les HMXs sont des senseurs d'humidité. Ils sont montés sur certains pétales afin de répartir les sondes au sein des bouchons. Cette opération ne s'est pas effectuée dans les centres d'intégration de pétales puisqu'à ce moment là, les pétales n'étaient pas encore affectés à une position dans la structure. Sur la figure 3.11 on peut voir la répartition des HMXs au sein du TEC-. Le schéma initial était d'équiper tous les "pétales arrière" des disques 1, 5 et 9. L'excédent de HMXs disponibles a permis d'équiper 3 tours complètes de pétales, deux tours de "pétales avant" et une tour de "pétales arrière". La lecture de ces HMXs permet de faire une cartographie des conditions d'humidité au sein du volume du bouchon.

3.3.3 Les tests des pétales

Les pétales acheminés vers le CERN étaient systématiquement retestés tandis que les pétales produits directement par le PIC du CERN subissaient les tests "long terme" et étaient par la suite directement disponibles pour l'insertion dans le TEC-. Quatre pétales pouvaient

¹⁶Digital Opto-Hybrid Module [36]

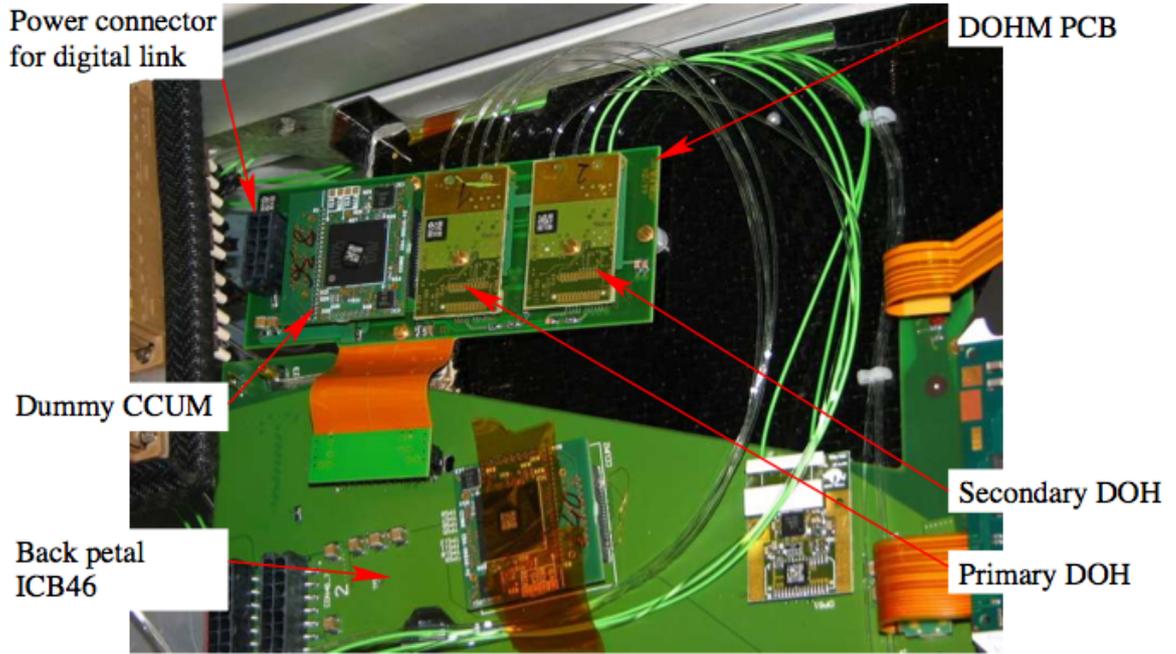


FIG. 3.10 – Photo d'un DOHM monté sur un pétale "arrière" [46].

	Sector 1		Sector 2		Sector 3		Sector 4		Sector 5		Sector 6		Sector 7		Sector 8	
	Front	Back														
Disk9	-	43-0699	43-0650	43-0583	-	43-0675	-	43-0254	-	43-0649	43-0671	43-0619	-	43-0715	-	43-0546
Disk8	-	-	43-0607	-	-	43-0246	-	-	-	-	43-0449	-	-	-	-	43-0545
Disk7	-	-	43-0453	-	-	-	-	-	-	43-0249	43-0433	-	-	-	-	43-0548
Disk6	-	-	43-0735	-	-	-	-	43-0252	-	-	43-0714	-	-	-	-	43-0544
Disk5	-	43-0450	43-0452	43-0448	-	43-0717	-	43-0540	-	43-0420	43-0427	43-0627	-	43-0593	-	43-0457
Disk4	-	-	43-0336	-	-	43-0251	-	-	-	43-0351	43-0705	-	-	-	-	43-0543
Disk3	-	-	43-0594	-	-	-	-	43-0255	-	-	43-0673	-	-	-	-	43-0542
Disk2	-	-	43-0622	-	-	-	-	43-0256	-	-	43-0598	-	-	-	-	43-0541
Disk1	-	43-0328	43-0596	43-0610	-	43-0741	-	43-0315	-	43-0707	43-0454	43-0588	-	43-0732	-	43-0549

FIG. 3.11 – Répartition des HMXs au sein du bouchon (en orange les pétales "avant" et en rouge les pétales "arrière"). Les identifiants sont donnés en fonction de la position dans le bouchon (disque, secteur et type de pétale).

être testés en parallèle. Les tests effectués sont les mêmes que ceux réalisés à la suite de l'intégration de chaque secteur du bouchon. Parmi eux on compte :

- La vérification de l'ensemble des connections optiques et électriques
- L'ajustement en temps
- L'ajustement des paramètres des contrôleurs lasers (AOH)
- L'acquisition des piédestaux et l'évaluation du bruit

Pour être testés, les pétales sont connectés électriquement et reliés à l'acquisition via les fibres optiques. Lors des phases de mise sous tension, ils sont maintenus dans une atmosphère opaque à la lumière sous air sec et refroidis. La figure 3.12 montre un pétale sur le banc de test connecté au système d'acquisition. Sur les 144 pétales que compte le TEC-, 92 ont été réceptionnés et testés tandis que 52 ont été directement assemblés et testés au long terme par le PIC du CERN. A la suite des tests de réception, environ une dizaine de pétales ont dû être réparés. Les résultats de la réception des pétales ne sont pas l'objet de ce travail et ne sont donc pas présentés. Une fois testés, les pétales sont emmenés au sein de la salle blanche du Tracker Integration Facility et sont stockés en attendant d'être intégrés (voir figure 3.12).

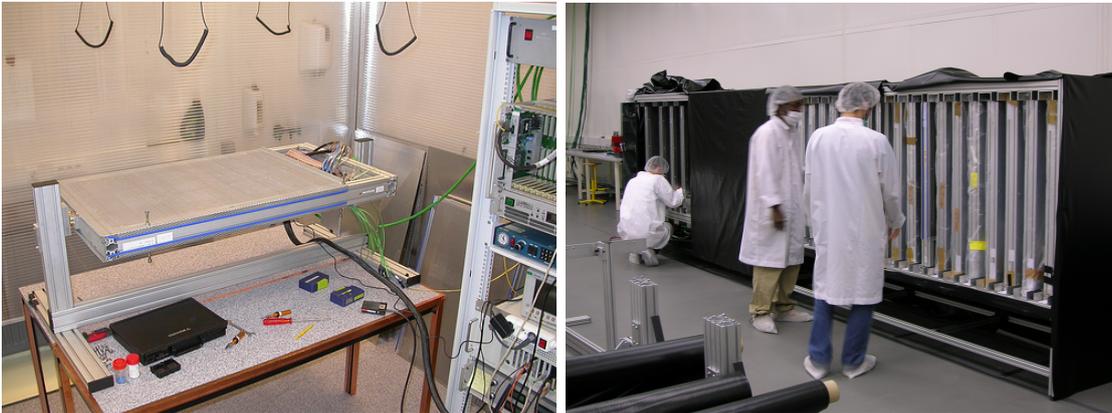


FIG. 3.12 – Le banc de test pour la réception des pétales (à gauche) et la zone de stockage des pétales avant l'intégration dans le bouchon

3.4 Le dispositif expérimental

Le Tracker Integration Facility Le TEC-, conjointement avec le tonneau externe, fut intégré au sein du Tracker Integration Facility (TIF), dans le bâtiment 186 du CERN. Ce ne fût pas le cas de l'autre bouchon, le TEC+, qui fut intégré à Aachen puis transporté jusqu'au CERN. Le TIF est composé d'une salle blanche à haut niveau de propreté, de classe 10000 (classe ISO 7)¹⁷. L'utilisation de revêtements spécifiques est requise pour l'accès à cette salle : blouses blanches, surchaussons et masques. Cette procédure a pour but de protéger la qualité des senseurs silicium d'une poussière excessive ou d'autres types d'objets pouvant se déposer à la surface et provoquer des problèmes lors de la mise sous tension. Après intégration dans la

¹⁷La propreté particulière doit être désignée par un numéro de classification N. La concentration maximale admissible C (en particules/m³ d'air) pour chaque particule de taille D (en micromètres) prise en compte, est donnée par l'équation : $C = 10^N \times (10^{-7}/D)^{2.08}$. Pour une salle de classe 10000 la concentration en particules de taille 0.5 μm , 1 μm , 5 μm doit être respectivement inférieure à 352 000, 83 200, 2 930 particules par m³ d'air.

structure mécanique, tous les pétales sont connectés aux alimentations électriques, au système de refroidissement et à l'acquisition afin d'être testés.

Toutes les alimentations électriques et l'électronique d'acquisition sont situées à l'extérieur du TIF, dans des armoires prévues à cet effet. Les connecteurs du TEC sont reliés par des câbles LIC à ces services. Le système de refroidissement du bouchon est constitué d'une machine réfrigérante également située à l'extérieur de la salle blanche.

L'électronique Le bouchon est composé de 8 secteurs, chacun correspondant à 400 modules de silicium, 1888 APVs et donc 944 fibres optiques. Au delà des 241 664 pistes de silicium qui représentent la partie active de détection, c'est toute l'électronique de lecture et de contrôle qui doit être testée. Un secteur correspond à 9 boucles de contrôle, une par couple "pétales avant" et "arrière" situé dans un même espace inter-disque. Rappelons qu'une fibre optique envoie les signaux de 2 APVs, soit de 256 canaux. Les fibres optiques sortant des pétales sont ensuite connectées à des rubans par groupe de 12. L'électronique de lecture en salle, est composée de FEDs (Front End Driver - 2.6.1) [33] et de FECs (Front End Controller - 2.6.2) [39]. Un FED comporte 8 entrées, chacune pouvant accueillir un ruban. Au total un FED peut donc lire au maximum 24576 canaux. Les 944 fibres optiques furent réparties sur 87 rubans, nécessitant ainsi l'utilisation de 11 FEDs pour l'acquisition d'un secteur. Dans les faits, 12 FEDs furent utilisées pour répartir au mieux les fibres et éviter de les endommager. Un FEC comporte également 8 entrées chacune utilisée pour une boucle de contrôle, 2 FECs sont donc nécessaires pour tester un secteur. On peut voir sur la figure 3.13, un FEC et les câbles qui y sont connectés.

L'alimentation électrique Un secteur est connecté par 48 câbles à basse impédance (LIC) pour l'électronique de lecture et par 9 LICs pour l'alimentation des boucles de contrôle. 24 PSMs, modules d'alimentation électrique contenant 2 entrées (PSU), sont nécessaires pour l'alimentation électrique d'un secteur ainsi que 5 autres pour les boucles de contrôle. Un contrôleur gère et paramétrise à distance la mise sous tension de chacune des PSUs via l'utilisation du logiciel PVSS [47]. L'ensemble du dispositif est complété par un convertisseur AC/DC 48 V servant à l'alimentation des 29 PSMs. Le dispositif d'alimentation au sein des armoires est visible sur la figure 3.13. Le nombre de câbles LIC fonctionnels n'étant pas suffisant, les premiers secteurs ont été testés par partie.

Le refroidissement Pour évacuer la chaleur dissipée par l'électronique une machine réfrigérante est utilisée reliant un secteur par 4 circuits indépendants. Le liquide réfrigérant utilisé, le C_6F_{14} , est très volatil et possède un haut pouvoir calorifique. En dehors de ses propriétés de conduction, c'est son insensibilité aux radiations qui a conduit à le choisir comme fluide caloporteur. La machine réfrigérante a fonctionné à une température de 13 ° en sortie, et à un flux de 22 l/min.

3.5 L'intégration des pétales

3.5.1 La procédure d'intégration des pétales dans le bouchon

L'intégration des pétales dans le bouchon s'est effectuée secteur par secteur. Le secteur représente un ensemble cohérent du point de vue des services puisque les circuits de refroidissement, les alimentations électriques et les fibres optiques desservent le bouchon secteur par secteur. Après chaque test, il était possible de démonter les éléments défectueux. L'installation

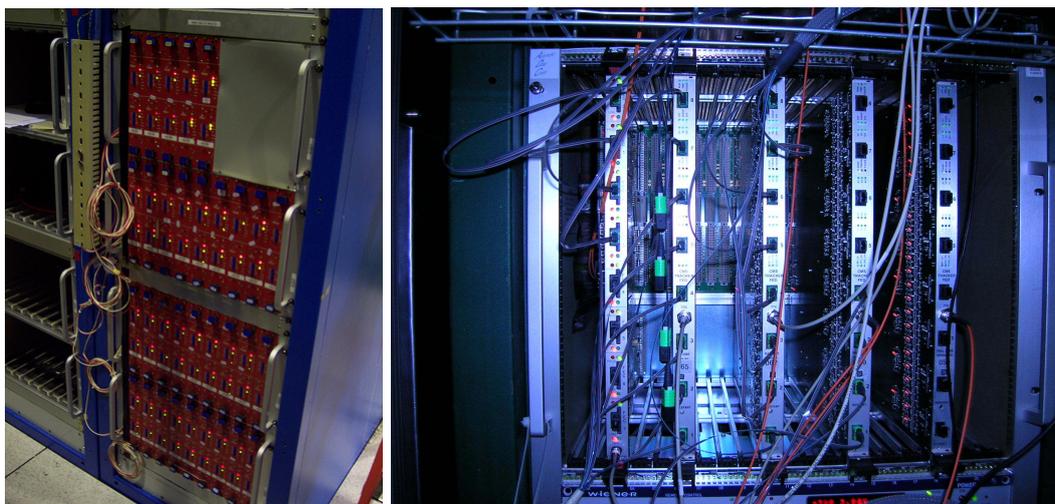


FIG. 3.13 – Une partie du dispositif expérimental composé des alimentations CAEN (à gauche) et des FECs (à droite) tous deux disposés au sein d'armoires.

des pétales d'un secteur s'est effectué en deux étapes. La première consiste à insérer les pétales dans la structure mécanique (cf figure 3.1) et la deuxième à connecter tous les services du secteur (cf figure 3.15). Pour pouvoir être effectuée en toute sécurité, l'insertion d'un pétale nécessite d'avoir le pétale posé sur la surface du disque sur lequel il est monté. Les "pétales avant" et "arrière" d'un même secteur et d'un même disque étant contenu dans le même espace inter-disque, tous deux fixés dans des sens contraires, il faut procéder à des rotations du bouchon entre l'insertion des "pétales avant" et "arrière". Une structure mécanique appelée "cradle" a été conçue à cet effet, elle permet la rotation du bouchon par rapport à un axe perpendiculaire à celui du bouchon. On peut voir sur la figure 3.14 le bouchon en cours de rotation au sein du "cradle". La fixation des pétales sur les disques se fait via trois points de fixation. Ceci fixe la séquence d'insertion : pour un secteur donné l'ensemble des "pétales arrière" sont insérés, puis on effectue la rotation du bouchon avant de procéder à l'insertion des "pétales avant". Le débattement pour insérer le pétale est de quelques millimètres pour les disques les plus rapprochés. Les pétales à intégrer ont été répartis dans le bouchon en fonction de leur grade et de leur approvisionnement afin d'homogénéiser la qualité des secteurs du bouchon. Une vue de la répartition des pétales de grade A et B dans le bouchon ainsi que du nombre de modules sans "bonding" sur la face arrière, est disponible sur la figure 3.17. Il s'agit d'une représentation géométrique des pétales en fonction de leur position dans les disques et dans les secteurs.

L'insertion des pétales Les pétales sont de nouveau inspectés optiquement puis retirés de leur cadre de transport. Ils sont ensuite positionnés sur un outil réalisé spécialement pour l'insertion des pétales, muni d'une caméra CDD et d'un bras de levier. Par la suite, un deuxième outil incliné à 90° a été conçu pour permettre la fixation du pétale sur les 3 points de fixation. Un des points de fixation est proche de l'intérieur du bouchon tandis que les autres sont plus éloignés et situés sur un même rayon. Une fois les trois points fixés toute rotation ou translation du pétale au sein de la structure devient impossible. Il faut glisser les pétales entre les services et les faire pivoter jusqu'à leur position finale. L'espace inter-disque étant très restreint, les manipulations de pétales présentent toujours des risques. C'est pourquoi,

malgré l'aspect modulaire du bouchon, la décision d'extraire un pétale de la structure pour réparation doit être mise en balance avec les risques de dégradations éventuelles.

La connexion du secteur Vient ensuite l'étape de raccordement de l'ensemble des connecteurs. Premièrement l'ensemble des fibres optiques sortant des AOHs et des DOHs, contenu dans une boîte durant l'insertion est ensuite connecté à la mécanique de fibre suivant des schémas pré-établis. Les fibres sont nettoyées avant d'être connectées afin d'assurer une bonne transmission du signal. Pour faciliter cette opération la mécanique de fibre peut être déplacée le long d'un rail. Une fois l'opération effectuée, l'ensemble est fermé et protégé de sorte à prévenir tout risque de dommage sur les fibres durant les opérations de rotation du bouchon ou de son transport. Les câbles électriques pour l'alimentation de l'électronique, des boucles de contrôle et pour la mise sous tension pour les senseurs, sont connectés au secteur. Les figures 3.15 et 3.16 montrent l'ensemble des connecteurs au niveau du "bulkhead" et en sortie de pétale. Les raccordements doivent être fait avec minutie de sorte à ne pas endommager les fibres connectées mais également à ne pas dépasser du volume autorisé par l'enveloppe du bouchon. Pour faciliter le câblage, les tests sont effectués avec le bouchon dans la position verticale avec le "bulkhead" en bas (cf figure 3.15). On peut voir sur les photographies de la figure 3.16 les connexions en sortie de pétales.



FIG. 3.14 – Rotation du bouchon via la manipulation du "cradle" par un technicien (à gauche). Secteurs intégrés et connectés du bouchon (à droite). Les services (en doré), les connexions électriques (en gris) et les fibres optiques (en vert) sont apparents.

3.6 La qualification des secteurs

Après l'intégration de chaque secteur, des tests sont effectués pour le qualifier. La mise en oeuvre d'un secteur nécessite la mise en route du système de refroidissement et les alimentations électriques. Les tests réalisés sont détaillés ci-dessous.

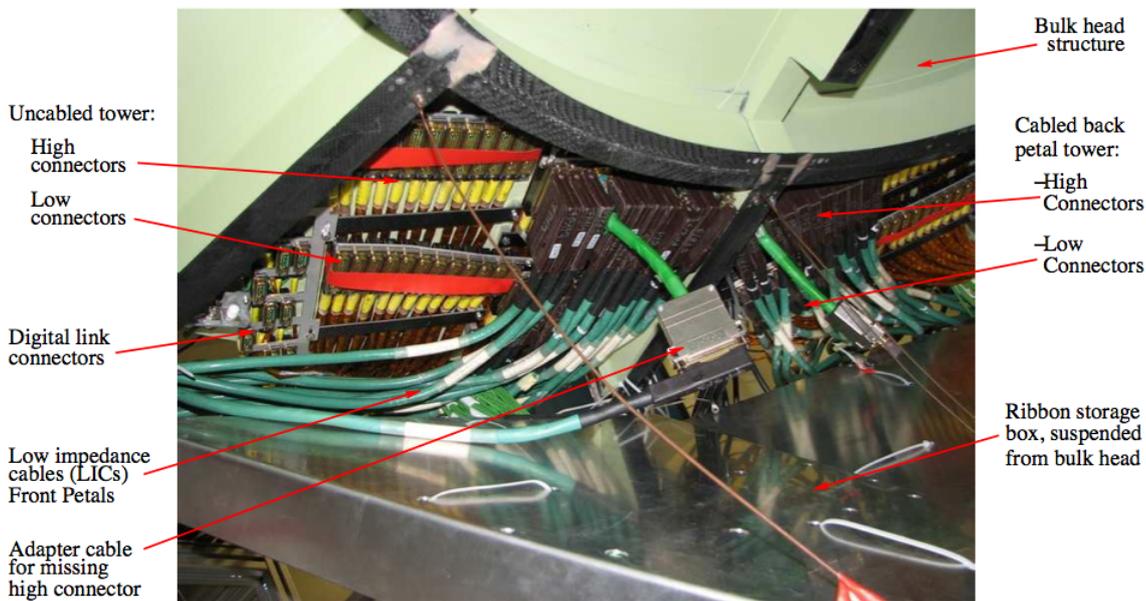


FIG. 3.15 – Connexions d'un secteur du bouchon sur le 'bulkhead' [46].

3.6.1 Tests de l'électronique de contrôle

Une fois le secteur intégré et connecté, l'intégrité de l'électronique de contrôle est vérifiée par une série de tests. Les fibres optiques des neuf boucles de contrôle sont connectées aux FECs qui permettent de vérifier la communication avec chaque couple de pétales. Ils sont pilotés par un logiciel développé par l'équipe de l'acquisition du trajectographe. Les valeurs des gains et du courant de base des contrôleurs de DOHs sont initialisées à leur valeur par défaut. Les DCUs montés sur les 4 CCUMs d'une boucle de contrôle sont lus. Une procédure automatique est lancée pour tester la redondance de la boucle de contrôle. Cela consiste à tester l'état de la communication avec la boucle en cas de non réponse d'un des CCUs, itérant sur chacun d'entre eux. C'est un point crucial. En cas de dysfonctionnement d'un CCU, la communication avec les modules reliés à ce CCU est définitivement rompue. Mais étant donnée la structure en boucle, la chaîne de communication avec l'ensemble des modules d'un ensemble de deux "pétales avant" et "arrière" est rompue en cas de non redondance. La présence de CCUM sur le DOHM permet de s'affranchir du mauvais fonctionnement des deux autres. Différents problèmes peuvent survenir à chacune de ces étapes. Le premier et le plus fréquent d'entre eux est d'avoir une ou plusieurs boucles de contrôle qui ne répondent pas. Il s'agit dans la plupart des cas d'un problème de connectique, la boucle n'est pas refermée. L'ensemble des connexions des fibres optiques est alors contrôlé en partant des FECs et en remontant jusqu'aux pétales. Il peut s'agir d'un problème d'alimentation électrique, auquel cas les câbles électriques sont vérifiés.

Pour les problèmes survenant pendant le test de redondance, une des erreurs typiques provient également d'un problème de connexion. Les CCUMs sur les DOHMs peuvent être mal connectés. Cette situation est possible par le fait que seuls 2 des 3 connecteurs sont dans une "socket", par conséquent de légers déplacements sont rendus possible lors de l'intégration des "pétales arrière" ou lors de la connexion des boucles de contrôle. L'ensemble de ces tests permet de vérifier la communication avec les boucles de contrôle, et font intervenir des

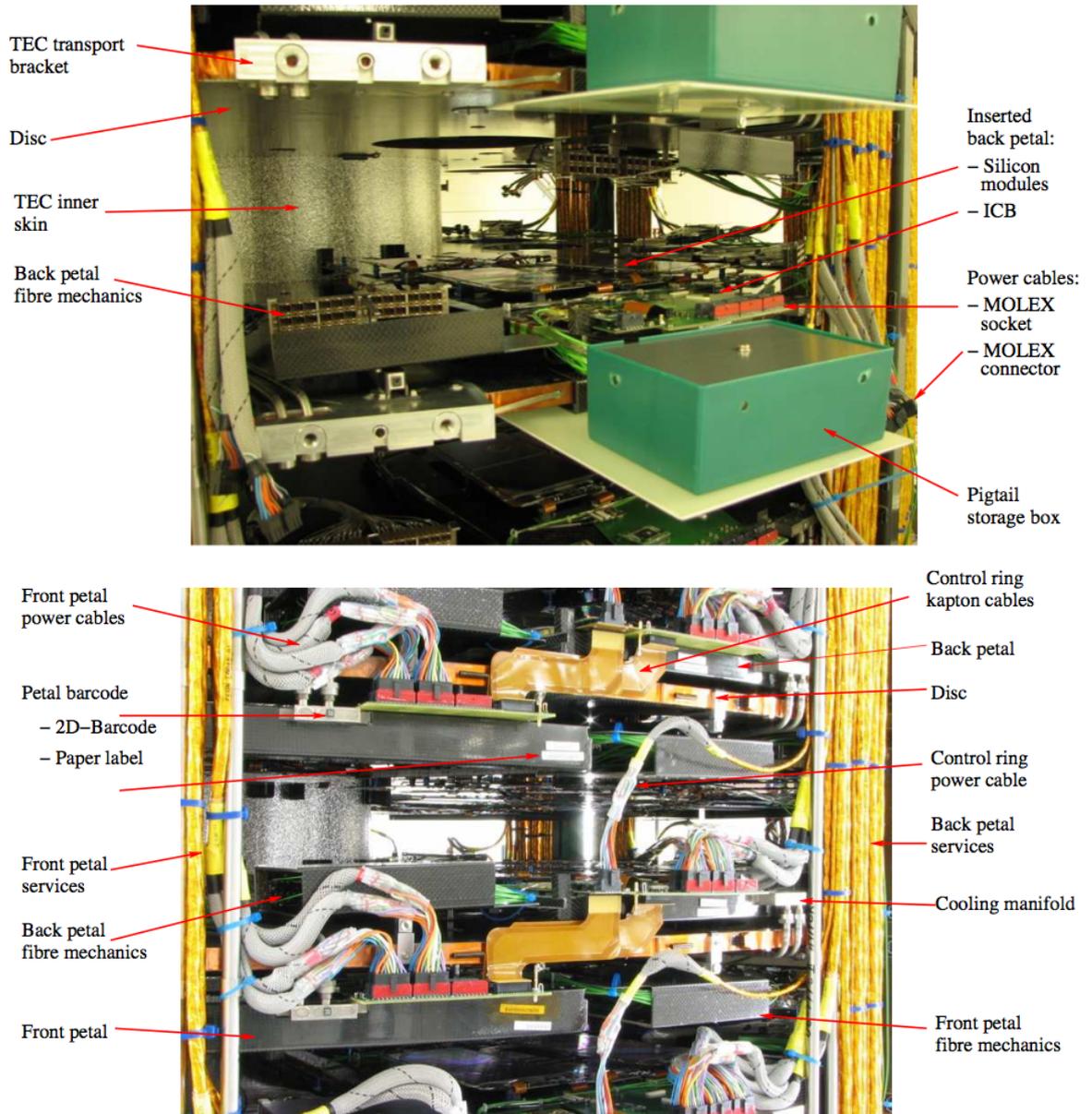


FIG. 3.16 – Connexions à la sortie d'un pétale [46].

TEC-	Sector 1		Sector 2		Sector 3		Sector 4		Sector 5		Sector 6		Sector 7		Sector 8	
	Front	Back	Front	Back	Front	Back	Front	Back	Front	Back	Front	Back	Front	Back	Front	Back
Disk9	A	A	A	A	Bm	Bm	A	A	Bm	A	A	A	A	A	A	A
Disk8	A	A	A	A	A	A	A	A	Bm_-2	A	Bm	A	A	A	A	A
Disk7	A	A	A	A	Bm	Bm	A	A	A	A	A	A	A	A	A	A
Disk6	A	A	A	Bm	Bm	A	A	A	Bm	A	Bm	Bm	Bm	A	Bm	A
Disk5	A	Bm	A	A	A	A	A	A	A	A	A	Bm	Bm_51	A	A	Bm
Disk4	Bm_51	Bm_51	A	Bm	A	A	Bm	A	A	A	Bm	Bm	A	A	Bm	A
Disk3	Bm	Bm	A	Bm	Bm	A	A	A	Bm	A	Bm	Bm	Bm	A	A	A
Disk2	Bm	A	A	Bm	Bm	Bm	Bm	A	Bm	Bm_4	Bm	Bm	Bm	A	Bm	A
Disk1	Bm	Bm	A	Bm	A	A	A	A	Bm	Bm	Bm	A	Bm	A	Bm	A

TEC-	Sector 1		Sector 2		Sector 3		Sector 4		Sector 5		Sector 6		Sector 7		Sector 8	
	Front	Back														
Disk9	0	0	8	10	0	0	1	10	0	0	0	0	0	0	0	0
Disk8	8	1	0	0	0	3	0	0	0	0	0	9	1	0	1	0
Disk7	0	0	0	0	0	0	0	0	0	7	0	0	4	0	0	0
Disk6	0	5	0	0	0	0	11	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Disk5	0	0	0	0	5	0	0	0	0	0	9	0	0	0	0	0
Disk4	0	0	0	0	0	3	0	0	5	4	0	0	0	0	0	0
Disk3	0	0	0	0	0	9	4	14	0	0	0	0	0	0	13	1
Disk2	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0	0	0	0	0	0	0
Disk1	0	0	0	0	0	0	2	4	0	0	0	0	0	0	0	0

FIG. 3.17 – Répartition des pétales au sein du bouchon. Les grades des pétales sont représentés sur la figure du haut et le nombre de modules sans bonding à l'arrière sur celle du bas.

composants qui ne peuvent pas être testés lors des tests de réception des pétales.

Par la suite, l'ensemble de l'électronique frontale de contrôle des modules est testé. Les hybrides sont alimentés par des tensions de 1.25 et 2.5 V. L'acquisition du trajectographe teste la communication I^2C avec l'électronique de chacun des 400 modules du secteur, c'est à dire les APVs, APVMUXs, DCUs et AOHs. Les problèmes rencontrés à ce niveau se sont avérés être reliés à des problèmes d'alimentation basse tension insuffisante. La lecture des DCUs permet de connaître directement la tension reçue sur l'électronique et non plus celle envoyée. Les problèmes ont été solutionnés par des changements de câbles voire par le remplacement d'alimentations défaillantes. Les modules étant alimentés par groupe¹⁸, la sous-alimentation est commune à tous les modules d'un même groupe.

3.6.2 Tests de l'électronique de lecture

Une série de procédures a été mise en place par les responsables de l'acquisition pour configurer, synchroniser et calibrer l'électronique de lecture du trajectographe. Elles ne sont pas spécifiques à l'intégration du TEC mais sont également utilisées lors de la mise en service de l'ensemble du trajectographe. L'ensemble de ces procédures, leur analyse et les résultats associés sont décrits dans les parties suivantes.

Identification des composants d'électronique et partition des détecteurs Il faut en premier lieu détecter l'ensemble des éléments du pétales : modules, AOHs, CCUS et DOHs. Il s'agit d'un test de communication I^2C qui passe par les boucles de contrôle reliées aux FECs.

Identification des liens optiques du système de lecture Une procédure automatique détermine l'ensemble du câblage des fibres optiques utilisées pour la lecture de l'électronique. Pour le test d'un secteur, 944 fibres optiques sont connectées et sont identifiées. Cette procédure permet de connaître les erreurs de câblages et les liens optiques rompus. Elle sert également de vérification de la partition des détecteurs et permet d'obtenir une cartographie des connexions qui sera utilisée par les programmes de reconstruction. Cette procédure est effectuée même en cas de problèmes rencontrés sur une ou plusieurs fibres, ou en cas de changement de FEDs.

Synchronisation La reconstruction des traces n'est possible que si l'ensemble du système est synchronisé. On estime à 4 % l'atténuation du signal par nanoseconde de désalignement en temps. La synchronisation s'effectue en deux étapes.

Tout d'abord une synchronisation relative. Des différences relatives de phase de l'horloge sur l'électronique frontale sont liées au schéma de distribution de l'horloge et du signal de déclenchement. Le flux de données provenant des APVs est enregistré par les FEDs et les différences de phase sont mesurées. Cette procédure suppose la prise en compte des différences de longueurs de fibres optiques qui introduisent des décalages de phase.

La deuxième étape consiste à ajuster la phase de l'horloge de manière plus fine sur l'ensemble de l'électronique frontale. Un scan fin de délai en temps est effectué, introduisant des décalages de 1 ns, la forme du signal de l'APV est reconstruite jusqu'à l'identification du

¹⁸Les modules des pétales sont alimentés par trois lignes électriques. Les modules des anneaux 1 et 2 appartiennent au groupe 1, ceux des anneaux 3, 4 et 6 au groupe 2 et enfin ceux des anneaux 5 et 7 au groupe 3 (cf table 3.2)

maximum. C'est à cette étape que des corrections sur le temps de vol des particules dans le détecteur sera prise en compte. Cette procédure ne devrait pas être effectuée très régulièrement, entre une fois par semaine et une fois par mois selon la stabilité du système.

Optimisation des performances des APVs L'APV possède plusieurs registres digitaux configurables qui permettent l'optimisation d'un certain nombre d'aspects du fonctionnement et des performances de l'APV. Ainsi par exemple, le rapport signal sur bruit et l'identification au croisement de faisceaux peuvent être améliorés en modifiant les paramètres de la forme du signal. L'optimisation de la gamme dynamique disponible est rendue possible par la variation du niveau de signal. Le gain sur le multiplexeur peut également être modifié et améliorer les opérations effectuées à l'étape suivante (décrite ci-dessous). Les opérations décrites lors de cette étape sont essentiellement utiles pour la détection de particules. Elles seront effectuées lors de la mise en fonctionnement de l'expérience à des fréquences variant du jour au mois. Pour l'intégration du bouchon et l'étude de l'intégrité de l'appareillage cette étape n'est pas d'une très grande utilité et n'a donc pas été effectuée.

Choix des gains et des courants de base pour le système de fibres optiques Cette procédure a pour objectif l'optimisation de la gamme dynamique disponible pour chaque lien optique. Ceci est réalisé en modifiant les paramètres des registres digitaux des contrôleurs des lasers. Gains et courants de base sont optimisés. Les composants du laser étant très sensibles aux variations de température, cette procédure doit être effectuée à chaque fois que les écarts de température sont significatifs.

Les piédestaux, le bruit et la calibration des FEDs Les FEDs sont configurables et possèdent de nombreux paramètres. Pour effectuer la "suppression de zéro", les tables de piédestaux et de bruit doivent être disponibles. Lors du fonctionnement de l'expérience, les piédestaux et le bruit devront être connus avant le cycle de prise de données. Dans notre cas, il s'agit de la mise en oeuvre du bouchon, donc seule l'acquisition des piédestaux a été effectuée. Le calcul du bruit et la détection des canaux morts ont été étudiés hors ligne.

3.6.3 L'analyse

L'ensemble des données enregistrées au cours de tests mentionnés dans la partie précédente a été analysée pour qualifier ou non un secteur intégré. Au moment de l'intégration des premiers secteurs du bouchon, aucun outil commun général à l'ensemble du trajectographe n'était disponible. Plusieurs programmes ont été élaborés pour effectuer l'analyse des secteurs et font partie intégrante de ce travail de thèse. Le premier est un programme séquentiel dont l'objectif était de vérifier les erreurs survenant à chacune des procédures mentionnées précédemment. Il s'agit d'un programme hors ligne exécuté à la suite de chaque étape afin de minimiser la perte de temps liée à la prise de données. Il a servi essentiellement pour diagnostiquer rapidement l'état de fonctionnement du trajectographe. Le deuxième programme nécessite l'ensemble des données prises pour un secteur et permet de visualiser de manière synthétique l'ensemble des résultats accumulés, en identifiant les modules par leur position dans le détecteur. Il permet également de connaître toutes les informations relatives à un module afin de pouvoir faire des corrélations entre variables et effectuer un diagnostic complet d'éventuels modules défectueux.

La qualification des secteurs s'est fait de manière itérative. Les tests sont effectués séquentiellement et les analyses réalisées entre chaque tests. Dès lors qu'un problème est rencontré,

des opérations sont effectuées sur l'appareillage, le bouchon ainsi que sur la chaîne des services et de l'acquisition, La procédure des tests est réinitialisée jusqu'à ce que tous les problèmes solubles aient été résolus.

Du point de vue de l'analyse, la première tâche à effectuer est la correspondance entre la position géométrique des détecteurs et leur dénomination au sein de l'acquisition. Pour cela il faut enregistrer les paramètres relatifs au dispositif expérimental : numéro de FEC, numéro de canal au sein du FEC et numéro de disque correspondant. Cela permet d'identifier géométriquement une boucle de contrôle à un disque dans le secteur intégré du bouchon. Ensuite au sein de ce disque, il faut identifier chacun des modules. Du point de vue de l'acquisition, la position géométrique des modules au sein d'un pétale est connue par l'adresse CCU via le canal I^2C . Par conséquent, en connaissant la géométrie du détecteur et en la comparant avec la lecture de l'électronique, il est possible d'identifier chaque module et de mettre en évidence les modules avec lesquels la communication n'est pas établie.

Analyse de la chaîne optique de lecture

Connexion Au cours des tests de synchronisation, les signaux de références "tick marks" de l'APV sont envoyés aux AOHs, émis par les lasers et transmis le long de toute la chaîne optique. La vérification de la présence ou non d'un signal pour chacun des lasers des AOHs est effectuée. Le cas où un ou plusieurs signaux sont manquants est assez fréquent. Dans la majorité des cas, il s'agit de fibres mal connectées entre les AOHs et la mécanique de fibres sur le bouchon ou sur d'autres connecteurs plus proches des FEDs. Dans une minorité de cas, il s'agit de fibres sales, qui ont été déconnectées, nettoyées puis reconnectées. Le cas des fibres isolées ne répondant pas est attribué à un problème directement en sortie d'AOH, tandis qu'un groupe de fibres manquantes est le reflet d'un problème plus général pouvant se trouver au niveau d'un ruban ou d'un groupe de rubans. Dans un nombre de cas très limité, cela s'est avéré être lié à une fibre cassée.

Gain optique Les données relatives aux gains optiques sont obtenues à travers deux tests successifs. Tout d'abord le test nommé "gain scan" donne accès aux informations pour les 4 valeurs de gains testés. Ensuite le test d'ajustement en temps appelé "timing" donne accès aux signaux émis par les lasers, le "tick mark", après optimisation des gains. Les informations sortantes des deux tests sont enregistrées dans deux fichiers root. Le programme d'analyse, extrait et enregistre les informations importantes.

Le fonctionnement de gain de 0.8 correspondant à 640 coups ADC a été choisi. La dispersion autour de la valeur nominale est attendue pour être de 25%.

La ligne de base, la ligne maximale et la hauteur du signal de chaque "tick mark" sont calculées et enregistrées. D'autres informations relatives à la forme du signal le sont également. Il est ainsi possible de détecter toute sorte de dysfonctionnements. Le programme sort une liste de fibres suspectes, avec les valeurs associées et le signal de départ. Le cas le plus fréquent est lié à un signal trop faible. Dans la totalité des cas, cela s'est avéré être un problème de fibres sales. Les fibres ont été identifiées puis nettoyées avant d'être reconnectées. Le deuxième type de problème fut un signal saturant. Le signal émis par le laser est trop important si bien que le signal digitisé par le FED est supérieur à la gamme dynamique disponible. Ce problème dû au software peut être corrigé hors ligne et ne remet pas en cause le fonctionnement des AOHs associés. Des problèmes de synchronisation liés au PLL et non plus à l'AOH se sont également manifestés via des doubles signaux entrelacés.

Analyse du bruit L'acquisition des piédestaux et le calcul du bruit succèdent aux tests effectués sur les fibres optiques. Les APVs peuvent fonctionner en mode "peak" ou en mode déconvolution, chacun d'entre eux étant testés. Des tests avec ou sans mise sous tension des senseurs silicium sont effectués dans les deux modes. La mise sous tension est accompagnée d'une baisse significative du bruit de chaque piste, de l'ordre de 50 % due à la baisse de capacité à l'entrée des amplificateurs lorsque le senseur est déplété. Les tests sans haute tension permettent d'avoir des valeurs de référence pour le bruit et ainsi de vérifier si la haute tension est correctement appliquées sur chaque module dans le cas de mise en service des alimentations.

Le bruit est défini comme le RMS des variations, événement par événement, autour du piédestal de chaque piste, un événement correspondant à une prise de données toutes les 25 ns. Pour un événement donné, l'ensemble des pistes d'un même APV peut être affecté par des perturbations extérieures, dans ce cas on parle de bruit commun. Il est possible de prendre en compte cette contribution du bruit et de la soustraire au bruit de chacune des pistes, événement par événement. On parle alors de bruit après soustraction du mode commun.

Les analyses sont réalisées sur des fichiers root produits par l'acquisition. Les piédestaux, le bruit après soustraction du mode commun et le mode commun lui même sont enregistrés dans des histogrammes, un de chaque type par module. Pour les piédestaux et pour le bruit, la valeur est affichée en fonction du numéro de canal, allant de 1 à 512 ou 768 selon que le module possède 4 ou 6 APVs. L'analyse joue différents rôles. Elle calcule le bruit moyen de chaque APV pour chaque module, le RMS de ce bruit moyen, détecte les pistes bruyantes ou les pistes mortes. Le programme permet également de produire des graphiques synthétiques pour avoir un vue d'ensemble et pouvoir identifier les problèmes plus facilement. Des coupures sur les valeurs calculées sont également mises en place pour faire une détection automatique des problèmes.

Un des types de problèmes rencontrés est la non mise sous tension de certains senseurs. Cela se traduit par un bruit pour le ou les APVs en question, beaucoup plus important que la moyenne, et égal à celui du test sans haute tension. Dans ce cas là, les connections des câbles d'alimentation sont alors vérifiées et reconnectées.

D'autre part, le nombre de pistes et leur position est enregistrée, permettant de la sorte d'obtenir le pourcentage final et de le comparer à celui attendu avant intégration.

La lecture des DCUs

Positionnement des modules et base de données Chaque DCU possède un identifiant qui permet de le connaître sans ambiguïté. Dans la base de données de construction, l'information de cet identifiant et de la position du DCU sur un module est enregistrée. En connaissant la position du module dans le bouchon et en lisant l'identifiant du DCU installé dessus, on peut vérifier si les deux sont compatibles. Dans un certain nombre de cas, les désaccords observés sont liés à d'incorrectes valeurs entrées dans la base de données. Il s'agit souvent d'interventions survenues sur des modules assemblés dans le même institut par un même opérateur dans un laps de temps court. Ces erreurs de manipulations sont alors corrigées dans la base de données. Cette vérification de bas niveau est primordiale car les algorithmes de reconstruction des traces utilisent la position des modules en se basant sur les identifiants des DCUs. Toute erreur dans la base de données altérerait la reconstruction des traces passant par les modules pour lesquels le DCU-ID est erroné.

Analyse des tensions d'alimentation Les hybrides sont alimentés par des basses tensions de 1.25 et 2.5 V. La lecture des DCUs permet d'obtenir les tensions d'alimentation mesurées directement sur l'hybride ainsi que le courant de fuite sur les senseurs. En l'absence de particules traversant le détecteur, le courant de fuite des senseurs doit être faible, inférieur à $10 \mu A$. Le danger de courants importants a été abordé dans la section du chapitre précédent.

En cas de sous alimentation des hybrides, cela se traduit par un dysfonctionnement de l'électronique frontale qui peut aller jusqu'à la perte de communication. La lecture des DCUs a été effectuée à différentes étapes de l'acquisition pour corrélérer les problèmes observés en cas de sous alimentation. La vérification des connexions a conduit dans un certain nombre de cas au changement des câbles électriques.

Analyse des températures La lecture des DCUs permet également de mesurer des températures au sein des modules via différentes sondes positionnées sur les senseurs, les hybrides et sur les DCUs eux-même. Il est alors possible de faire une cartographie de la température dans le détecteur. Cela permet de qualifier le bon fonctionnement du système de refroidissement.

3.6.4 Les résultats

Test du circuit de refroidissement Des tests ont été réalisés pour détecter d'éventuelles fuites du circuit de refroidissement. La table 3.3 présente les mesures effectuées sur les secteurs avant et après les tests en froid. L'utilisation d'un appareil détectant les vapeurs de C_6F_{14} à un niveau très faible permet d'identifier les éventuelles micro-fuites sur le circuit de refroidissement et de résoudre le problème.

Secteurs	1	2	3	4	5	6	7	8
Avant les tests en froid	8.1	-5.3	-2.8	-4.2	-1.4	0.4	-2.0	-3.1
Après les tests en froid	-0.09	-4.2	-25.4	7.5	-4.6	-7.3	16.7	-3.0

TAB. 3.3 – Débit de fuite normalisé en 10^{-5} mbar.l.s⁻¹

La lecture des DCUs La figure 3.18 présente les résultats pour la lecture des basses tensions. Les deux graphiques du haut présentent la valeur de la tension 1.25 V pour tous les hybrides en fonction de l'anneau sur lequel ils sont positionnés. La distribution est bien centrée sur la valeur nominale (1.21 V pour 1.25 V) et le RMS reste faible 0.03 V. Ces résultats fins montrent une alimentation convenable sur la ligne de 1.25 V. Les deux graphiques du bas présentent les résultats pour le courant 2.50 V pour tous les hybrides en fonction de l'anneau sur lequel ils sont positionnés. La distribution présente un double pic. Le premier pic est centré sur 2.4 V tandis que le deuxième est centré sur 2.2 V. Le graphique de droite ne montre aucune corrélation avec les anneaux sur lesquels sont montés les modules. L'explication de ce double pic peut provenir des facteurs de calibration des DCUs qui ne sont pas correctement ajustés. Cet effet est déjà présent dans les résultats obtenus lors des tests au long terme dans PICs et n'est pas le signe d'un dysfonctionnement, aucun problème n'étant observé dans les autres mesures telles que celle du bruit. Les problèmes de fonctionnement des hybrides liés à une sous-tension observés pendant les tests d'intégration impliquaient des valeurs mesurées inférieures à 0.9 V pour la tension nominale de 1.25 V et inférieures à 2.0 V pour la tension nominale de 2.5 V. De trop faibles tensions conduisaient à des problèmes de communication

avec l'électronique. De telles valeurs ne sont pas présentes dans ces distributions, illustrant par la même que de tels problèmes ne sont plus présents.

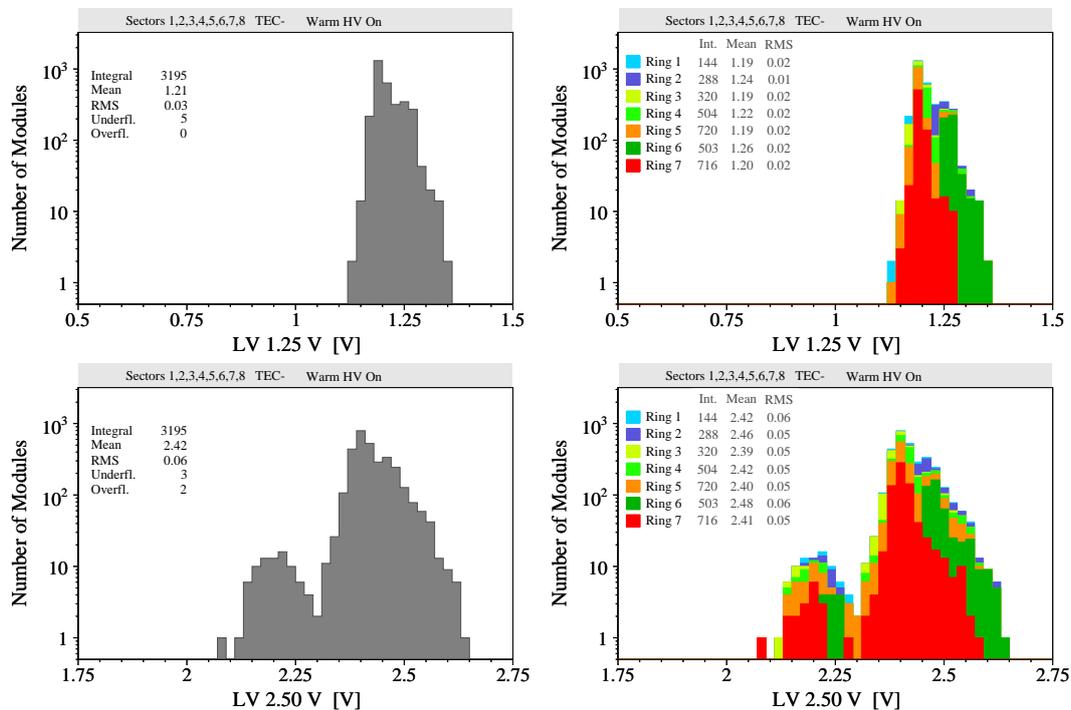


FIG. 3.18 – Lecture des basses tensions 1.25 V (en haut) et 2.50 V (en bas) reçue sur les hybrides et lues par les DCUs. Les valeurs sont présentées anneau par anneau à droite et toutes intégrées à gauche.

La figure 3.19 présente les résultats pour la lecture des températures sur les hybrides et sur les senseurs. Les informations de tous les DCUs contenus dans le bouchon sont présentées ici, mais il est à noter qu'ils font référence à des périodes d'acquisition très étalées dans le temps, et donc à des conditions environnementales variables. C'est pourquoi la largeur des distributions ne peut guère être discutée. Les deux distributions présentent un double pic qui correspond aux modules à 4 et 6 APVs. Le fonctionnement de l'électronique est source de chaleur et par conséquent les modules à 6 APVs sont plus chauds que ceux à 4. Cela explique également que la température soit plus importante sur les hybrides qui supportent l'électronique que sur les senseurs, avec un écart de près de 10°C . On note un écart de température de près de 8°C entre les deux catégories de modules sur les hybrides, et cet écart est d'environ 5°C sur les senseurs. Les températures lues montrent que le refroidissement est efficace, sans lui les températures avoisineraient les 60°C . D'autre part on ne note pas la présence de groupes de modules isolés plus chauds qui serait le signe d'un problème de circulation du fluide au sein d'un pétale par exemple. Aucun problème de circulation du fluide de refroidissement au sein des pétales n'est à noter.

La figure 3.20 présente les résultats pour la lecture du courant de fuite en échelle semi-logarithmique pour étudier en détail la queue de la distribution. Selon les experts, les modules devraient avoir un courant de fuite inférieur à $10\ \mu\text{A}$, seuil utilisé au cours des tests de qualification des modules et des pétales. Les résultats obtenus ici sont très clairement moins bons que ceux obtenus lors de l'ARC test ou bien des tests au long terme. Les courants de fuite dépendent des conditions d'humidité. Bien que le bouchon ait été soumis à un flux d'air

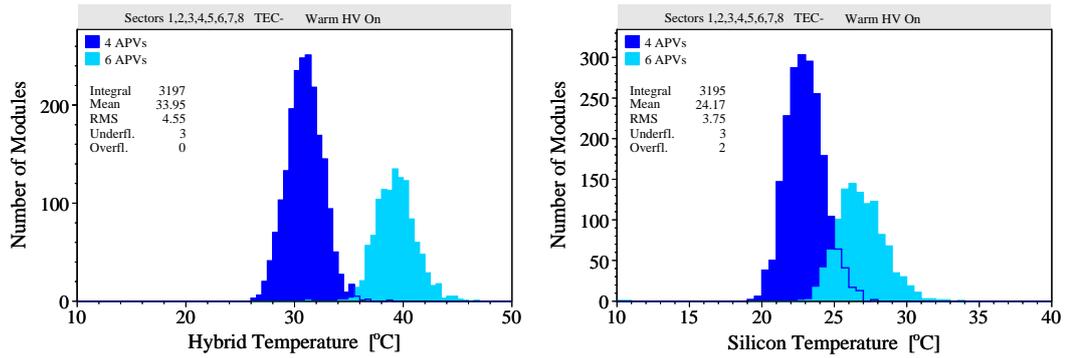


FIG. 3.19 – Températures mesurées par les DCUs de tous le bouchon sur les hybrides (à gauche) et sur les senseurs (à droite).

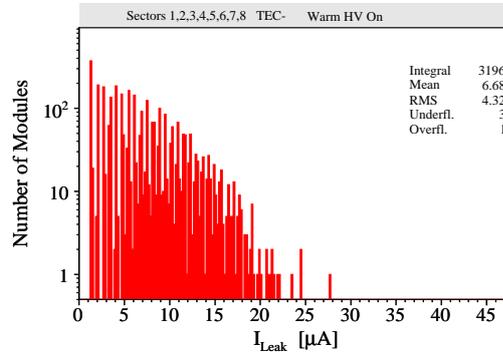


FIG. 3.20 – Courant de fuite mesuré pour tous les senseurs du bouchon.

sec, il est plus compliqué de maintenir un faible taux d'humidité dans un détecteur tel que le bouchon par rapport à un banc test pour module ou pour pétale. Ceci est une première explication à la différence mesurée lors de l'intégration du bouchons par rapport aux tests précédents, c'est le facteur dominant. D'autre part la comparaison entre les courants de fuite lus sur les alimentations et ceux lus sur les modules révèlent des différences. Les facteurs de calibration appliqués tendent à surestimer la lecture des courants de fuite. Une recalibration des DCUs a été réalisée après ce travail. Bien que les valeurs des courants de fuites d'une minorité de modules soit élevées, aucun dysfonctionnement n'a été révélé, et la distribution de courant de fuite est comparable à celle obtenue par l'équipe d'intégration du TEC+. Par conséquent les modules ayant un courant de fuite supérieur à $10 \mu A$ n'ayant manifestés aucun signe de dysfonctionnement que ce soit via l'étude du bruit ou par n'importe quelle autre étude, font partie du dispositif final.

La chaîne optique La figure 3.21 montrent les résultats des tests "gain scan". Elle montre les distributions des gains optiques pour chacune des 4 valeurs de paramètre de gain des contrôleurs lasers. Les valeurs moyennes des 4 distributions montre la proportionnalité des gains. On note un élargissement des distributions pour les gains les plus élevés en accord avec les résultats attendus. Pour les tests d'acquisitions, les gains les plus proches de 0.8 V/V par contrôleur ont été appliqués. Cela coïncide avec la valeur moyenne de la distribution du gain 1. On s'attend donc à ce que la majorité des lasers fonctionne avec le gain 1.

La figure 3.22 présente les principaux résultats pour les paramètres des contrôleurs lasers

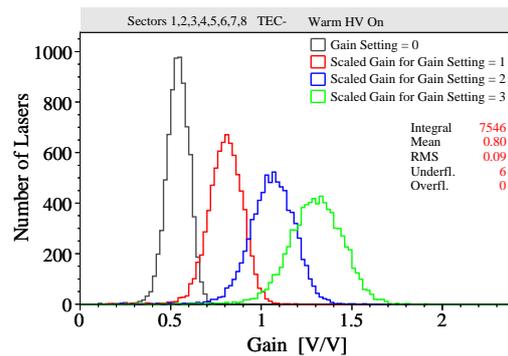


FIG. 3.21 – Résultats des gains.

et pour les signaux délivrés par les lasers. La graphique en haut à gauche présente le "biais", c'est le paramètre qui contrôle le courant de base du laser. Il doit être suffisant pour permettre au laser d'envoyer de la lumière, mais le plus faible possible. La conséquence directe est le niveau de ligne de base du signal "tickmark" envoyé par le laser et présenté en bas à gauche. Plus la ligne de base est faible, plus la gamme dynamique disponible est importante. Les FEDs qui digitisent les signaux des lasers véhiculés par les fibres optiques utilisent des ADCs 10 bits. La gamme dynamique est donc de 1024 coups ADC. Avec une ligne de base dont la valeur moyenne est de 109 coups ADCs, plus de 90% de la gamme dynamique reste disponible pour le signal. Les résultats du graphique en haut à droite nous montre qu'en grande majorité (85.7%) le gain 1 est le gain optimal. Pour les AOHs ayant le gain 3 comme gain optimal, le gain au démarrage de l'expérience est déjà maximal. Les effets des irradiations au cours de la vie du détecteur tendront à diminuer l'intensité du signal reçu ce qui devrait être compensé par un gain plus important. Pour ces fibres, cela ne sera pas possible et pourra se traduire par un signal un peu faible. Le pourcentage de laser avec un gain 3 est de 0.68%, ce qui reste acceptable. La figure en bas à droite nous montre la hauteur du signal "tickmark" pour l'ensemble des lasers du bouchon. La table 3.4 nous montre les résultats secteur par secteur. Les valeurs moyennes sont proche de la valeur nominale de 640 coups ADCs mise comme objectif lors des tests. Les experts des lasers s'attendaient à une dispersion de 25 %, ce qui définit l'intervalle [480,800]. Moins de 0.5 % des lasers sortent de cette acceptation. Pendant les tests d'intégration, des problèmes de signaux trop faibles se sont manifestés, mais le nettoyage ou la reconnection des fibres associées a pu résoudre ce genre de problème.

Le bruit La figure 3.23 présente le bruit mesuré. À gauche sont présentées les distributions du bruit normalisé pour l'ensemble des pistes du bouchon. La normalisation consiste à corriger la dispersion sur les gains optiques et se réfère à la valeur nominale de 640 coups ADCs. Sans cette normalisation, la distribution du bruit aurait une largeur plus importante. Les pistes sont répertoriées en 3 catégories : les pistes normales, bruyantes et mortes. Les pistes bruyantes présentent un excès de bruit par rapport au bruit moyen de l'APV auquel elles sont reliées tandis que les pistes mortes présentent un bruit trop faible. Une coupure à 5 fois le RMS du bruit des 128 pistes d'un APV est utilisée. Sur la droite, on peut voir la corrélation entre la longueur des pistes et le bruit mesuré, il y a proportionnalité comme prévu. En fait le bruit est proportionnel à la capacitance des pistes qui est elle même proportionnelle à la longueur de cette piste. Cela explique par conséquent le fait que des pistes bruyantes puissent avoir un bruit plus faible que certaines pistes normales ou bien que des pistes mortes puissent avoir un

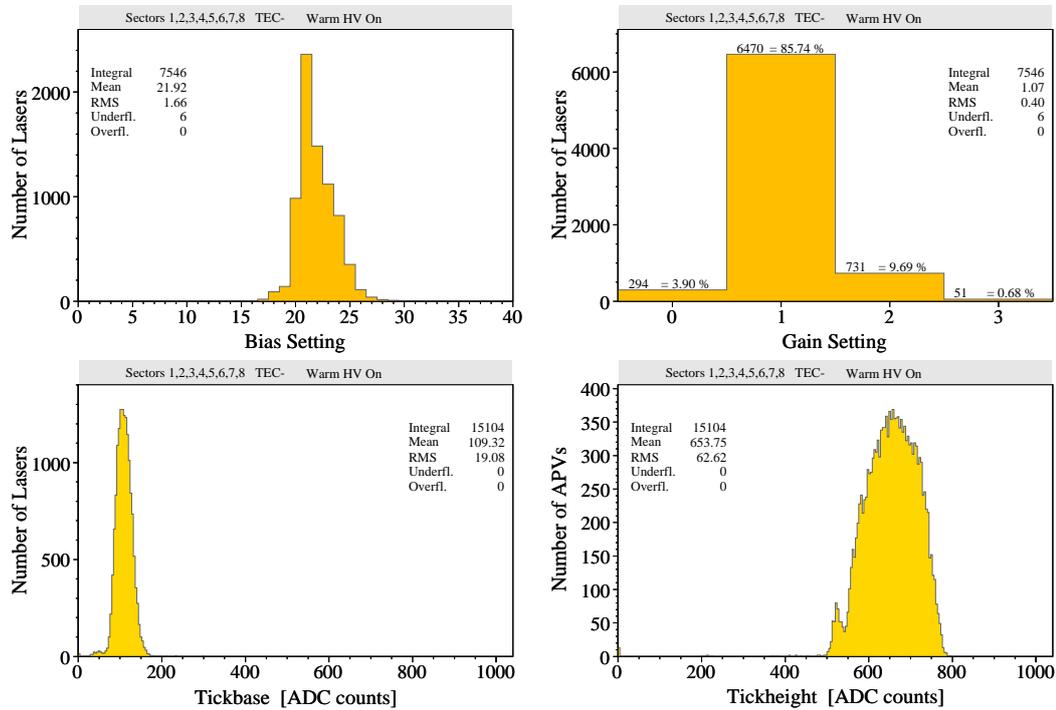


FIG. 3.22 – Paramètres optimaux pour les contrôleurs lasers (en haut), le courant de base (à gauche) et le gain (à droite). Informations sur le signal 'tick mark' digitisé par les FECs (en bas) qui sont la conséquence des paramètres précédents, la ligne de base (à gauche) et la hauteur du signal (à droite).

	Moyenne	RMS	Fraction dans [480-800]
Secteur 1	640.209 ± 1.32116	57.4057 ± 0.934198	100 %
Secteur 2	640.187 ± 1.34417	58.3436 ± 0.950469	99.78 %
Secteur 3	644.478 ± 1.3466	58.4804 ± 0.952193	99.89 %
Secteur 4	638.276 ± 1.36313	58.3766 ± 0.963882	97.18 %
Secteur 5	638.81 ± 1.3129	57.047 ± 0.928361	100 %
Secteur 6	643.529 ± 1.30953	56.9005 ± 0.925977	100 %
Secteur 7	642.734 ± 1.3399	58.1277 ± 0.947454	99.68 %
Secteur 8	641.305 ± 1.36091	59.0077 ± 0.96231	99.57 %
Tous	641.201 ± 0.4731	58.0006 ± 0.334532	99.51 %

TAB. 3.4 – Valeur moyenne de la hauteur du signal "tick mark" par secteur, ainsi que le RMS et la fraction de lasers dans l'intervalle à 25 %.

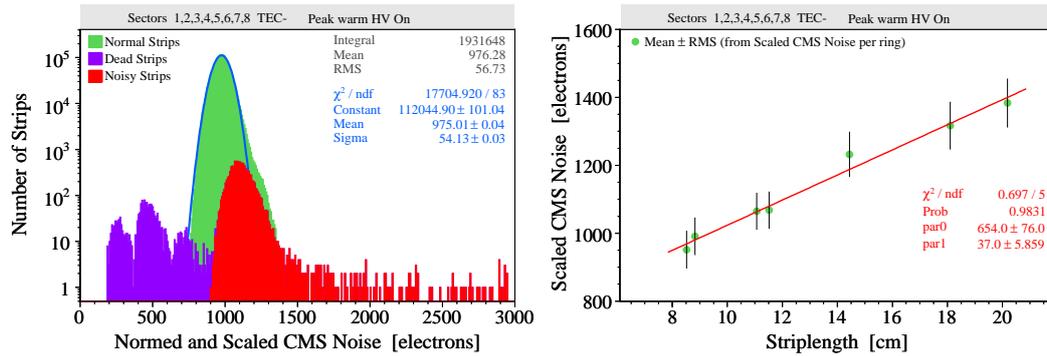


FIG. 3.23 – Bruit normalisé mesuré en mode "peak", canal par canal (à gauche) et en valeur moyenne en fonction de la longueur des pistes (à droite).

bruit plus important que d'autres pistes normales. Les différences proviennent de la longueur des pistes et donc du type de module auxquelles elles appartiennent.

La figure 3.24 représente également le bruit de chacune des pistes mais cette fois par rapport à leur position dans le détecteur. Une distinction "pétales avant" (à droite) et "arrière" (à gauche) est tout d'abord faite. Ensuite les pistes sont réparties en fonction de l'anneau sur lequel les modules sont montés et également du disque dans lequel le pétale est inséré. Pour chaque disque on observe un motif similaire, le bruit augmente avec le numéro de l'anneau. Ceci est lié au fait que la longueur des pistes des anneaux les plus extérieurs est plus importante que celle des anneaux intérieurs. Au centre de la distribution sont représentées les pistes mortes, alors que sur l'extérieur on peut voir les pistes bruyantes. Ces résultats sont obtenus pour les tests des 8 secteurs en mode "peak".

Sur la figure 3.25 à gauche est représenté le nombre mauvaises pistes par APV, en faisant la distinction entre pistes mortes et pistes bruyantes. Les pistes mortes peuvent conduire à la non observation du passage de la particule au sein de cette piste alors que les pistes bruyantes ont simplement un rapport signal sur bruit moins bon que les pistes normales. Les APVs présentant 128 canaux morts sont en fait liés à un APV ou à un laser défectueux. Hormis un APV isolé, la distribution n'excède pas 8 canaux morts par APVs. Les tests effectués lors de la production des modules ou lors de l'assemblage des pétales ont déjà permis de retirer les modules avec un nombre de canaux morts trop important. Toutefois les comparaisons des différents tests de détection du bruit montre que l'étiquetage des canaux morts est assez fluctuant. Sur la droite on peut voir la répartition des pistes mortes et des pistes bruyantes au sein d'un APV. Il apparaît très clairement que les pistes bruyantes sont situées sur le bord des APVs tandis que les pistes mortes sont uniformément distribuées.

La figure 3.26 présente la répartition des canaux en trois catégories pour le fonctionnement en mode "peak" et en mode "deconvolution". Même si des différences apparaissent entre les deux, le résultat le plus important est le nombre de canaux morts qui est d'environ 0.18%. L'objectif fixé par la collaboration CMS était de 0.3%. Ces chiffres sont donc tout à fait satisfaisants.

La figure 3.27 présente le pourcentage de canaux morts en fonction de leur position dans le bouchon. Les 9 disques sont représentés et au sein de chacun d'entre eux on peut voir les "pétales avant" et "arrière" de chaque secteur. Au sein de chaque pétale, les modules sont représentés en fonction de l'anneau sur lequel ils sont montés. Cette représentation permet de visualiser les zones présentant un fort taux de pistes mortes. Aucune corrélation géométrique n'est visible et les performances de la trajectographie devraient être uniformes en η et en ϕ .

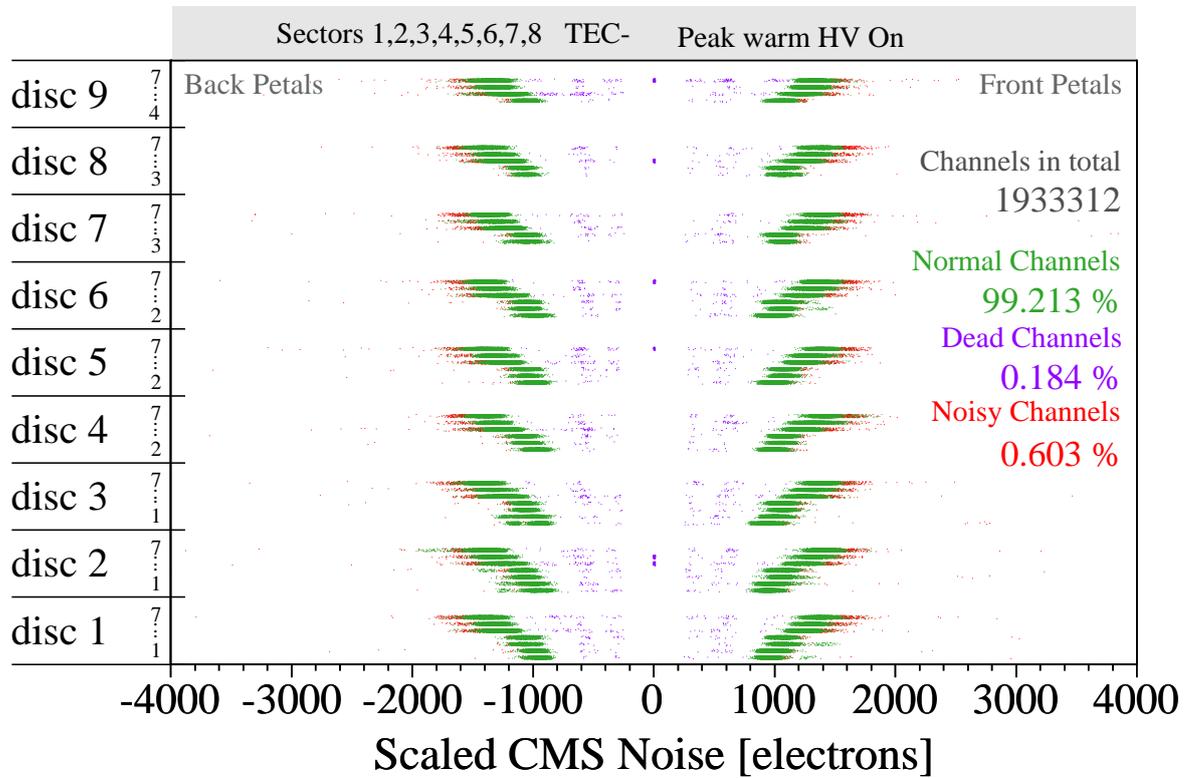


FIG. 3.24 – Représentation du bruit normalisé mesuré en mode "peak" pour l'ensemble du bouchon en fonction de la position dans les secteurs.

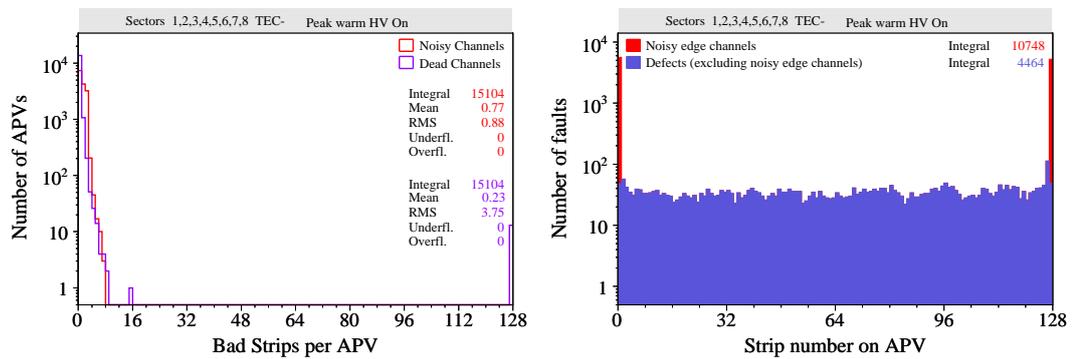


FIG. 3.25 – Nombre de canaux défectueux par APV (à gauche) et position de ces canaux au sein de l'APV. Toutes ces données ont été obtenues pour l'ensemble du bouchon en mode "peak".

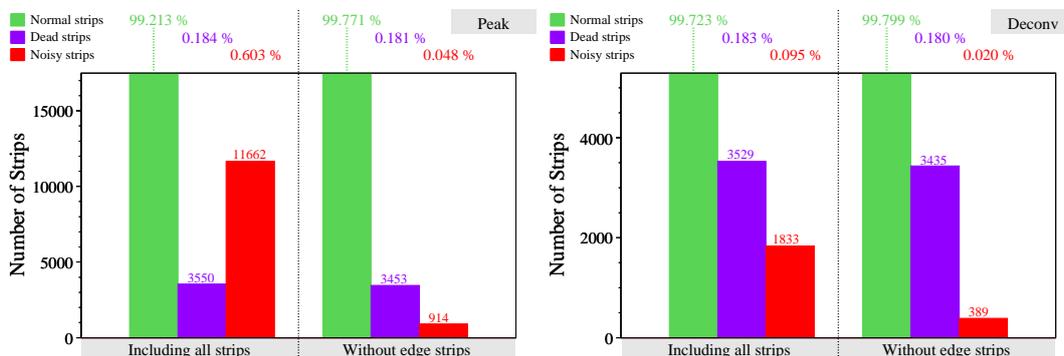


FIG. 3.26 – Résumé des canaux problématiques pour l'ensemble du bouchon observé en mode "peak" (à gauche) et en mode "deconvolution" (à droite) .

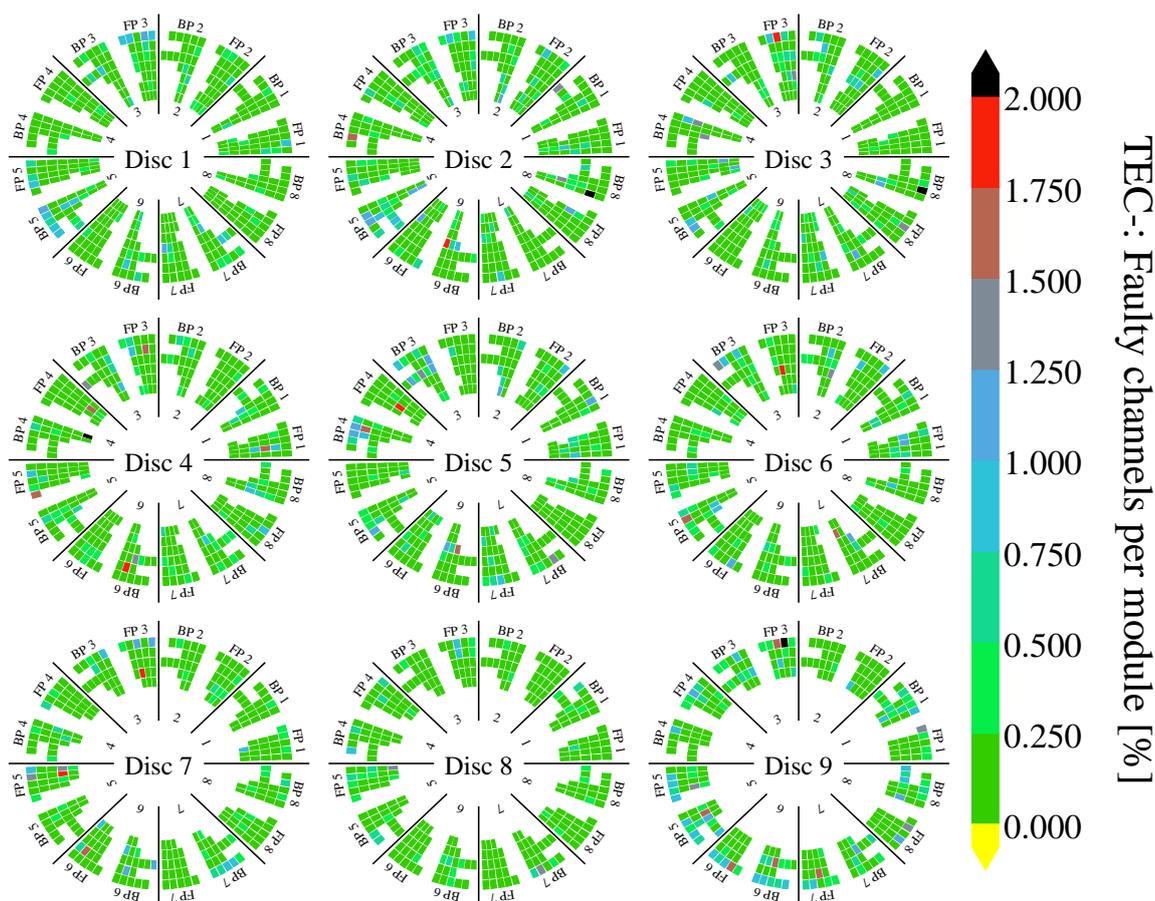


FIG. 3.27 – Résumé des canaux problématiques pour l'ensemble du bouchon observé en mode "peak" avec une représentation géométrique du bouchon .

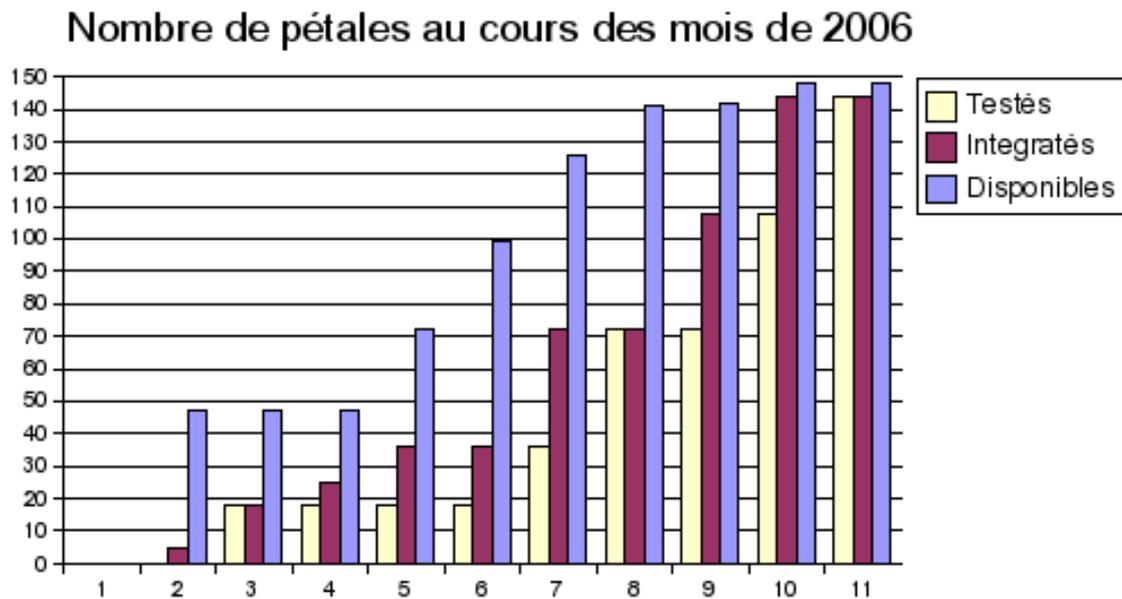


FIG. 3.28 – Vision chronologique du nombre de pétales disponibles, intégrés ou testés dans des secteurs au cours des mois de l'année 2006.

Les évolutions au cours de l'année 2006 La figure 3.28 présente le nombre de pétales disponibles, intégrés puis testés au cours de l'année 2006. Le démarrage de l'année a été consacré à la réception des premiers pétales nécessaire à l'intégration du premier secteur. Les secteurs ont ensuite été intégré par tour de "pétales avant" et "arrière". Le test du premier secteur a pris près de 4 mois, temps nécessaire pour comprendre le fonctionnement de l'acquisition, corriger les erreurs d'algorithme et développer les outils d'analyse. Cette période a permis de comprendre les erreurs typiques de la mise en oeuvre du bouchon et de trouver les solutions adaptées. L'intégration et le test des autres secteurs ont été beaucoup plus rapides, et il a fallu gérer l'approvisionnement en pétales. En effet, il existe 8 types de pétales et la seule donnée du nombre de pétales disponibles ne reflète pas la disponibilité des pétales nécessaire à l'intégration d'un secteur.

Voici un résumé des problèmes les plus significatifs apparus lors de l'intégration du TEC-

- Le nombre de câbles LIC fournis ne comptait aucun câble de rechange. Or plusieurs câbles se sont révélés non fonctionnels que ce soit par l'étude des tensions lues sur les DCUs ou par la mesure du bruit. Il a donc fallu tester les premiers secteurs en plusieurs fois, multipliant ainsi le temps de prise de donnée, les risques d'erreurs et compliquant la tâche de l'analyse.
- Des problèmes d'instabilité d'horloge et de signal de déclenchement se sont avérés avoir comme origine un problème de firmware d'un FEC version 3. Des explications du côté du détecteur ont été longuement recherchées avant que l'origine ne soit connue.
- Des problèmes de compresseur sur la machine réfrigérante ont interrompu les tests des secteurs, le refroidissement étant indispensable.
- Des problèmes de pollution du liquide de refroidissement ont nécessité l'intervention d'experts du CERN qui ont procédé à des analyses d'échantillon puis à la décontamination par un système de filtre à charbon.
- Une partie des modules ont été produits sans de micro-fils électriques sur la face arrière,

constituant un éventuel point de fragilité après plusieurs années de fonctionnement. Il a fallu retravailler ces modules, les retirer de certains pétales. Une partie des pétales étaient déjà intégrés dans le bouchon, ce qui explique la présence sur la figure 3.17 de tels modules dans la structure.

- Il a fallu procéder à la désinsertion de pétales du secteur 4 pour effectuer des réparations et également pour retravailler les modules sans bondings sur la face arrière.
- Les connecteurs Molex [48] qui sont situés à la sortie des pétales présentaient des défauts mis en évidence par l'équipe d'intégration du TEC+. Il a fallu changer les connecteurs de l'ensemble du bouchon. Ce travail a nécessité la participation d'une main d'oeuvre nombreuse pour être effectué dans un délai acceptable de trois semaines. On peut voir ces opérations sur la figure 3.29

La table 3.5 présente l'état du bouchon intégré dans sa version finale. Certains problèmes observés durant l'intégration sont mineurs et n'affecteront pas les performances de la trajectographie, seuls les canaux morts auront un impact direct. En ce qui concerne le bruit, 6 APVs présentent un bruit non plat ou bien trop important. Cela ne devrait pas nuire à leur fonctionnement mais diminuer le rapport signal sur bruit. Sachant que l'objectif est d'avoir un rapport $S/B > 10$ en mode "peak" pour la durée de fonctionnement du trajectographe et que les tests en faisceaux montrent des valeurs avoisinant 30, ces 6 APVs ne devraient pas poser de problème. Les 4 fibres n'envoyant pas de signal ainsi que l'APV endommagé du secteur 4 contribuent au pourcentage de canaux morts. Ce problème n'a pas été solutionné par une désinsertion des pétales car les risques encourus étaient trop importants. Les particules traversant le bouchon rencontreront sur leur passage près de 14 couches de détection, alors que certaines régions en η n'en comptent que 9. La présence de quelques canaux morts dans cette région du détecteur n'aura pas d'importantes répercussions sur la reconstruction des traces. Enfin le pourcentage de canaux morts est de 0.18 %, ce qui est inférieur au seuil de 0.3 % fixé par la collaboration.

	APVs avec un bruit non plat	APVs trop bruyants	Fibres manquantes	APVs endommagés	Pourcentage de mauvais canaux
Secteur 1	0	0	0	0	0.12%
Secteur 2	0	1	0	0	0.11%
Secteur 3	0	0	1	0	0.31%
Secteur 4	0	0	1	1	0.21%
Secteur 5	1	0	0	0	0.21%
Secteur 6	1	0	0	0	0.14%
Secteur 7	1	2	0	0	0.15%
Secteur 8	0	3	2	0	0.33%
Total	3	3	4	1	0.18%

TAB. 3.5 – Résumé des défauts relevés sur le bouchon intégré dans sa version finale.

Conclusion

L'intégration du TEC- s'est étalée sur une période d'un an. L'insertion des pétales a été réalisée par une équipe de 4 techniciens supervisés par un ingénieur. Tous les secteurs ont été testés et modifiés jusqu'à garantir une mise en oeuvre complète du bouchon. Le détecteur a ensuite été placé pendant près de 2 mois en chambre froide où deux secteurs ont pu être



FIG. 3.29 – Techniciens en train d'effectuer le changement de connecteurs Mollex sur l'ensemble du bouchon .

retestés à -20°C dans les conditions finales de fonctionnement. Par la suite, le bouchon a été intégré avec le reste des autres éléments du trajectographe dans le tube support. Pendant près de 4 mois, une mise en oeuvre de 12.5 % du trajectographe a eu lieu pour tester le fonctionnement des sous-détecteurs mis ensemble.

Chapitre 4

La physique du quark top au sein du Modèle Standard

La physique des particules est le domaine de recherche qui étudie les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Les performances expérimentales et les ingéniosités théoriques qui ont ponctuées ce dernier demi-siècle ont permis d'aboutir à la découverte de nombreuses particules et à leur interprétation. Le cadre théorique actuel de la physique des particules a été fondé dans les années 1970 et est connu sous le nom de "Modèle Standard". Ce modèle inclut toutes les particules élémentaires observées et décrit trois des quatre interactions fondamentales : les interactions électromagnétique, faible et forte. Le succès du Modèle Standard repose sur son pouvoir de prédiction qui a été expérimentalement vérifié avec une très grande précision. Toutefois plusieurs arguments évoqués dans ce chapitre, suggèrent de le considérer comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Une des voies privilégiées pour l'observation d'une nouvelle physique, c'est à dire d'une manifestation non prédite par le Modèle Standard, repose sur l'étude détaillée du quark top. Dernière quark découvert en 1995, le quark top est la particule la plus massive jamais observée, ce qui en fait une particule singulière dans la recherche de nouvelle physique. La première partie de ce chapitre est consacrée à une brève introduction du Modèle Standard, puis suivie d'une partie dédiée à la physique du quark top. La dernière partie traite des extensions théoriques envisagées prédisant l'existence de résonances se désintégrant en paires de quarks top.

4.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

La description de la matière et des forces observées dans la Nature peut être interprétée en terme de ses constituants élémentaires et de leurs interactions. Les particules élémentaires étant de très petite taille (inférieure à 10^{-18} m) pouvant se déplacer à des vitesses proches de celle de la lumière, le formalisme utilisé repose sur la théorie quantique des champs qui incorpore la mécanique quantique et la relativité restreinte. Dans un premier temps nous décrivons les particules élémentaires ainsi que leurs interactions avant d'introduire le formalisme du Modèle Standard. La troisième partie est consacrée au mécanisme de Higgs qui permet de générer les masses des particules sans briser la symétrie du formalisme. Et enfin la dernière partie traitera de ce que l'on pourrait appeler les "imperfections" du Modèle Standard.

	Leptons			Quarks		
	saveur	masse (GeV/c ²)	charge électrique (e)	saveur	masse (GeV/c ²)	charge électrique (e)
Première famille	e^-	0.511×10^{-9}	-1	d down	$(3-7) \cdot 10^{-3}$	-1/3
	ν_e	$< 3 \times 10^{-9}$	0	u up	$(1.5-3) \cdot 10^{-3}$	2/3
Deuxième famille	μ^-	0.106	-1	s strange	$(70-120) \cdot 10^{-3}$	-1/3
	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-9}$	0	c charm	1.15-1.35	2/3
Troisième famille	τ^-	1.777	-1	b beauty	4.1-4.3	-1/3
	ν_τ	< 0.018	0	t top	172.8	2/3

TAB. 4.1 – Table des particules élémentaires regroupées en trois familles de quarks et leptons.

4.1.1 Les particules élémentaires et les interactions fondamentales

Les particules élémentaires Les particules élémentaires de matière sont au nombre de 12. Elles sont présentées dans la table 4.1. Ce sont des particules de spin 1/2 appelées fermions. Elles respectent le principe d'exclusion de Pauli. Au niveau quantique, cela signifie que la fonction d'onde d'un ensemble de fermions est antisymétrique sous l'échange de deux particules. Autrement dit, deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique. C'est ce principe qui explique notamment l'origine de la structure en couche des électrons de valence autour de l'atome.

Parmi les particules de matière on peut distinguer deux catégories : les leptons et les quarks. Les électrons, muons et taus sont des leptons chargés, tandis que les leptons neutres (de charge électrique nulle) qui leur sont associés sont appelés neutrinos. Les leptons peuvent interagir par interaction électromagnétique ou par interaction faible. Les quarks sont des particules porteuses d'une charge électrique fractionnaire ($\pm 1/3$ ou $\pm 2/3$) qui sont sensibles à l'interaction forte à la différence des leptons. Les quarks et leptons sont regroupés en trois générations (ou familles) qui se distinguent entre elles par les saveurs et les masses des particules. Toute la matière "ordinaire" constituant notre monde visible est exclusivement constituée de particules appartenant à la première génération. En effet, la diversité des éléments du tableau de Mendeleïv se réduit au niveau élémentaire à un ensemble d'électrons et de nucléons (protons et neutrons) constitués des quarks u et d (neutron : udd et proton : uud). Les particules possèdent des propriétés externes (la masse et le spin) et internes. Les propriétés internes sont la charge électrique (liée à l'interaction électromagnétique), la saveur (liée à l'interaction faible) et la charge de couleur (liée à l'interaction forte). Seuls les quarks sont porteurs d'une charge de couleur. A chacune de ces 12 particules de matière ¹⁹ est associée une anti-particule, c'est à dire une particule de même masse, mais dont les nombres quantiques de charge sont opposés.

Les interactions fondamentales Il existe quatre interactions fondamentales permettant d'expliquer toutes les forces observées dans la nature. Bien que dominante aux grandes échelles (mécanique céleste), la gravitation est tout à fait négligeable par rapport aux trois autres interactions aux échelles de distance et d'énergie considérées en physique des particules ²⁰. Les interactions fondamentales auxquelles sont soumises les particules de matière sont associées à

¹⁹Pour être plus précis, chaque quark se décline sous trois charges de couleur distinctes, ce qui porte le nombre de particules élémentaires à 24.

²⁰A titre d'exemple, l'intensité de l'attraction gravitationnelle entre deux protons est de l'ordre de 10^{-36} fois celle de la répulsion électrostatique.

bosons	masse GeV/c ²	charge électrique (e)	interactions
photon	0	0	électromagnétique
W^\pm	80.40	± 1	faible
Z^0	91.19	0	faible
gluons	0	0	forte

TAB. 4.2 – Table des bosons médiateurs des interactions fondamentales.

un échange de particules de spin 1 appelées "bosons de jauge".

L'interaction électromagnétique intervient entre toutes les particules porteuses d'une charge électrique, indépendamment de la saveur et de la charge de couleur : seuls les neutrinos ne subissent pas l'interaction électromagnétique. Le photon est le boson de jauge associé à cette interaction. L'interaction faible est responsable du changement de saveur lors de la désintégration d'une particule. La désintégration β , c'est à dire la désintégration de neutrons en protons, est interprétée au niveau des constituants élémentaires comme le changement de saveur d'un quark "d" en un quark "u" avec émission d'un électron et d'un neutrino. Les bosons médiateurs de l'interaction faible sont les W^\pm et Z^0 , les bosons W^\pm étant associés au changement de saveur avec changement de charge électrique (courant chargé).

L'interaction forte est sensible à la charge de couleur des particules et permet d'en changer. Elle est responsable de la cohésion des nucléons et les liaisons entre nucléons au sein de noyau atomique sont les interactions résiduelles liées à la polarisation de la distribution de couleur des nucléons. Les bosons médiateurs de l'interaction forte sont appelés gluons et sont au nombre de 8. Les gluons et les photons sont des bosons de masse nulle tandis que les bosons W^\pm et Z^0 sont des particules très massives (cf résumé du tableau 4.2).

4.1.2 Le Lagrangien du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie de jauge qui regroupe la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit l'interaction forte, et la théorie électrofaible qui unifie l'interaction faible et l'électromagnétisme. C'est ainsi qu'au sein d'un même modèle sont réunis trois des quatre interactions fondamentales. Cette section est une brève introduction au formalisme qui soutient le Modèle Standard où une approche conceptuelle est privilégiée aux équations.

Introduction à quelques concepts théoriques En physique des particules, la description mathématique des phénomènes physiques reposent sur le formalisme de la théorie quantique des champs. Une approche quantique est nécessaire à la description des particules élémentaires pour lesquelles les interactions sont abordées en terme de probabilité de transition d'un état initial vers un état final. L'approche relativiste permet de prendre en compte le temps de propagation des interactions (via l'échange de bosons) ainsi que la description des particules de grande énergie (se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière). L'électromagnétisme de Maxwell, théorie classique des champs, a laissé place à l'électrodynamique quantique, théorie quantique des champs, qui a permis avec succès de rendre compte de la quantification des niveaux d'énergie des atomes et de l'effet photo-électrique. A chaque particule est associée un champ $\Psi(\vec{v}, t)$ dépendant des coordonnées d'espace-temps. Les interactions entre champs quantiques sont locales, et l'on associe des propagateurs aux bosons médiateurs échangés entre particules interagissantes. La création et l'annihilation de particules y est décrite en termes d'opérateurs faisant varier le nombre de champs. L'ensemble des informations de la théorie

sont contenues dans un Lagrangien \mathcal{L} qui est une fonction des champs et de leurs dérivées partielles. A partir de ce Lagrangien on peut extraire le couplage des interactions ou bien encore calculer des sections efficaces de différents processus. Les équations du mouvement sont calculées de sorte à minimiser la valeur de l'action $S = \int \mathcal{L} dx^4$.

La méthode de calcul des observables repose sur un développement en série dit "perturbatif". Il s'agit d'une approximation dont la précision augmente avec l'ordre auquel est calculée l'observable. Le premier ordre est communément appelé calcul à l'arbre (ou LO, Leading Order en anglais). Richard Feynman proposa en 1949 des règles de calculs diagrammatiques dans lesquels les particules sont représentées par des lignes et où les raccordements de lignes sont appelés vertex. Les diagrammes dits de "Feynman" sont définis ordre par ordre, où l'ordre est le nombre de vertex divisé par 2. Des exemples seront présentés dans la partie consacrée à la physique du top. Les calculs perturbatifs restent valables dans la limite où les constantes de couplage des interactions restent faibles vis à vis de l'unité. Les diagrammes contenant des boucles relatives aux contributions quantiques du vide entraînent des divergences (l'impulsion des particules n'étant pas bornée). Ces divergences peuvent être formellement absorbées par une redéfinition des constantes de couplages et des propagateurs des champs : c'est ce que l'on nomme la renormalisation. Il faut cependant choisir une échelle d'énergie qui soit adaptée au processus calculé. Au final, on obtient des constantes de couplage effectives (des charges effectives et des masses effectives) qui dépendent de l'énergie mise en jeu lors des processus.

En physique des particules, la formulation des théories utilise des outils issus de la théorie des groupes pour refléter les symétries des systèmes de particules élémentaires. Par exemple, la symétrie qui relie l'électron au neutrino électronique ou le quark u au quark d dans les processus d'interaction faible est formalisée par le groupe SU(2). Le théorème de Noether exprime le lien qui existe entre les lois de conservation et l'invariance des lois physiques en ce qui concerne certaines transformations (les symétries). Ainsi à la symétrie électrofaible est associée la conservation de l'isospin faible. Pour respecter ces symétries, le Lagrangien décrivant un système de particules doit être invariant de jauge, c'est à dire invariant sous certaines transformations. Le Modèle Standard se fonde sur le principe d'invariance de jauge locale, c'est à dire d'invariance sous des transformations dépendantes des coordonnées d'espace-temps. C'est en imposant cette invariance de jauge que sont "générées" les interactions et les champs vectoriels qui sont les médiateurs des forces. Techniquement, ils apparaissent dans les dérivées covariantes, comme nous le verrons par la suite.

La chromodynamique quantique Le modèle des quarks introduit par Gell-Man et Zweig en 1963 permettait d'expliquer l'ensemble des états hadroniques observés à partir de leur structure en trois quarks u , d et s . Cependant pour pouvoir rendre compte de l'observation d'un état lié sss de spin $3/2$ (la particule Ω^-) sans violer le principe d'exclusion de Pauli, il a fallu postuler l'existence d'un nouveau nombre quantique différenciant chacun des trois quarks s . Ce nombre quantique est appelé charge de couleur (ou couleur) par analogie avec les trois couleurs primaires : rouge, vert et bleu. La conservation de la charge de couleur par l'interaction forte induit l'existence d'une nouvelle symétrie associée au groupe SU(3)_c (l'indice c faisant référence à la couleur). Dans cette représentation, chaque quark s'écrit sous la forme d'un triplet de couleur. Pour respecter l'invariance de jauge du Lagrangien sous la symétrie de couleur, des dérivées covariantes sont introduites sous la forme :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \lambda_a G_\mu^a \quad (4.1)$$

dans lesquelles interviennent la constante de couplage fort g_s , les huit générateurs du groupe SU(3) $\lambda_{a=1\dots 8}$ (les matrices de Gell-Mann) et les huit champs de jauge G_μ^a . Ces champs

de jauge sont associés à des bosons de spin 1 médiateur de l'interaction forte : les gluons. $SU(3)$ étant un groupe non abélien (non commutatif), les gluons vecteurs de l'interaction forte sont eux-même porteurs de la charge de couleur. C'est à dire qu'ils peuvent interagir via l'interaction dont ils sont les médiateurs. Cela se traduit par l'existence de vertex d'auto-interaction à trois et quatre gluons.

Le Lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD) s'écrit ainsi :

$$L_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (4.2)$$

$$= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + g_s \bar{\psi}\gamma^\mu \lambda_a \psi G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (4.3)$$

$$\text{avec } G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c \quad (4.4)$$

Il se décompose en trois termes, un terme de quarks libres, un terme de couplage entre quarks et gluons et un terme de gluons. C'est dans le terme des gluons ($\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$) qu'interviennent les vertex à 3 et 4 gluons.

Au premier ordre la constante de couplage nue de la chromodynamique quantique est $(\alpha_S)_0 = \frac{g_0^2}{4\pi}$. Après renormalisation de la théorie à une échelle μ^2 , la constante de couplage pour un moment transféré Q^2 peut s'écrire :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{4\pi} b_0 \ln(\frac{Q^2}{\mu^2})} \quad \text{avec } b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_c \quad (4.5)$$

où N_f est le nombre de saveurs : 6 quarks et N_c le nombre de couleurs : 3. La constante de couplage diminue lorsque le moment transféré augmente. C'est à dire que l'interaction entre quarks décroît lorsque la distance entre quark diminue : on parle de liberté asymptotique. On peut dire que la chromodynamique quantique devient une théorie quasi-libre à courte distance. Sa constante de couplage devenant négligeable devant l'unité aux courtes distance, on peut utiliser le développement perturbatif, ce qui n'est pas le cas aux longues distances. Une autre particularité de l'interaction forte, est ce que l'on appelle le confinement. Les quarks sont nécessairement confinés dans des structures (états liés) neutres vis à vis de la charge de couleur. Les structures hadroniques peuvent être des états liés de 2 quarks de couleur/anti-couleur appelés mésons, et des états liés de 3 quarks (avec trois couleurs différentes) appelés baryons. La recherche d'état plus complexe à 5 quarks (les pentaquarks) est encore à l'ordre du jour. Tandis que la production de quarks ou de gluons dans les collisionneurs hadroniques est bien décrite par la chromodynamique quantique non perturbative, l'évolution de ces particules chargées de couleur dans le détecteur fait intervenir la version non perturbative de QCD et nécessite l'introduction de modèles dit d'*hadronisation*. Lorsque les quarks produits lors des collisions s'éloignent les uns des autres, la constante de couplage qui les relie augmente et par là même leur énergie. Lorsque cette énergie est suffisante, la création de paires de quarks anti-quarks va permettre de confiner les quarks initiaux dans des hadrons.

La théorie électrofaible L'étude des désintégrations β a conduit à l'observation de la violation de parité ²¹. Il en va de même avec la non observation de neutrinos d'hélicité ²² droite. Pour rendre compte de cette observation, les champs fermioniques de chiralité ²³ gauche sont

²¹Invariance sous inversion des coordonnées d'espace $X^i \rightarrow -X^i$

²²l'hélicité est la projection du spin \vec{S} sur la direction du moment \vec{p} .

²³Un objet ou un système est appelé chiral s'il constitue l'image miroir d'un autre objet ou système avec lequel il ne se confond pas (non superposable).

regroupés en doublet et les composantes droites en singlet. Un nombre quantique supplémentaire est introduit, l'isospin faible T égal à $1/2$ pour les doublets d'isospin et sa projection $T_3 = \pm 1/2$ ($T = T_3 = 0$ pour les singlets). Le groupe de symétrie associé à la conservation de l'isospin est $SU(2)_L$.

La théorie électrofaible est une théorie quantique des champs unifiant l'électromagnétisme et l'interaction faible au sein d'une même théorie inspirée de l'électrodynamique quantique (QED). Le groupe de jauge de cette théorie est $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le générateur du groupe $U(1)_Y$ est l'hypercharge qui est relié à la charge électrique Q et à la troisième composante d'isospin faible par la relation : $Q = T_3 + Y/2$. Le groupe de jauge utilisé dans la QED, $U(1)_{EM}$ est un sous groupe de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

En imposant l'invariance de jauge du Lagrangien sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, il est nécessaire d'avoir trois champs W_μ^i associés à $SU(2)_L$ et un champ B_μ associé à $U(1)_Y$. Ces bosons associés à l'interaction électrofaible W^\pm, Z et le photon sont décrits par des champs W_μ^\pm, Z_μ et A_μ qui sont des combinaisons linéaires des champs de jauge W_μ^i et B_μ .

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (4.6)$$

où θ_W , appelé angle de Weinberg, est l'angle de mélange défini par :

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}}.$$

La charge électrique est également obtenue :

$$e = g \sin\theta_W.$$

Dans ce modèle, les bosons médiateurs sont décrits sans masse. Le Lagrangien est de la forme :

$$L_{EW} = \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D'_\mu)\psi_R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (4.7)$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y_L B_\mu \quad (4.8)$$

$$D'_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y_L B_\mu \quad (4.9)$$

où g et g' sont les constantes de couplages respectives de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ et $F_{\mu\nu}^a$ et $B_{\mu\nu}$ sont les tenseurs des champs de jauge. L'introduction d'un terme de masse explicite du type $m^2 B_\mu B^\mu$ briserait l'invariance du Lagrangien sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dans le Modèle Standard, ce problème est résolu par l'introduction du mécanisme de Higgs, présenté plus loin.

Le Lagrangien du Modèle Standard Le modèle standard combine la chromodynamique quantique et la théorie électrofaible dans une même théorie. L'ensemble des champs du Modèle Standard ainsi que leurs nombres quantiques associés sont représentés dans la table 4.3. Le groupe de symétrie devient alors $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le Lagrangien du Modèle Standard peut être divisé en plusieurs composantes :

	Generation			Nombres quantiques					
	I	II	III	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	T	T_3	Q
$Q_L^i =$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	3	1/6	1/2	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3
$u_R^i =$	u_R	c_R	t_R	3	1	2/3	0	0	+2/3
$d_R^i =$	d_R	s_R	b_R	3	1	-1/3	0	0	-1/3
$L_L^i =$	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2	1/2	+1/2 -1/2	-1 0
$e_R^i =$	e_R	μ_R	τ_R	1	1	-1	0	0	-1
$\phi =$	$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1	2	1/2	1/2	+1/2 -1/2	+1 0

TAB. 4.3 – Les champs du Modèle Standard et leurs nombres quantiques. T et T_3 sont l'isospin faible et sa troisième composante, et Q est la charge électrique. Les indices L et R font respectivement référence aux particules gauches et droites.

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{matiere} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (4.10)$$

La première partie est le pur Lagrangien de jauge (on parle également de secteur de Yang-Mills) donné par :

$$\mathcal{L}_{jauge} = \frac{1}{2g_S^2} \text{Tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \frac{1}{2g^2} \text{Tr} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} - \frac{1}{2g'^2} \text{Tr} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (4.11)$$

où $G^{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$ et $B^{\mu\nu}$ sont les tenseurs des champs des gluons, de l'interaction faible et de l'hypercharge. Ces termes contiennent l'énergie cinétique des champs de jauge et leur propres interactions.

La Lagrangien de la matière (on parle également de secteur de Dirac) est :

$$\mathcal{L}_{matiere} = i\bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + i\bar{u}_R^i \not{D} u_R^i + i\bar{d}_R^i \not{D} d_R^i + i\bar{L}_L^i \not{D} L_L^i + i\bar{e}_R^i \not{D} e_R^i \quad (4.12)$$

Cette partie contient les termes cinétiques des fermions ainsi que leurs interactions avec les champs de jauge qui sont contenus dans les dérivées covariantes telles que :

$$\not{D} Q_L = \gamma^\mu (\partial_\mu + ig_s G_\mu + ig W_\mu + i\frac{1}{6} g' B_\mu) Q_L \quad (4.13)$$

On voit apparaître dans \mathcal{L}_{jauge} et $\mathcal{L}_{matiere}$, les trois couplages g_s , g et g' relatifs aux trois groupes de symétrie. Alors que les deux premiers termes suffisent à décrire la dynamique des fermions et des bosons de jauge, les deux derniers termes sont introduits par le mécanisme de Higgs et servent à introduire les masses. Le terme \mathcal{L}_{Yukawa} (on parle de secteur de Yukawa) décrit le couplage de Yukawa entre les champs fermioniques et le champ de Higgs et attribue donc une masse aux fermions. Le dernier terme \mathcal{L}_{Higgs} est le terme qui permet d'attribuer des masses aux bosons W^\pm et Z et au boson de Higgs par self-interaction.

4.1.3 Introduction de la masse : le mécanisme de Higgs

Les masses des particules ne peuvent pas être introduites dans le Lagrangien par des termes de masse sous peine de briser explicitement l'invariance de jauge du Lagrangien sous la symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La génération des masses dans le Modèle Standard est

assurée par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie appelé mécanisme de Higgs [49]. L'idée consiste à introduire un champ scalaire dont les termes cinétiques et le potentiel sont invariants de jauge, mais dont l'état fondamental ne fait pas apparaître la symétrie de manière explicite : on parle également de "symétrie cachée". L'introduction d'un doublet d'isospin de champs scalaires complexes Φ d'hypercharge égale à 1, est la solution la plus simple et suffisante.

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

où Φ^+ et Φ^0 sont deux champs scalaires complexes respectivement de charge électrique positive et nulle. Le Lagrangien de ce champ est de la forme :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D_\mu \Phi_H) - V(\Phi_H) \quad (4.15)$$

Le premier terme est cinétique, et le second est un potentiel de la forme :

$$V(\Phi_H) = \mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda (\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2 \quad \lambda > 0 \quad (4.16)$$

où μ et λ sont des paramètres libres. Pour générer la brisure de symétrie et avoir un potentiel minimum pour des valeurs de Φ_H non nulles, il faut que $\mu^2 < 0$. L'allure du potentiel, pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, est donnée sur la figure 4.1.

Ce potentiel admet une infinité de minima pour lesquels la symétrie sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ n'est plus explicite :

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (4.17)$$

Alors que le Lagrangien respecte la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, l'état fondamentale la brise.

Le doublet Φ peut alors être développé autour de son état fondamental :

$$\Phi_H = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\Theta}_a \cdot \vec{T}^a} \begin{pmatrix} 0 \\ h + v \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

où $v=246$ GeV est la densité moyenne d'énergie dans le vide, $T^{a=1,2,3}$ sont les générateurs de $SU(2)$ et $\Theta_a(x)$ sont trois champs de Golstone de masse nulle apparaissant lors de la brisure d'une symétrie continue.

Pour un choix particulier de jauge (jauge unitaire), les bosons de Golstone peuvent être absorbés par les bosons W^\pm et Z^0 et ils donnent les masses aux bosons. L'expression du doublet Φ s'écrit alors :

$$\Phi_H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h + v \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Après ce choix de jauge, le potentiel scalaire s'exprime comme :

$$V(h) = -\frac{1}{8}\lambda v^4 + \frac{1}{2}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}\lambda v h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4. \quad (4.20)$$

À l'issue de la brisure spontanée de la symétrie, on obtient le champ scalaire h et la valeur constante non nulle du champ de Higgs dans le vide v . Le boson associé acquiert une masse par l'intermédiaire de son auto-couplage : c'est le boson de Higgs. Les masses des bosons de jauge sont quant à elles obtenues par interaction des champs de jauge avec le champ de Higgs. Cette interaction est contenue dans le terme cinétique du Lagrangien du secteur scalaire :

$$\mathcal{L}_{cin} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \quad \text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + i\frac{g'}{2}Y_\Phi B_\mu, \quad (4.21)$$

où les termes quadratiques en W_μ et B_μ sont à l'origine des masses des bosons vecteurs :

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{gv}{2}, \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}v, \\ m_\gamma &= 0. \end{aligned}$$

Si la détermination des paramètres libres g , g' et v du secteur bosonique est possible à partir des observables les mieux mesurées du Modèle Standard²⁴, la constante d'auto-interaction λ est, quant à elle, indéterminée.

La génération de la masse des fermions Les masses des fermions sont obtenues en postulant que ces derniers se couplent au boson de Higgs par le biais des couplages dits de *Yukawa*. Dans le cas des leptons, le Lagrangien correspondant est :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}^{\text{lept}}} = -\lambda_l \left[\overline{(\nu_L l_L)} \Phi l_R + \overline{l_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \right] \quad l = e, \mu, \tau. \quad (4.22)$$

En injectant l'expression 4.19 du champ de Higgs dans l'équation précédente, les masses des leptons apparaissent :

$$m_l = \frac{\lambda_l v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad m_\nu = 0. \quad (4.23)$$

Le couplage du boson de Higgs aux leptons (et à tous les fermions en général) est donc proportionnel à leur masse :

$$-\frac{i\lambda_l}{\sqrt{2}} = -\frac{im_l}{v}.$$

Les quarks étant tous massifs, les masses doivent être non-nulles pour les deux composantes des doublets d'isospin. Pour ce faire, le couplage de Yukawa précédent est généralisé par l'introduction d'un champ $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}^{\text{quark}}} &= -\lambda_d \left[\overline{(u_L d_L)} \Phi d_R + \overline{d_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \\ &\quad -\lambda_u \left[\overline{(u_L d_L)} \tilde{\Phi} u_R + \overline{u_R} \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right]. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Chaque couplage de Yukawa est donc fixé artificiellement de manière à reproduire la masse mesurée du fermion considéré.

Les états propres de masse des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction faible. Ce mélange est caractérisé par la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM) qui donne l'intensité relative des couplages entre les trois familles de quarks :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

Elle dépend de 4 paramètres libres (trois angles et une phase).

²⁴Les constantes g , g' et v sont déterminées à partir de la constante de Fermi G_F , la constante de structure fine $\alpha(m_e)$ et la masse du boson Z .

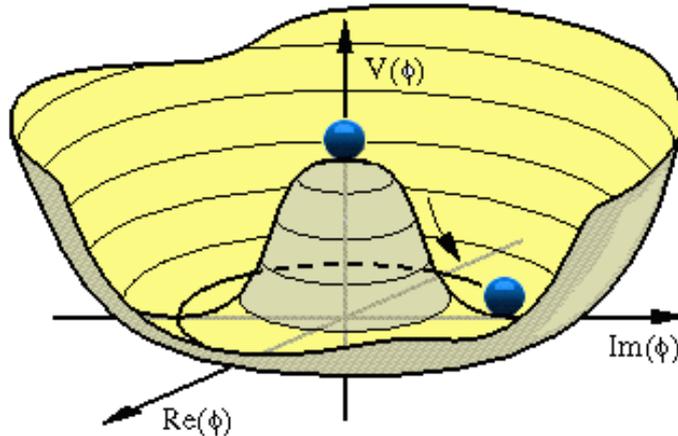


FIG. 4.1 – Allure du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Le potentiel est représenté dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$. Le choix d'un minimum particulier brise la symétrie.

Contraintes sur la masse du boson de Higgs Bien que le boson de Higgs ne soit pas observé à ce jour et que sa masse soit un paramètre libre du Modèle Standard, il est néanmoins possible de la contraindre à la fois par des considérations théoriques et par des mesures expérimentales de précision. Les trois arguments théoriques fréquemment invoqués sont présentés ci-dessous.

L'unitarité La section efficace des processus de diffusions $2 \rightarrow 2$ est proportionnelle à l'amplitude de probabilité au carré, elle-même dépendante des amplitudes partielles a_J : $\frac{d\Sigma}{d\Omega} \propto |A|^2(a_J(s))$. Le théorème optique qui s'appuie sur la conservation de la probabilité, implique l'inégalité $|Re(a_J)| < \frac{1}{2}$. En l'absence de boson de Higgs, la diffusion de bosons W polarisés longitudinalement ($W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$) viole l'unitarité, cela signifie que la somme des probabilités pour ce processus n'est plus égale à 1. Or, cette condition est nécessaire pour qu'une théorie quantique soit cohérente. Dans la limite des grandes énergies ($s \gg m_H^2, m_W^2$), on obtient une limite sur l'amplitude de l'onde partielle a_0 : $|a_0| \rightarrow \frac{G_F m_H^2}{4\sqrt{2}\pi}$ qui se traduit en limite sur la masse du boson de Higgs : $m_H \leq 870 \text{ GeV}/c^2$. En considérant également la diffusion des bosons H et Z , la limite devient alors plus stricte :

$$m_H \leq 700 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.26)$$

La trivialité L'évolution de la constante d'auto-interaction du Higgs est prédite par les équations du groupe de renormalisation. En première approximation, le couplage croît indéfiniment avec l'énergie et est exprimé sous la forme :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{v^2} \lambda(v^2)} \quad (4.27)$$

Le couplage devient infini pour une échelle Q appelée pôle de Landau : $Q_L^2 = v^2 e^{8\pi/3\lambda(v^2)}$. Pour que le modèle demeure prédictif à toute échelle d'énergie, il faudrait que ce pôle soit à une énergie tendant vers l'infini. Dans ce cas, le couplage tendrait vers 0, et la théorie deviendrait triviale car sans interaction. L'alternative consiste à borner le modèle en énergie, ce qui le laisse apparaître comme une théorie effective à basse énergie dont les effets se manifestent à

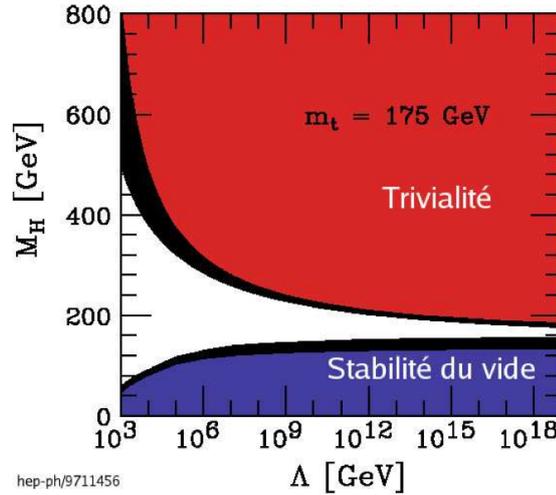


FIG. 4.2 – Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ . La borne supérieure provient de la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure est obtenue par la contrainte de stabilité du vide. L'incertitude théorique sur les deux bornes a été calculée avec $m_t = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ [51].

une échelle de nouvelle physique Λ . Cela a pour conséquence de donner une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs dépendante du domaine de validité du Modèle Standard (cf figure 4.2). En prenant cette valeur Λ à 10^{16} GeV , la limite sur le boson de Higgs est de : $m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$

La stabilité du vide Le minimum du potentiel scalaire $V(\Phi)$ doit être un minimum absolu pour que le vide de la théorie électrofaible soit stable à toute énergie. Aux grandes valeurs de Φ , la dérivée du potentiel $V'(\Phi)$ pourrait devenir négative et le potentiel ne serait plus borné par le bas comme l'illustre le graphique de gauche de la figure 4.3. Cabibbo et al [50] ont montré que cela revenait à imposer que la constante de couplage ne soit jamais négative. En incluant les corrections radiatives dues aux boucles de quarks top et de bosons de jauge, on peut calculer l'évolution de la constante de couplage λ en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ (cf graphique de droite de la figure 4.3). La contrainte $\lambda(\Lambda) > 0$ pour une échelle Λ donnée fournit une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs.

La contrainte de stabilité du vide et la contrainte de non-trivialité de la théorie donnent des limites respectivement inférieure et supérieure à la masse du bosons de Higgs en fonction de l'échelle de validité du modèle (cf figure 4.2). Pour que le modèle reste valable jusqu'à l'échelle de Planck, cela contraint la masse entre $130 \text{ GeV}/c^2$ et $180 \text{ GeV}/c^2$. Si le boson de Higgs est découvert en dehors de cet intervalle, cela signifie qu'une nouvelle physique peut exister à une échelle Λ inférieure à l'échelle de Planck.

Les mesures de précision électrofaibles En complément des contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs, les mesures de précision des observables électrofaibles, sensibles aux corrections radiatives impliquant des boucles de bosons de Higgs virtuels, permettent de prédire la masse la plus probable du boson de Higgs. La figure 4.4 présente les mesures des masses du boson W et du quark top. Outre le bon accord observé, il est à noter que les faibles masses du boson de Higgs sont privilégiées. Le graphique de gauche présente

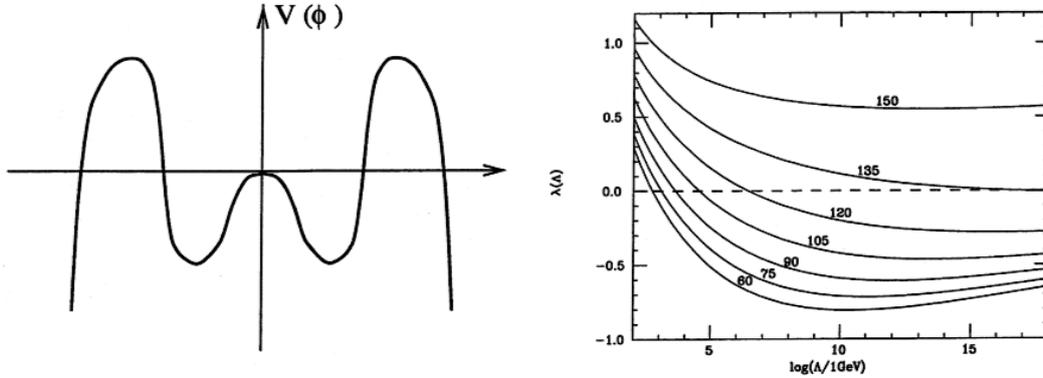


FIG. 4.3 – À gauche : exemple de potentiel de Higgs instable. À droite : évolution de la constante de couplage λ en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ pour différentes masses de Higgs. La masse du quark top est prise égale à $174 \text{ GeV}/c^2$ [52]

le résultat de l'ajustement des observables électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs. La valeur la plus probable obtenue avec cet ajustement pour la masse du boson de Higgs standard est [53] :

$$M_H = 84_{-26}^{+34} \text{ GeV}/c^2 \quad (4.28)$$

L'ajustement électrofaible exclut à 95% de niveau de confiance la zone $m_H > 154 \text{ GeV}/c^2$.

La recherche directe du boson Le boson de Higgs n'a pas été observé au LEP, pas plus qu'au Tevatron, mais les recherches directes fournissent néanmoins des limites. Le LEP étant un collisionneur e^+e^- pour lequel on peut faire un balayage de l'énergie dans le centre de masse, la limite fournie par les mesures des expériences du LEP est une borne inférieure. La figure 4.4 présente également la limite inférieure $m_h > 114.4 \text{ GeV}/c^2$, à 95% de niveau de confiance, obtenue par recherche directe du boson de Higgs au LEP [54].

4.1.4 Les imperfections du Modèle Standard

La figure 4.5 présente les résultats de la procédure d'ajustement (aucune observable n'étant fixée) pour les principales observables électrofaibles, à savoir : les valeurs mesurées, les valeurs les plus probables et les écarts associés. Ce très bon accord entre mesure expérimentale et consistance théorique, est une des démonstrations du succès du Modèle Standard. Malgré ces résistances aux tests des mesures de précision et le caractère prédictif du Modèle Standard (bosons W et Z, masse du quark top ...), un certain nombre d'interrogations et de problèmes demeurent. Il s'agit dans certains cas de questions laissées en suspend qui peuvent apparaître comme des lacunes conceptuelles, dans d'autres cas ce sont des arguments théoriques laissant à penser que le Modèle Standard serait une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale.

Le nombre de paramètres libres Le Modèle standard requiert au moins 19 paramètres libres, c'est à dire qui doivent être mesurés expérimentalement. Il s'agit des trois constantes de couplage, des masses des six quarks et des trois leptons chargés, les angles de mélange et

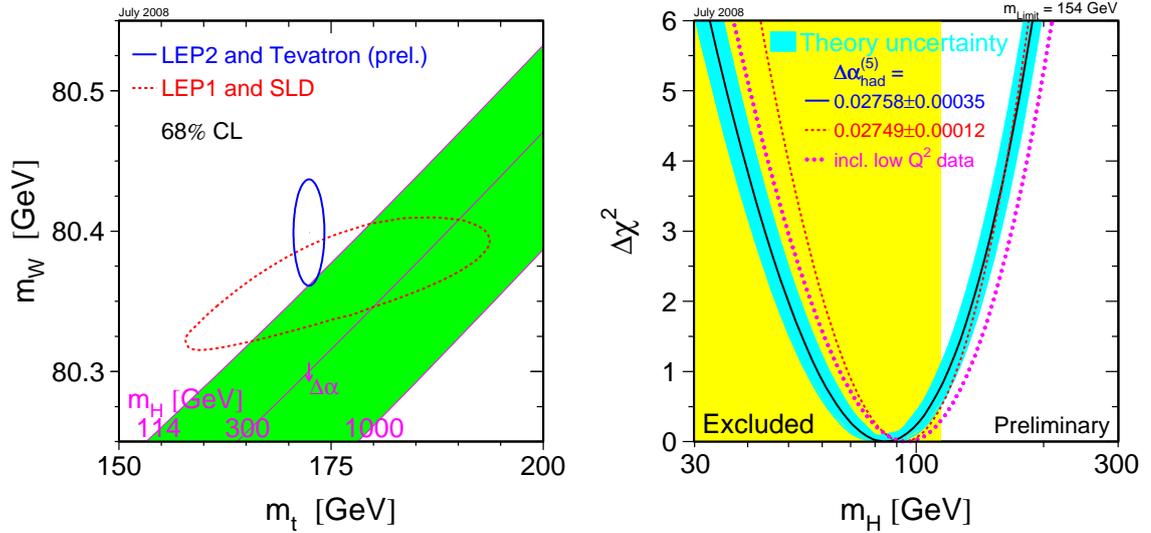
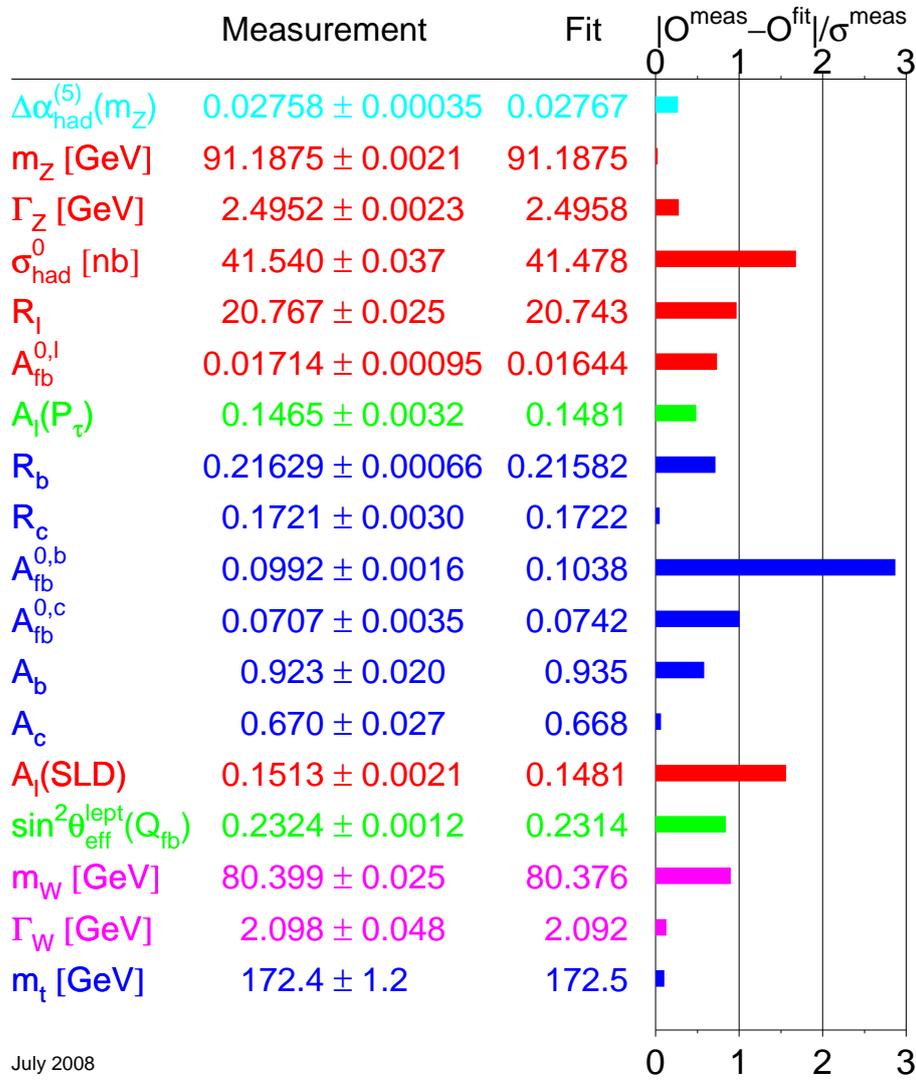


FIG. 4.4 – Sur le graphique de gauche, sont comparées les mesures de la masse du boson W et du quark top obtenues à partir des données de LEP-1 et SLD avec les résultats sur les mesures obtenues par LEP-2 et le Tevatron combinés. La dépendance logarithmique de la valeur la plus probable du boson de Higgs est également illustrée. Sur la figure de droite, est présenté le résultat de l’ajustement ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$) en fonction de l’hypothèse de masse du boson de Higgs standard, en utilisant toutes les données des mesures de précision des observables électrofaibles (été 2008) [53]. La bande bleutée autour de la ligne continue représente l’incertitude théorique. La ligne discontinue rouge montre le résultat de l’ajustement avec une valeur différente de $\Delta\alpha_{had}$ qui représente la contribution des boucles de quarks légers à la valeur de $\alpha_{em}(m_Z)$. La ligne discontinue rose représente le même ajustement en incluant les mesures réalisées à bas Q^2 par l’expérience NuTeV. Enfin, la zone jaune représente la zone exclue par la recherche directe [54].



July 2008

FIG. 4.5 – Les principales observables électrofaibles du Modèle Standard sont donnée ici avec leur valeur mesurée, la valeur prédite à partir d'un ajustement global et leur écart relatif (résultats de l'été 2008). Les faibles écarts observés (tous inférieurs à 3σ) sont une démonstration du succès du Modèle Standard. [53]

la phase de la matrice CKM, l'angle de mélange de l'interaction forte θ_{QCD} et 2 paramètres associés au potentiel de Higgs. Plus le nombre de paramètres libres d'un modèle est important, moins il apparaît comme prédictif. Un des objectifs de la physique étant de tenter de décrire la nature avec toujours moins de postulats et de paramètres libres, tout laisse à penser qu'il existe une théorie plus fondamentale.

La structure en famille et la hiérarchie des masses Aucun argument théorique n'explique la structure des fermions en famille (ou génération), et aucune contrainte théorique n'est imposée sur le nombre de famille (la contrainte expérimentale provient de la mesure de la largeur de la masse du Z). La hiérarchie des masses ne trouve pas d'explication dans le Modèle Standard, pas plus que les différences de couplage entre les différentes familles. Cela soulève la question de l'existence d'une structure sous jacente aux quarks et leptons.

La quantification de la charge électrique Pour reproduire la quantification de la charge électrique observée expérimentalement, notamment la charge fractionnaire des quarks, l'hypercharge Y a été définie empiriquement de sorte que $q=I_3+Y/2$. Aucune justification ou explication théorique n'est donnée dans le cadre du Modèle Standard.

Le problème de la gravitation Le Modèle Standard n'inclut pas la quatrième force, la gravitation. Les effets de cette force ne peuvent plus être négligés lorsque l'on approche de l'échelle de Planck ($\Lambda_P \approx 10^{19}$ GeV), les constantes de couplage devenant du même ordre de grandeur : ce qui fixe une limite sur le domaine de validité du modèle.

L'unification des interactions On compte trois groupes de symétrie de jauge qui décrivent les interactions avec trois constantes de couplages indépendantes. Dans l'idée qu'il existe une théorie plus fondamentale que le Modèle Standard, un des concepts consiste à unifier les interactions forte et électrofaible : on parle de "grande unification". En calculant les constantes de couplages à partir des observables les mieux mesurées et en calculant leur évolution à des échelles plus élevées, on constate que dans le cadre du Modèle Standard elles ne se rejoignent pas en un même point (cf figure 4.6). Le Modèle Standard à la différence d'autres modèles, ne constitue pas un bon candidat menant sur le chemin de la grande unification.

L'ajustement fin ou le problème de naturalité Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs possèdent des divergences plus sévères (divergences quadratiques) que celles rencontrées pour les masses des fermions (divergences logarithmiques). Le Modèle Standard étant une théorie renormalisable, on peut procéder à des régularisations pour absorber ces divergences. La masse physique du boson de Higgs $m_{H,r}$ (ou masse effective à l'échelle électrofaible) s'exprime en fonction de la masse nue $m_{H,0}$. Au premier ordre, on obtient l'expression :

$$m_{H,r}^2 = m_{H,0}^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (4.29)$$

En choisissant une échelle de renormalisation Λ qui donne un domaine de validité du Modèle Standard jusqu'à l'échelle de Planck et une masse physique de l'ordre de l'échelle électrofaible, il faut ajuster la masse nue à plus de 30 ordres de grandeur. Cet ajustement fin ne semble pas naturel, d'où l'expression de problème de naturalité. Il est directement relié au problème de hiérarchie, c'est à dire à la différence spectaculaire entre l'échelle de symétrie électrofaible ($v = 246$ GeV/c²) et l'échelle de Planck $\Lambda_P \approx 10^{19}$ GeV.

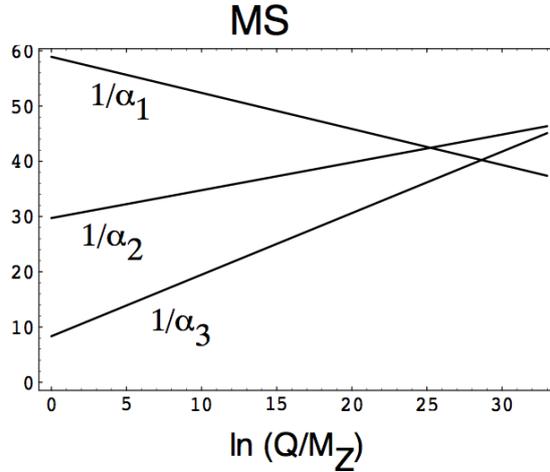


FIG. 4.6 – Évolution des constantes de couplage des interactions forte et électrofaible ($\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{\alpha_{QED}}{\cos^2 \theta_W}$, $\alpha_2 = \frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W}$, $\alpha_3 = \alpha_s$) en fonction de l'échelle d'énergie Q .

La masse des neutrinos Au sein du Modèle Standard, les neutrinos sont considérés comme ayant une masse nulle. Or les résultats sur l'oscillation des neutrinos [55] sont de forts arguments expérimentaux en faveur de la non nullité de leur masse. Si la mesure de la masse des neutrinos est confirmée, cela constituerait une première brèche dans le Modèle Standard. Elle peut être obtenue dans le cadre du Modèle Standard en introduisant une composante droite et en invoquant le mécanisme de Higgs comme cela est fait pour les fermions. Mais il resterait à expliquer ce très faible couplage des neutrinos au champ scalaire, les masses des neutrinos restant très faibles comparées aux leptons chargés. Il faudrait rajouter 7 paramètres libres supplémentaires : 3 masses, 3 angles de mélange et une phase.

4.2 La physique du quark top

La découverte du quark top en 1995 à Fermilab par les collaborations CDF [9] et DO [8] auprès du Tevatron [5] (collisionneur $p\bar{p}$ avec $\sqrt{s}=1.8$ TeV) a initié l'étude de la physique du top. Bien que le quark beau ait été découvert en 1977 [56] et que l'existence d'un sixième quark était supposée, la découverte fut tardive en raison de la masse du quark top (près de 35 fois plus grande que m_b). Tout d'abord mesurée de manière indirecte (par ajustement des données électrofaibles), il fallut attendre d'avoir un collisionneur dont l'énergie dans le centre de masse soit suffisante pour produire des quarks top. A ce jour, seul le Tevatron a été capable de produire ces particules aussi massives, c'est pourquoi tous les résultats expérimentaux qui seront présentés proviennent exclusivement des expériences CDF et DØ.

4.2.1 La production de quark top

Dans les collisionneurs hadroniques, il existe deux principaux mécanismes de production de quarks top prédits par le Modèle Standard : la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte (par fusion de gluons ou par annihilation $q\bar{q}$) et la production de top célibataires par interaction faible. Les diagrammes de Feynman à l'arbre de ces processus sont respectivement présentés sur les figures 4.7 et 4.8. Au Tevatron comme au LHC, le processus dominant est la production de top par paires.

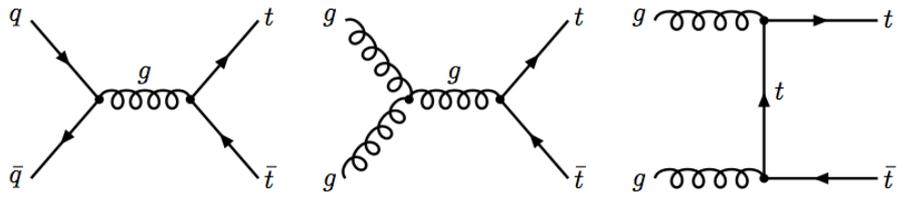


FIG. 4.7 – Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte.

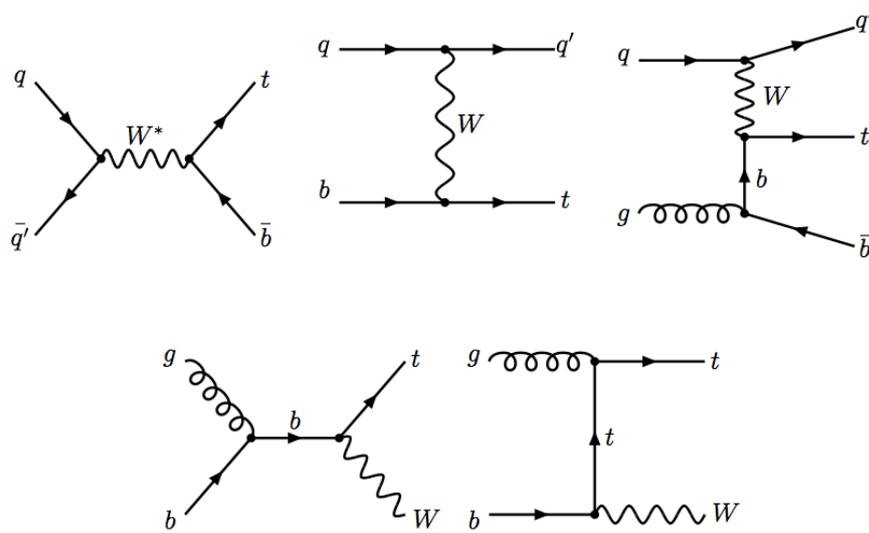


FIG. 4.8 – Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de top célibataire par interaction électrofaible.

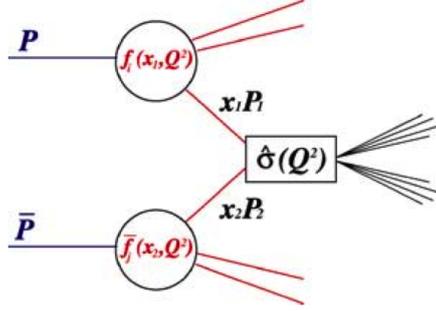


FIG. 4.9 – Description d’une collision dure en utilisant l’approche de factorisation.

Le chapitre 6 étant dédié à la recherche de résonances $t\bar{t}$, seule la production de paires de quarks top sera considérée dans cette partie. La production $t\bar{t}$ dans les collisionneurs hadroniques est décrite par la QCD perturbative. Dans cette approche, la collision dure entre deux protons est le résultat de l’interaction entre les quarks et gluons qui les constituent. La description de cette collision peut être séparée en deux contributions factorisables : une contribution à courte et longue distance (cf figure 4.9). L’approche à courte distance décrit l’interaction entre les deux partons i et j et l’on note la section efficace de cette interaction $\hat{\sigma}_{i,j}$. Pour obtenir la section efficace d’un processus à partir de la collision des protons, il faut factoriser les sections efficaces partoniques $\hat{\sigma}_{i,j}$ par les fonctions de densité de probabilité (PDFs) des partons $f(x_i, \mu_F^2)$. μ_F est l’échelle de factorisation et x_i la fraction d’impulsion longitudinale emportée par le parton i au sein du proton.

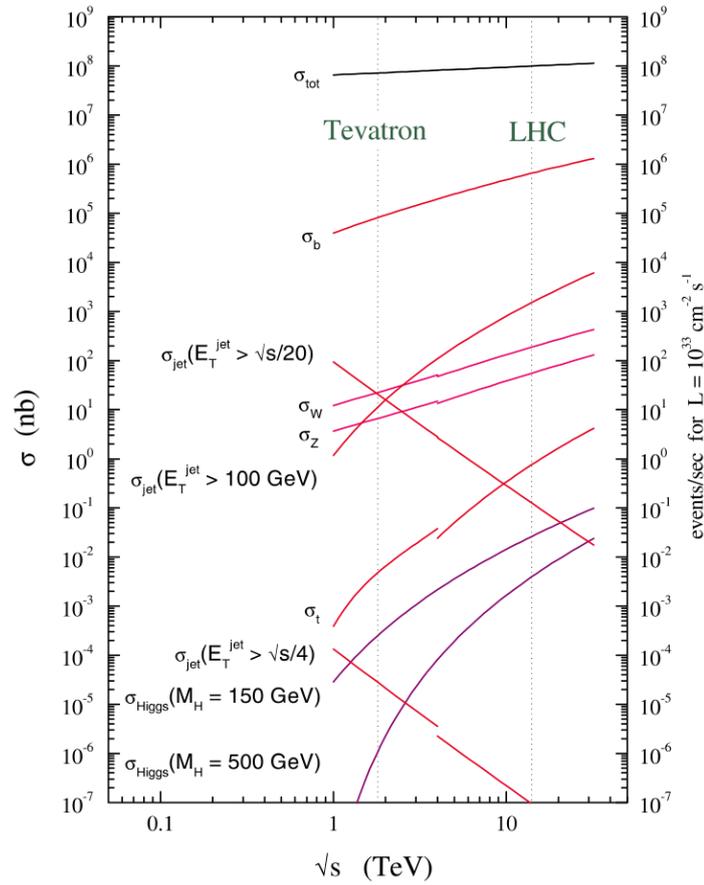
La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est décrite par l’équation :

$$\sigma_{t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_{top}, x_i, x_j, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (4.30)$$

La sommation sur i, j prend en compte les processus $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}$. Le section efficace du processus partonique $\hat{\sigma}_{i,j}$ dépend de l’énergie dans le centre de masse des deux protons \sqrt{s} , de la valeur de la masse du quark top et de la constante de couplage QCD α_s évaluée à une échelle de renormalisation μ_R . La figure 4.10 présente les sections efficaces des principaux signaux dont la production $t\bar{t}$ en fonction de l’énergie dans le centre de masse, pour le Tevatron et le LHC. Les observables physiques telles que les sections efficaces ne doivent pas dépendre des méthodes de calcul, et donc d’aucune échelle de renormalisation. Ceci n’est vrai que si l’on somme tous les ordres de la théorie des perturbations, ce qui est en pratique irréalisable. La dépendance d’échelle diminue lorsque l’on somme les contributions à des ordres de plus en plus hauts. Pour minimiser ces dépendances, les échelles de factorisation et de renormalisation doivent être de l’ordre de l’énergie mise en jeu dans le processus considéré. Typiquement pour la production de paires $t\bar{t}$ on considère $\mu_F = \mu_R = m_{top}$.

En ce qui concerne la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ calculée pour le LHC, l’erreur sur les PDFs est estimée à $\pm 3.2\%$ (avec $\mu_R = \mu_F = m_t$ et les PDFs CTEQ6L [59]). L’incertitude d’échelle est obtenue en faisant varier indépendamment μ_R et μ_F entre $m_t/2$ et $2 \times m_t$. Au NLO, l’incertitude d’échelle est d’environ $\pm 13\%$, et devient l’erreur théorique dominante. A l’inverse, au Tevatron l’incertitude sur les PDFs et l’échelle sont comparables et de l’ordre de 6% . Les

	LO (pb)	NLO (pb)	NLO+NLL(pb)
Tevatron ($\sqrt{s}=1.96$ TeV)	4.37	$6.70^{+0.40}_{-0.74}$	$6.97^{+0.15}_{-0.47}$
LHC ($\sqrt{s}=14$ TeV)	471	803^{+90}_{-89}	833^{+52}_{-39}

TAB. 4.4 – Sections efficaces $t\bar{t}$ au LO, NLO et NLO+NLL pour le Tevatron et le LHC.FIG. 4.10 – Prédiction QCD pour les sections efficaces au LHC et au Tevatron [57]. La coupure dans la figure à 4 TeV marque la transition entre le calcul pour des systèmes $p\bar{p}$ (Tevatron) et pp (LHC). La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est ici indiquée par σ_t .

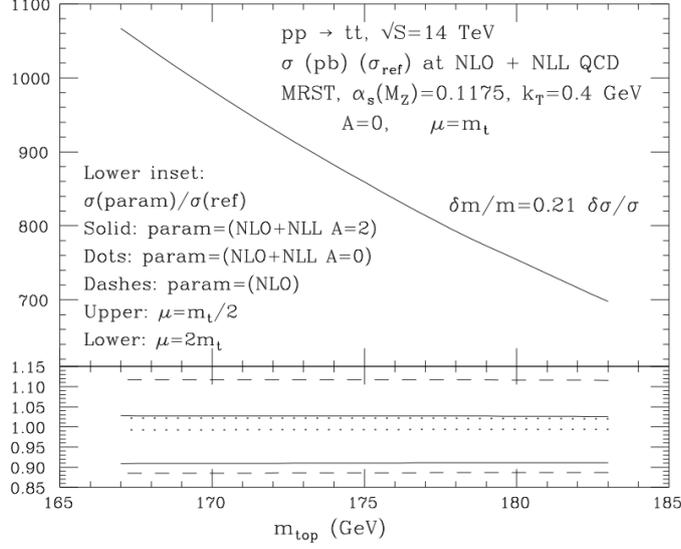


FIG. 4.11 – Section efficace $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top. La dépendance d'échelle est présentée pour les calculs NLO et NLO+NLL [58].

sections efficaces $t\bar{t}$ au LO, NLO et NLO+NLL ²⁵ pour le Tevatron et le LHC sont présentées dans la table 4.4.

La masse invariante $t\bar{t}$ Etant donné que l'analyse présentée dans le chapitre 6 concerne la reconstruction de la masse invariante $t\bar{t}$, la description théorique de cette variable et des incertitudes qui y sont associées vont être traitées ici. En comparant les distributions $m_{t\bar{t}}$ pour des calculs au LO avec des calculs au NLO et en les normalisant à la même section efficace (NLO), on peut étudier les incertitudes théoriques affectant la forme de la distribution $m_{t\bar{t}}$. Des résultats obtenus avec le générateur MC@NLO sont présentés dans la figure 4.12. A haute masse invariante, le calcul au LO commence à dévier des calculs NLO de quelques pourcents et tend à sous estimer le nombre d'évènements produits dans cette région. À haute masse, et donc à grand x (fraction d'impulsion des partons), l'incertitude sur les PDFs augmente et devient dominante. La distribution $m_{t\bar{t}}$ est également dépendante de la masse du quark top, tant pour sa normalisation ($\sigma_{t\bar{t}}$) que pour sa forme ($d\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{t\bar{t}}$). Sur la figure 4.11 est présentée la section efficace $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top. L'ajustement sur le graphique conduit à la relation :

$$\Delta m_t/m_t \sim 0.21 \times \Delta \sigma/\sigma + 0.05 \quad (4.31)$$

L'étude de la forme de la distribution par un ensemble de variables dont la position du maximum, montre leur dépendance vis à vis de la masse du quark top. A titre d'illustration, la valeur moyenne $\langle m_{t\bar{t}} \rangle$ est calculée en fonction de la masse du quark top sur la figure 4.13. Ces dépendances sont telles qu'elles suggèrent la possibilité de renverser la situation en mesurant la masse du quark top à partir de la forme de la distribution $m_{t\bar{t}}$.

²⁵LO :leading order - NLO : next to leading order - NLO+NLL : NLO+next to leading logarithmic

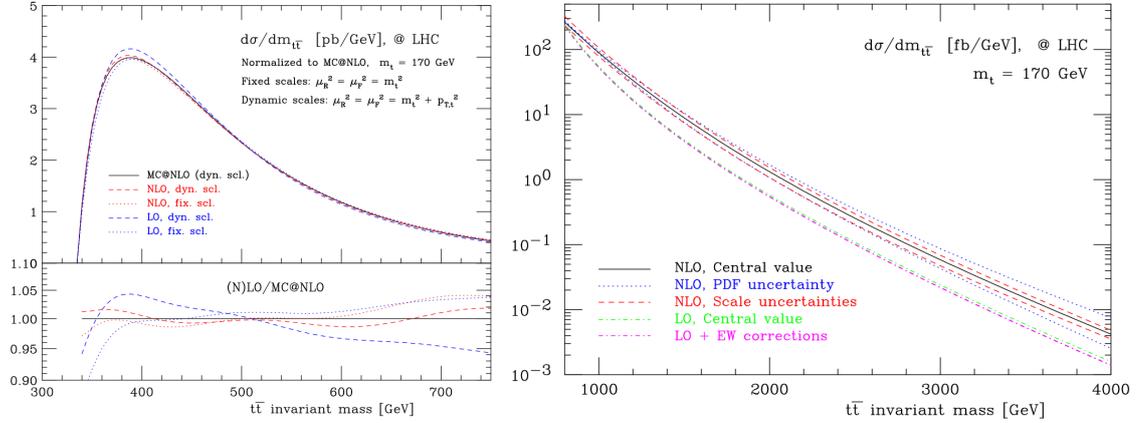


FIG. 4.12 – Les distributions $m_{t\bar{t}}$ produites avec MC@NLO calculées au LO et au NLO sont présentées sur le graphique de gauche. Les distributions sont normalisées à la section efficace NLO. La masse du quark top générée est ici de 170 GeV/c². Sur le graphique de droite, les masses invariantes normalisées comprises entre 800 et 4000 GeV/c² sont calculées à différents ordres. [58].

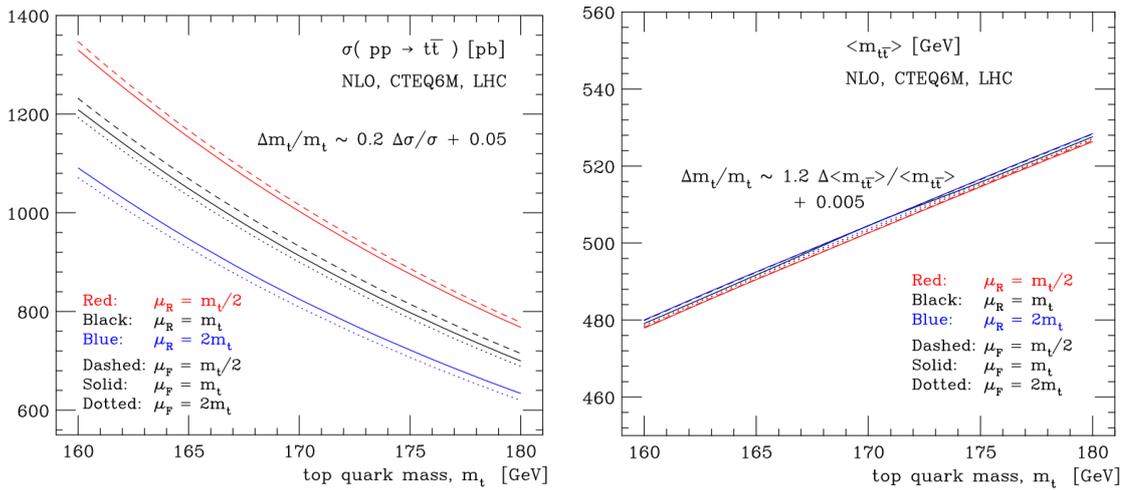


FIG. 4.13 – La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ (à gauche) et la valeur moyenne de la distribution $m_{t\bar{t}}$ (à droite) sont présentées en fonction de la masse du quark top en incluant la dépendance d'échelle [58].

4.2.2 Les modes de désintégration du quark top

Avec une masse supérieure au seuil ($m_W + m_b$), la désintégration $t \rightarrow Wb$ est le mode dominant de désintégration du quark top. La largeur de désintégration du quark top est donnée par :

$$\Gamma_{top} \approx \frac{G_F m_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_{top}^2}\right) \times \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (4.32)$$

La largeur du top est très dépendante de la masse du quark top (dépendance cubique), et pour $m_{top}=175$ GeV on obtient $\Gamma_{top}=1.48$ GeV/c². Par conséquent le temps de vie correspondant est de d'environ 0.5×10^{-25} s, ce qui est inférieur au temps caractéristique d'hadronisation (environ 10^{-24} s). Le quark top se désintègre avant de pouvoir former des hadrons ou des quarkonia $t\bar{t}$. En supposant l'unitarité de la matrice CKM avec trois générations de quarks, les éléments impliquant le quark top sont :

$$\begin{aligned} |V_{td}| &= 0.004 - 0.014 \\ |V_{ts}| &= 0.037 - 0.044 \\ |V_{tb}| &= 0.9990 - 0.9993 \end{aligned} \quad (4.33)$$

Ces valeurs ont été obtenues par des mesures indirectes et l'incertitude sur les éléments $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ est grande (environ 50% et 10%). La seule manière de mesurer l'élément de matrice $|V_{tb}|$ sans faire de supposition sur le nombre de génération consiste à mesurer la section efficace de la production de top célibataire, les processus de production de top célibataire étant proportionnels à V_{tb}^2 .

Le boson W produit lors de la désintégration du top, peut se désintégrer en paires de leptons de toutes les générations ou en paires de quarks de la première ou deuxième génération (le couplage avec la troisième génération étant cinématiquement impossible).

$$\begin{aligned} W &\rightarrow l\nu_l \text{ avec } l = e, \mu, \tau \\ W &\rightarrow q\bar{q}' \end{aligned} \quad (4.34)$$

En prenant en compte la couleur des paires de quarks et les 3 leptons, le boson W peut se désintégrer en $3+2 \times 3=9$ différentes paires de fermions. Etant donné l'universalité du couplage du W aux fermions, le rapport d'embranchement avec chacune de ces paires est donc de 1/9. Dans un tiers des cas, le W se désintègre en leptons et dans les 2/3 il se désintègre en paire de quarks.

Le rapport d'embranchement pour la désintégration du $t \rightarrow W^+b$ est donné par :

$$Br(t \rightarrow W^+b) = \frac{\Gamma(t \rightarrow W^+b)}{\sum_i \Gamma(t \rightarrow W^+q_i)} = \frac{|V_{tb}^2|}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} \quad (4.35)$$

qui peut être considéré comme très proche de 1 (supérieur à 0.999). On distingue alors trois classes d'états finaux pour la désintégration de paires $t\bar{t}$:

$$\begin{aligned} t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b} \\ t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl\nu_l\bar{b}, \bar{q}\bar{q}'\bar{b}l\nu_l b \\ t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b l' \bar{\nu}_{l'} \bar{b} \end{aligned} \quad (4.36)$$

Pour les trois catégories de désintégration, on parle respectivement de désintégration hadronique (46.2%), semi-leptonique (43.5%) et leptonique (10.3%). Les rapports d'embranchement pour les différents états finaux sont présentés sur la figure 4.14.

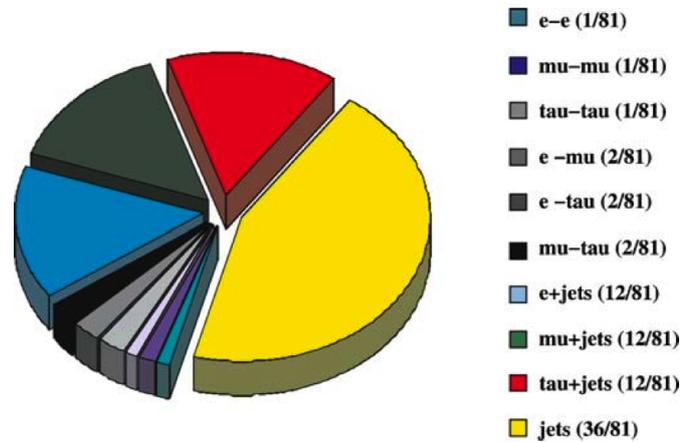


FIG. 4.14 – Différents rapports d'embranchement pour les différents modes de désintégration de paires $t\bar{t}$.

4.2.3 Revue expérimentale des propriétés du quark top

Le quark top est le dernier quark découvert du Modèle Standard, l'étude de ses propriétés (masse, spin, charge) est à la fois nécessaire pour confirmer les prédictions du Modèle Standard, mais également pour contribuer à la mesure/exclusion du boson de Higgs.

La masse du quark top La mesure de la masse du quark top joue un rôle déterminant dans les mesures de précision du Modèle Standard, et dans la prédiction de la masse du Higgs. Elle peut être expérimentalement mesurée dans chacun des trois canaux de désintégrations $t\bar{t}$ évoqués précédemment. Les trois approches couramment utilisées par les expériences CDF et DØ sont :

- La méthode des *templates*
Les variables les plus corrélées à la masse du quark top sont comparées à des modèles (*templates*) Monte Carlo générés avec différentes m_{top} . Parmi ces variables on compte le spectre d'impulsion de jet issus de quark b ou bien encore la distribution de leur temps de vol. En ajustant ces distributions et en les combinant dans un rapport de vraisemblance, on peut extraire par minimisation la masse du quark top.
- La reconstruction cinématique de la désintégration $t\bar{t}$.
Dans les événements $t\bar{t}$, chaque particule dans l'état final joue un rôle particulier. Par conséquent en calculant des masses invariantes à 2 ou 3 corps, il est possible de reconstruire les masses des W et top. Pour chaque événement, un estimateur sur la masse du quark top peut être défini à partir de ces masses invariantes. La masse du quark top est ensuite extraite de la distribution ajustée de cet estimateur.
- La méthode des éléments de matrice
Cette méthode repose sur la connaissance des résolutions expérimentales sur les objets mesurés dans l'état final, et les éléments de matrice calculés au LO. En ajustant les données, on peut attribuer une probabilité que la configuration de l'évènement observé soit compatible avec une certaine masse du quark top.

La méthode des templates et la méthode des éléments de matrice reposent sur une bonne compréhension des simulations puisqu'elles sont dépendantes des simulations Monte Carlo. Enfin les deux méthodes avec ajustement des données nécessitent une bonne connaissance du

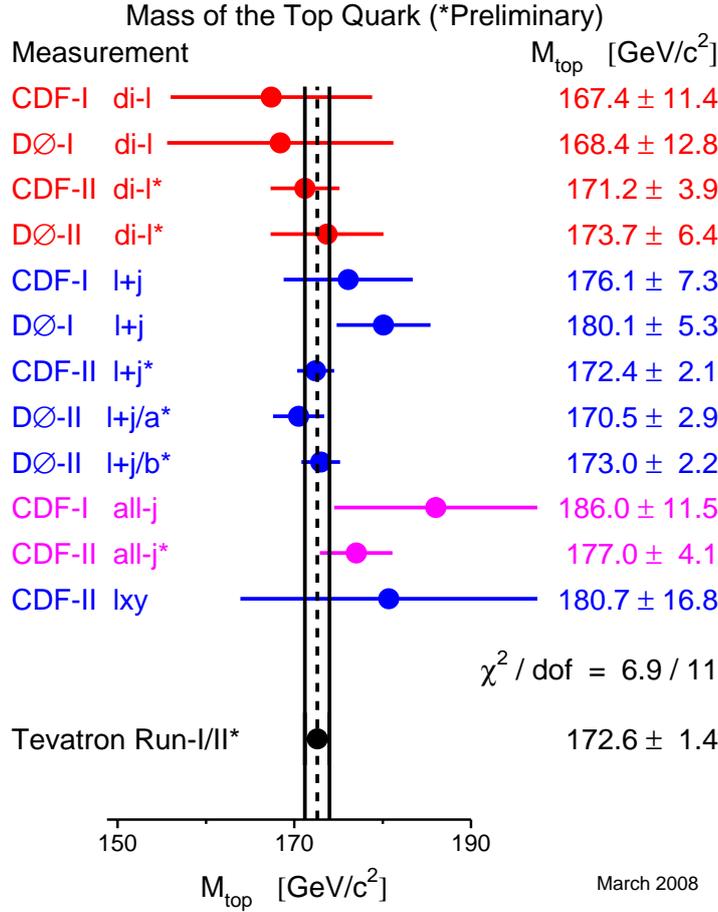


FIG. 4.15 – Mesure de la masse du quark top par combinaisons des résultats obtenus par les expériences CDF et DØ du Tevatron au cours du Run-I et du Run-II avec 2.1 fb^{-1} (mars 2008) [60]

détecteur et de la reconstruction des objets. Les résultats actuels (mars 2008) de la masse du quark top sont présentés sur la figure 4.15. La combinaison des analyses de CDF et DO (runs I et II) avec prise en compte des corrélations conduit à

$$m_{\text{top}} = 172.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.37)$$

L'incertitude sur la mesure de la masse du quark top est maintenant inférieure au pourcent : 0.7%. Cette précision peut être obtenue grâce à la prise en compte des corrélations entre les incertitudes des différentes analyses. Longtemps dominés par les incertitudes statistiques, les nouveaux résultats du Tevatron présentent des analyses ou incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur. Étant donnée la luminosité du LHC et la section efficace $t\bar{t}$, les incertitudes seront très vite dominées par les incertitudes systématiques.

La charge électrique *A priori*, rien ne prouve que les quarks top observés par le Tevatron soient les partenaires d'isospin du quark b avec une charge $+2/3$. Une interprétation consistante avec les données pourrait être que la charge électrique de ce "top exotique" (Q_4) soit de $-4/3$, afin de conserver la charge dans $Q_4 \rightarrow W^- b$. Le principe de la mesure expérimentale de la charge électrique du top repose sur la mesure de la charge de ses produits de désintégration.

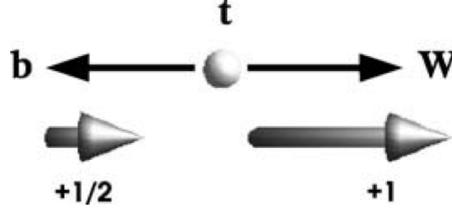


FIG. 4.16 – La conservation du moment angulaire interdit la désintégration du quark top de spin 1/2 via la production d'un boson W d'hélicité droite (+1). Le boson W doit être longitudinal (0) ou d'hélicité gauche (-1).

Pour cela on fait appel à des techniques de mesure de la charge des jets [61]. Les résultats du Tevatron ont exclus à 95% CL la possibilité d'un quark exotique Q_4 . Avec 10 fb^{-1} de donnée, la charge électrique du top devrait pouvoir être mesurée avec une précision de 10%.

L'hélicité du boson W dans la désintégration du quark top Le Modèle Standard prédit pour le quark top le même courant chargé ($= i \frac{g}{\sqrt{2}} V_{tb} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$) que pour les autres fermions. Cela implique que le boson W ne peut pas être d'hélicité droite. Le quark b était d'hélicité gauche (le boson W couple les doubles d'isospin faible) et le top ayant un moment angulaire de spin $\pm 1/2$, la conservation du moment angulaire n'autorise pas d'hélicité droite (cela conduirait à un moment angulaire de $+3/2$ 4.16). Le quark top peut alors se désintégrer en un boson W l'hélicité gauche (W_L) ou longitudinale W_0 . Le cas d'un boson W longitudinal est majoritaire, et le rapport d'embranchement est donné par :

$$BR(t \rightarrow W_0 b) = \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2M_W^2} \approx 0.70 \quad (4.38)$$

Les deux expériences CDF et DØ ont mesuré ce rapport d'embranchement et les valeurs obtenues sont consistantes avec le Modèle Standard.

Les corrélations de spin dans les paires de quark top Une des particularités du quark top est qu'il se désintègre avant que son spin n'ait été dépolarisé par l'interaction forte. La polarisation du quark top est directement observable dans les distributions angulaires de ces produits de désintégration. Cela signifie qu'il est possible de mesurer des observables sensibles au spin du quark top. Bien que principalement produits non polarisés, les spins des quarks top et anti-top sont corrélés, et comme le montre la figure 4.17, la corrélation dépend du mode de production. Au LHC, la fusion de gluon étant le mode dominant, les quarks top d'une même paire sont principalement de même hélicité. C'est à partir de l'étude des distributions angulaires des produits de désintégrations dans certains référentiels que l'on peut remonter à des informations sur le spin du quark top. Dans le canal di-leptonique, en définissant θ_+ (θ_-) comme l'angle entre la direction de vol du lepton l_+ (l_-) dans le référentiel du top (anti-top), la corrélation de spin peut être exprimée comme :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta_+)d(\cos\theta_-)} = \frac{1 - k \cos\theta_+ \cos\theta_-}{4} \quad (4.39)$$

où k est le coefficient de corrélation de spin dépendant du mode de production. Au LO, $k = -0.471$ au Tevatron et $k = 0.319$ au LHC. Actuellement de telles analyses sont limitées par la statistique des événements au Tevatron, mais pourra être largement développée au LHC.

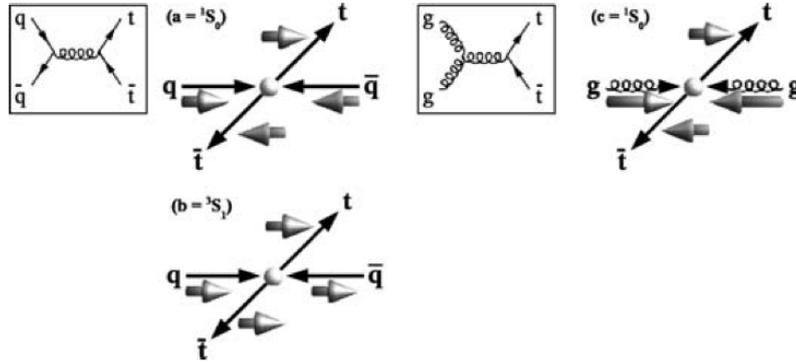


FIG. 4.17 – Représentation de la corrélation de spin dans les modes de production de paires $t\bar{t}$ par annihilation $q\bar{q}$ (à gauche) et fusion de gluons (à droite) Ces représentations ne sont valides que pour les productions au seuil, les effets du moment angulaire orbital doivent être pris en compte au delà.

4.2.4 L'importance du quark top au LHC

Le quark top joue un rôle prépondérant dans la physique au LHC. Tout d'abord l'importante statistique des données permettra d'améliorer la connaissance du secteur du quark initié par les expériences du Tevatron, mais également d'ouvrir de nouvelles voies. Pour être reconstitués, les événements $t\bar{t}$ font intervenir tout le détecteur, des pixels pour l'étiquetage des jets issus de quarks b aux chambres à muons. Les paragraphes suivants illustrent l'importance de cette physique.

La calibration du détecteur Avec la grande statistique d'événements $t\bar{t}$ attendus (un top produit par seconde à haute luminosité), il est possible d'utiliser ces événements pour la calibration du détecteur. Une mesure d'échelle en énergie des jets est possible à partir de contrainte sur la masse du W se désintégrant en qq' dans les événements semi-leptoniques. De même la mesure des performances des algorithmes d'étiquetage des jets issus de quarks b par des techniques de "probe and tag" pourra être réalisée dans le canal leptonique (2 leptons et 2 quarks b). De nombreuses analyses sont fortement dépendantes de la connaissance de ces deux aspects de la reconstruction. Les possibilités offertes par cet aspect de la physique du quark top joueront un rôle majeur dans l'amélioration de la performance des analyses basées sur les jets, et la réduction des incertitudes systématiques.

La mesure de la masse indirecte de la masse du boson de Higgs La masse du quark top (avec celle du boson W) contribue aux corrections radiatives ce qui peut être traduit en contraintes sur la masse du boson de Higgs. Les dépendances logarithmiques de cette dernière à M_W et M_{top} ²⁶ nécessite des mesures de grande précision pour les masses du W et du top (cf figure 4.4). L'amélioration des incertitudes sur la mesure de la masse du quark top au LHC devrait permettre d'améliorer l'estimation de la masse du Higgs, voire conduire à son exclusion.

²⁶On peut écrire $m_W = m_W(m_t^2, \log(m_H))$

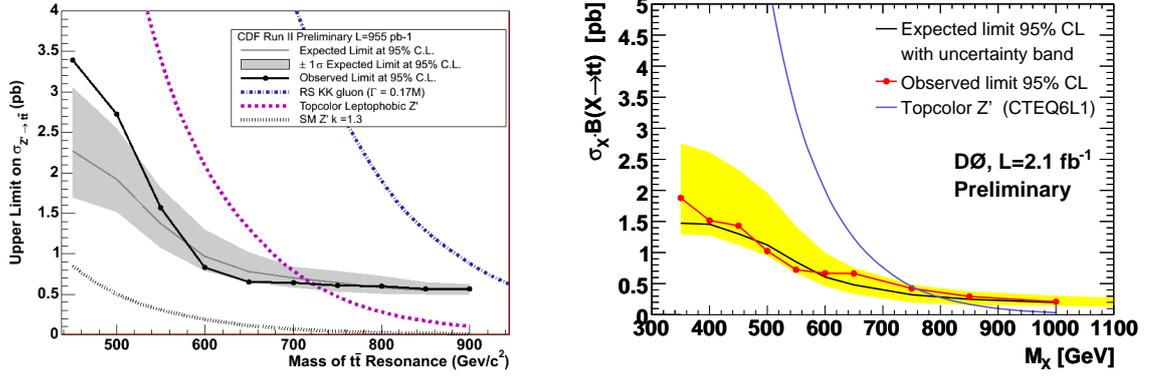


FIG. 4.18 – Limites à 95% CL pour la recherche de résonances dans le spectre $m_{t\bar{t}}$ auprès des expériences CDF (à gauche) et $D\emptyset$ (à droite).

Le couplage de Yukawa et la sensibilité à la nouvelle physique La sensibilité de la masse du quark top à la masse du boson de Higgs est essentiellement due au fait qu'elle est très proche de l'échelle d'énergie de la brisure électrofaible (EWSB). Son couplage de Yukawa est très proche de 1.

$$Y_{top} = \sqrt{2}M_{top}/v \sim 1 \quad (4.40)$$

avec $v=246$ GeV et $M_{top}=172.4$ GeV/c². D'un point de vue théorique, cette valeur proche de l'unité n'est pas considérée comme une coïncidence, mais a conduit à de nombreux modèles dans lesquels le quark top joue un rôle prédominant dans le mécanisme de brisure de symétrie. La présence de nouvelle physique expliquant la génération des masses est attendue pour être plus visible (si ce n'est dominante) dans le secteur du quark top.

La sensibilité à la nouvelle physique va être développée dans la troisième partie de ce chapitre (ci-dessous) au travers des résonances $t\bar{t}$.

4.3 Résonances $t\bar{t}$

Comme cela a été mentionné précédemment, de nombreux arguments laissent à penser qu'au delà d'une certaine énergie le Modèle Standard n'est plus valide et laisse place à ce que l'on appelle communément une "nouvelle physique". A l'heure actuelle certains de ces modèles arrivent à résoudre quelques-uns des problèmes exposés précédemment, tout en gardant une cohérence interne et un accord avec les résultats expérimentaux.

Le quark top, via sa masse proche de l'échelle électrofaible, joue un rôle particulier dans de nombreux modèles de nouvelle physique. Son couplage avec les éventuelles particules induites par ces modèles est dominant, faisant de l'étude du quark top une voie prometteuse pour la mise en évidence de particules exotiques. L'observation de nouvelle physique via le secteur du quark top peut se faire soit en étudiant ses modes de production, soit en étudiant ses canaux de désintégration.

Ce travail se concentre sur l'étude des modes de production de paires de quarks top, en recherchant des déviations dans la distribution de la masse invariante ($d\sigma/dm_{t\bar{t}}$) de paires de quarks top. Ces déviations pourraient être dues à une production résonante de paires de quark top via la désintégration de particules exotiques appelées résonances $t\bar{t}$.

TAB. 4.5 – Classification des résonances $t\bar{t}$ en fonction de leurs caractéristiques : spin, contenu coloré et parité CP.

Spin	représentation de $SU(3)_c$	Parité CP	Exemples de modèles
0	singlet	+	MS, MSSM, 2HDM
0	singlet	-	MSSM, 2HDM
0	octet	+/-	MFV models
1	singlet	+/-	GUT, TopColor
1	octet	+	coloron, KK gluons
1	octet	-	axigluons
2	0	-	Dimensions supplémentaires (ADD,RS)

Cette partie traite des extensions du Modèle Standard prédisant de telles résonances, et le chapitre 6 présentera la stratégie expérimentale pour leur recherche. Les résultats préliminaires des expériences CDF et $D\emptyset$ concernant la recherche de ces résonances sont présentés sur la figure 4.18. Aucune déviation supérieure à 95% CL n'a été observée dans le spectre en masse $t\bar{t}$. Ce résultat a été traduit en termes de limites sur la masse d'un boson Z' (lepto-phobique et de largeur de 1.2% $M_{Z'}$). Ces limites à CL=95% sont de 720 GeV/ c^2 pour CDF [62] et de 760 GeV/ c^2 pour $D\emptyset$ [63]. Ces résultats sont encore en évolution.

La recherche expérimentale de ces résonances présentée dans le chapitre 6 est basée sur une approche indépendante du modèle, où le signal est un pic dans la distribution $m_{t\bar{t}}$ à la masse de la résonance. Un grand nombre de modèles prédisent des particules qui peuvent se désintégrer en paires de quark top et ainsi affecter cette distribution. Le but de cette partie n'est pas de faire une revue exhaustive de ces modèles, mais de classifier les différents types de résonances possibles et de donner un aperçu des modèles reconnus comme les plus prometteurs. Les caractéristiques importantes d'une résonance sont sa masse, sa largeur et son couplage aux particules du Modèle Standard (particulièrement au quark top). Toutefois ces valeurs sont extrêmement modèles et paramètres dépendantes. En adoptant un point de vue phénoménologique, il est possible de classifier les résonances en fonction de leur spin, de leur parité sous la symétrie CP et de leur contenu en terme de couleur. La table 4.5 présente cette classification.

4.3.1 Résonances $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard ne prédit pas d'état lié $t\bar{t}$ car le temps de vie du quark top est beaucoup plus court que le temps typique de l'hadronisation. La seule possibilité de production résonante de paires $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard se fait par l'intermédiaire de la désintégration du boson de Higgs. Ceci n'est possible que pour un boson de Higgs lourd de masse supérieure à 350 GeV/ c^2 , c'est à dire deux fois la masse du quark top. Dans ce cas le rapport d'embranchement en paire $t\bar{t}$ n'est que de 14% [64] et la section efficace d'environ 10 pb au LHC. De plus les mesures indirectes de la masse du boson de Higgs à partir des observables électrofaibles favorisent clairement un boson de Higgs léger ($m_H < 154$ GeV @ 95% CL). Il est donc extrêmement improbable qu'une production résonante de paire $t\bar{t}$ puisse être expliquée dans le cadre du Modèle Standard.

4.3.2 Résonances $t\bar{t}$ de spin 0

Au LHC, où la fusion de gluons domine, une résonance de spin 0 peut se manifester comme une bosse suivie d'un creux dans la distribution $m_{t\bar{t}}$ au voisinage de la masse de la résonance. Cela est dû à l'interférence de la production d'une résonance X de spin 0 via $gg \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$ avec la production non résonante $gg \rightarrow t\bar{t}$ [65,66]. La figure 4.19 montre le type de déviation attendu pour une résonance de masse 400 GeV. Cette structure particulière en "peak-dip", c'est à dire une bosse suivie d'un creux, est due au mode de production de la résonance, qui se fait via une boucle de quarks produite par les deux gluons. Puisque nous sommes intéressés par des particules scalaires avec un fort couplage au quark top, seul le quark top a une contribution significative dans cette boucle. Si la masse de la résonance est deux fois plus grande que celle du quark top, le couplage de la boucle de quarks possède une partie imaginaire, ce qui donne naissance à des interférences entre la production QCD et la résonance.

La possibilité de détecter un signal dans la masse invariante $t\bar{t}$ dépend de la largeur de la particule de spin 0. La largeur relativement grande des bosons de Higgs rend leur détection difficile. Un fort couplage au top n'aiderait pas beaucoup car l'amélioration dans le rapport d'embranchement serait compensé par une augmentation de la largeur totale. Il y a donc peu d'espoir d'observer une particule scalaire ressemblant au Higgs du Modèle Standard (H^0 dans les modèles à plusieurs doublets de Higgs par exemple).

En revanche, le cas d'une résonance pseudo-scalaire ou d'une résonance scalaire boson-phobique qui ne se couple pas aux bosons vecteur est plus prometteur. Il est possible de contruire des modèles supersymétriques où le rapport d'embranchement en paire $t\bar{t}$ est proche de 1, et par voie de conséquence la largeur égale à la largeur partielle en $t\bar{t}$. Les plus petites largeurs donnent naissance à une résonance étroite dans le spectre $m_{t\bar{t}}$ (avec effet bosse creux). Les modèles décrits ci-dessous peuvent donner naissance à des résonances de spin 0 :

Modèles supersymétriques (SUSY)

La supersymétrie constitue une nouvelle symétrie globale de l'espace temps. La supersymétrie résout entre autre le problème de naturalité par l'introduction d'une symétrie entre les bosons et les fermions. A chaque boson du Modèle Standard est associé un fermion qui est son partenaire supersymétrique et inversement. Dans ce modèle les partenaires supersymétriques bosoniques des fermions du Modèle Standard contribuent aux diagrammes en boucles qui interviennent dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs et ont pour effet d'annuler les contributions des boucles fermioniques ce qui permet d'éliminer des divergences quadratiques. Dans ses différentes versions, la supersymétrie possède un secteur de Higgs étendu avec au moins deux doublets de Higgs.

Aucun superpartenaire n'a été observé jusqu'alors, la supersymétrie doit donc être brisée afin de conférer aux partenaires supersymétriques des masses très élevées. Plusieurs théories supersymétriques existent, notamment le modèle supersymétrique minimal (MSSM), la supergravité minimale (MSUGRA), les interactions de jauge (GMSB), les versions avec anomalie (AMSB). Ces théories diffèrent par la manière dont les superpartenaires acquièrent une masse. La version la plus simple, le MSSM [67], contient exactement deux doublets de Higgs complexes, soit huit degrés de liberté. Avant la brisure spontanée de liberté, il y a 4 bosons de jauge sans masse (W^\pm, Z^0, γ), soit 8 degrés de liberté. Au total, on a donc 16 degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il y a trois bosons de jauge massifs (W^\pm, Z^0) soit 9 degrés de liberté, un boson de masse nulle (γ) soit 2 degrés de liberté. En conséquence, il existe 16-11=5 bosons de Higgs : h^0, H^0, A^0, H^+ et H^- , où A^0 est axial et H^\pm est chargé. h^0 est le plus léger des bosons de Higgs (à l'arbre sa masse est inférieure à celle du Z^0) et

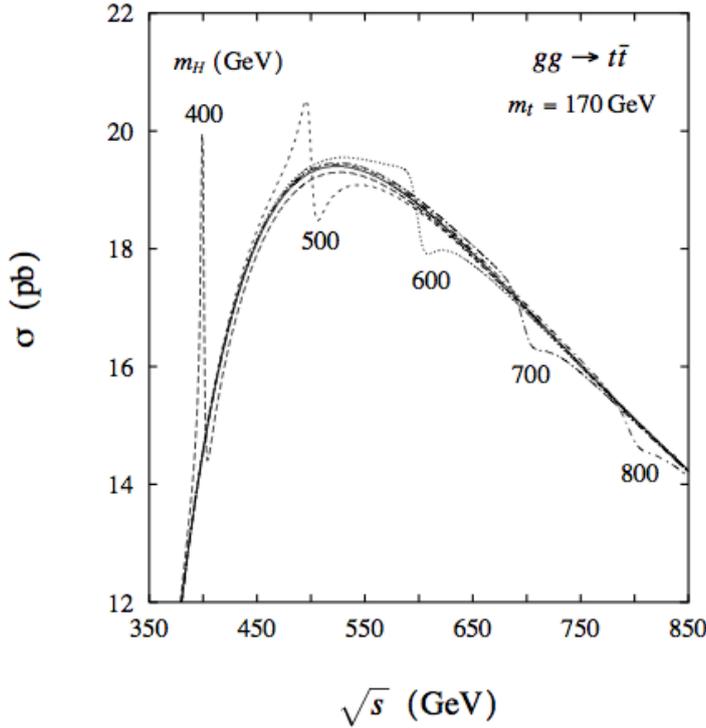


FIG. 4.19 – Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant la présence d'un boson de Higgs pour différentes masses de Higgs (de 400 à 800 GeV/c²). L'effet d'interférence est clairement visible ("peak-dip") et dépend de la masse de la résonance [68].

ne peut donc se désintégrer en paire $t\bar{t}$. En revanche, les bosons H^0 et A^0 peuvent avoir des masses supérieures à 350 GeV et ainsi donner une production résonnante de paire $t\bar{t}$.

Par extension l'ensemble des modèles avec deux doublets de Higgs contiennent aussi les bosons de Higgs H^0 et A^0 qui peuvent être des résonances $t\bar{t}$.

Modèles avec un secteur scalaire étendu

Il est donc possible d'enrichir le Modèle Standard avec l'ajout de scalaires additionnels qui se couplent aux quarks. En général, ce type de modification conduit à des courants neutres changeant la saveur (FCNC) beaucoup trop importants. Toutefois, Glashow et Weinberg [69] ont montré que si un scalaire se couple aux quarks de type up et un autre aux quarks de type down, ces courants FCNC sont fortement supprimés. C'est le principe des modèles avec un secteur scalaire étendu qui inclut la violation minimale de saveur (MFV) [70, 71]. Dans certains modèles, ces nouveaux scalaires (ou pseudo-scalaires) ont un couplage aux quarks dépendant de la masse, et donc se couplent principalement au quark top.

4.3.3 Résonances $t\bar{t}$ de spin 1 [1, 2]

Cette section traite des résonances de spin 1 produites par annihilation $q\bar{q}$. Ces résonances peuvent être non colorées, on parle alors de boson Z' , ou appartenir à un octet de couleur comme les gluons. Les interférences avec le Modèle Standard sont faibles. Ces résonances se manifestent comme de simples pics dans la distribution en masse $t\bar{t}$ comme l'illustre la figure 4.20

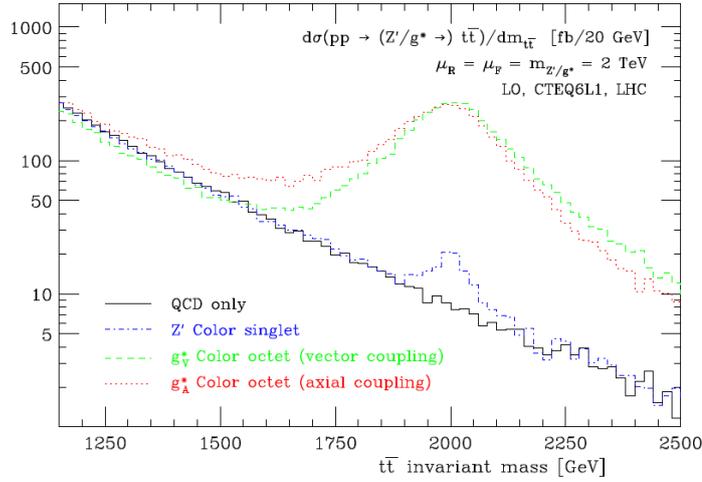


FIG. 4.20 – Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence de résonances de Kaluza-Klein prédit par le modèle Randall-Sandrum.

Les modèles ci-dessous peuvent produire des résonances de spin 1 :

Théories de Grande Unification (GUT)

Les théories de Grande Unification sont constituées d'un groupe de jauge étendu qui contient le groupe de jauge du Modèle Standard, et d'un secteur de Higgs qui permet la brisure spontanée de la symétrie vers le sous-groupe du Modèle Standard à une échelle d'énergie appelée échelle de grande unification.

Ces modèles présentent l'avantage de proposer une unification des interactions à haute énergie, de réduire le nombre de paramètres, de prédire l'angle de Weinberg et la masse des quarks. En revanche ils prédisent la désintégration du proton, des monopôles magnétiques et des états excités pour les quarks et les leptons, ce qui n'a pas encore été observé expérimentalement.

De nombreuses théories ont été proposées ($SU(5)$ [72], $SU(4) \times SU(2) \times SU(2)$ [73], $E(6)$ [74] \dots), elles prédisent toutes l'existence de bosons de jauge massifs, de spin 1, électriquement neutres et singlet de couleur, appelés génériquement Z' qui peuvent être des résonances $t\bar{t}$.

TopColor

Le Modèle Standard explique la masse des quarks et des leptons chargés par un couplage au champ de Higgs, mais ne donne pas une explication pour la hiérarchie de masses dans les différentes générations. Le modèle de technicouleur [75–77] fournit une description dynamique de la brisure de la symétrie électrofaible en introduisant une nouvelle interaction analogue à l'interaction forte colorée. Dans ce modèle, de nouvelles particules sont prédites et à chaque particule du Modèle Standard correspond une techniparticule. La brisure de la symétrie électrofaible est alors décrite à travers la condensation de techniquarks à l'échelle de la technicouleur Λ_{TC} .

Ce mécanisme ne permet pas de retrouver les masses des fermions ce qui nécessite d'introduire une nouvelle interaction de technicouleur étendue qui couple les fermions aux technifermions. Pour éviter les FCNC il est nécessaire d'étendre le modèle de base. Dans le nouveau

modèle de technicouleur étendue (ETC) en particulier avec une constante de couplage rampante (variant lentement), l'existence de bosons vecteurs massifs est prédite pour la médiation de l'interaction entre les fermions et les technifermions et génèrent les masses des fermions. Puisque les masses des fermions dans les trois générations varient de quelques MeV jusqu'à 175 GeV, un spectre complet de bosons de jauge avec différentes masses (un pour chaque fermion) est nécessaire. Ce mécanisme permet d'expliquer la masse de tous les fermions sauf celle du quark top.

Un modèle théorique qui pourrait expliquer la grande masse du quark top est basé sur une nouvelle interaction pour la troisième génération de quarks, qui est appelée topcouleur [78]. L'interaction topcouleur permet de générer une grande masse du quark top à travers la formation d'un condensat dynamique $t\bar{t}$ généré par une nouvelle interaction de jauge forte qui se couple préférentiellement à la troisième génération. Ce modèle pourrait expliquer la masse du quark top, mais pour que le condensat permette d'expliquer complètement la brisure de symétrie électrofaible, les masses des fermions résultants seraient trop élevées.

Ces deux modèles théoriques, la technicouleur étendue et la topcouleur ont été combinés en une seule théorie appelée "Topcolor assisted Technicolor" (TC2) [79], décrivant à la fois la brisure de la symétrie électrofaible et la grande masse du quark top. Dans cette théorie TC2, des bosons de jauge massifs colorés de spin 1 appelés colorons (sorte de gluons massifs), et un Z' sont prédits. Ces particules peuvent se désintégrer en paires $t\bar{t}$, parfois de façon dominante, et ainsi former une source de production résonante de quarks top. Dans un scénario particulier de TC2, le Z' se couple faiblement aux deux premières générations de quarks, fortement à la troisième et faiblement aux leptons. Un tel Z' fermiophobique ne pourrait être découvert que via l'étude des paires de quarks top.

Modèles de couleur chirale

La chromodynamique quantique est une théorie basée sur le groupe de jauge $SU(3)_c$ avec un octet de gluons colorés agissant comme médiateur de l'interaction entre des triplets de quarks colorés. Les modèles de couleur chirale [80,81] étendent QCD à un groupe de jauge $SU(3)_L \times SU(3)_R$ et conduisent à un second octet de bosons de jauge. $SU(3)_c$ est identifié comme le sous groupe diagonal de ces deux facteurs. Les gluons correspondent à la symétrie de jauge non brisée. Les 8 bosons de jauge restant sont appelés axigluons. Ils sont massifs et se couplent fortement aux quarks.

4.3.4 Résonances $t\bar{t}$ de spin 2

Les interactions entre les gravitons de spin 2 et la matière ordinaire sont en général très faibles à l'échelle du TeV. Il existe toutefois certains modèles avec extra-dimensions où les contributions des gravitons pourraient être suffisamment importantes pour être visibles au LHC.

Il existe deux modèles phénoménologiques qui sont à la base des recherches expérimentales actuelles de dimensions supplémentaires. Ces modèles apportent une solution au problème de la hiérarchie dans le Modèle Standard. En effet l'introduction de dimensions supplémentaires oppose la masse de Planck perçue dans le MS (pouvant être de l'ordre du TeV) à la masse de Planck perçue dans l'espace à $4+n$ dimensions (avec n dimensions supplémentaires). Les modèles ci-dessous peuvent produire des résonances de spin 2 :

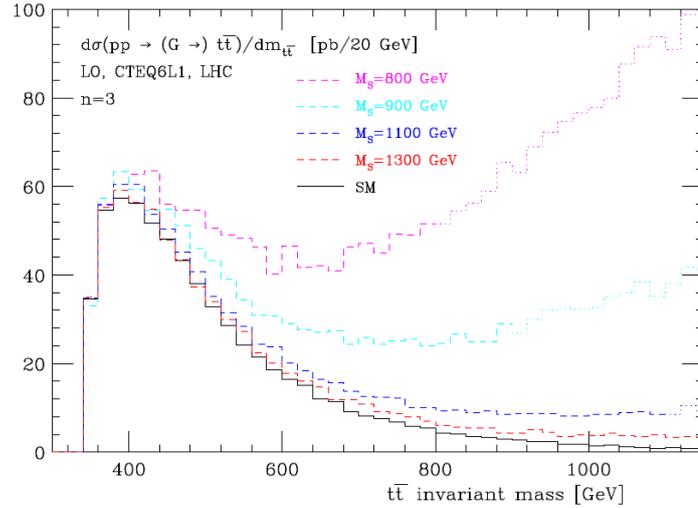


FIG. 4.21 – Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence d'un continuum d'excitations de graviton de Kaluza-Klein prédit par le modèle ADD avec $n=3$ extra-dimensions pour différentes échelles de cut-off M_S .

Le modèle Arkani-Dimopoulos-Dvali (ADD) [82]

Le modèle ADD est un modèle à plusieurs dimensions supplémentaires (jusqu'à 7). Ce modèle propose que ces dimensions soient de l'ordre du millimètre, l'échelle de Planck à $4+n$ dimensions étant ramenée à des énergies de l'ordre du TeV. Les gravitons sont les seules particules à pouvoir se propager dans les dimensions supplémentaires. Les champs du Modèle Standard sont confinés sur une "brane". Etant donné que les dimensions supplémentaires sont compactifiées, la fonction d'onde du graviton peut-être développée en série de Fourier dans les dimensions supplémentaires. Chaque terme de la série est un état de Kaluza-Klein du graviton dont la masse est proportionnelle à k/R , où k est le mode d'excitation du terme considéré et R le rayon de compactification. Deux états de Kaluza-Klein successifs sont donc espacés de $1/R$. Comme R est de l'ordre du millimètre, cela implique que le spectre des états de Kaluza-Klein est un quasi-continuum d'états excités (cf figure 4.21).

Le modèle Randall-Sundrum (RS) [83]

Ce modèle utilise une seule dimension supplémentaire à l'échelle de Planck. La dimension supplémentaire est limitée par deux branes (cf figure 4.22). L'espace entre les deux branes est le bulk, et la constante cosmologique dans ce bulk est négative. La position dans la cinquième dimension (entre les deux branes) est donnée par $x^5 = \phi r_c$ où r_c est le rayon de compactification de la dimension supplémentaire.

La brane située à $\phi = 0$ contient des champs dont la masse est naturellement de l'ordre de l'échelle de Planck, c'est la brane de Planck. La brane située à $\phi = \pi$ contient les champs du Modèle Standard et est à l'échelle du TeV. Outre le rayon r_c de la dimension supplémentaire, le modèle dépend d'un paramètre κ qui gouverne l'évolution des champs dans la dimension supplémentaire (métrique exponentiellement décroissante $e^{-\phi\kappa r_c}$). Seul le graviton se propage dans la cinquième dimension. Après compactification du graviton de masse nulle, la masse du $n^{\text{ème}}$ mode de Kaluza-Klein m_n est donnée par $m_n^2 = x_n \kappa e^{-\pi\kappa r_c}$, où x_n représente les zéros positifs des fonctions de Bessel $J_1(x)$. Si l'une des masses est donnée, toutes les autres

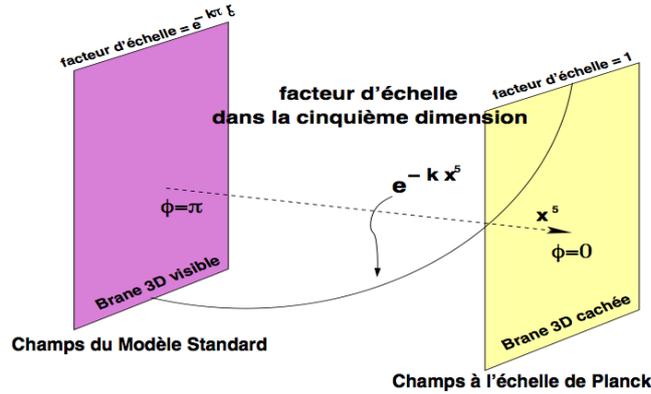


FIG. 4.22 – Représentation schématique de la géométrie à 5 dimensions avec les deux branes et le "bulk" utilisée dans le modèle de Randall-Sundrum.

sont fixées. Chaque mode apparaît alors comme une résonance massive bien séparée de la résonance suivante dans le spectre en masse $t\bar{t}$. La figure 4.23, montre clairement les mode de Kaluza-Klein du graviton dans le cadre du modèle RS sur le continuum QCD. Les modes élevés ont une largeur plus importante.

4.4 Conclusion

Le Modèle Standard permet d'expliquer correctement les observations expérimentales (à l'exception de l'oscillation des neutrinos) réalisées en physique des particules. Le mécanisme de génération des masses associées à la brisure de la symétrie électrofaible est réalisé dans le Modèle Standard par le mécanisme de Higgs, qui prédit l'existence d'un boson scalaire neutre : le boson de Higgs. La quête du boson de Higgs initié dans les précédents collisionneurs (dont le LEP et le Tevatron) a abouti à des limites expérimentales directes et indirectes : exclusion à 5σ pour $m_H < 114 \text{ GeV}/c^2$ (directe) et exclusion à 95% de niveau de confiance pour $m_H > 154 \text{ GeV}/c^2$ (indirecte). Les recherches au LHC permettront de déboucher sur une découverte ou sur une exclusion définitive (couverture totale du spectre m_H) d'un boson de Higgs. Dans le cas d'une exclusion, la génération des masses doit être expliquée par un autre mécanisme. De nombreux modèles présentés dans la dernière partie de ce chapitre tente d'apporter des solutions alternatives à la brisure de symétrie électrofaible, mais également de combler les lacunes du Modèle Standard (unification des couplages, explication de la masse du top \dots). La recherche de résonances $t\bar{t}$ prédites par ces modèles est une approche expérimentale offrant une ouverture vers une physique au delà du Modèle Standard. Cependant, la découverte d'une telle résonance ne permettra pas à elle seule d'arbitrer entre la variété des modèles existants. L'observation de résonances est fortement dépendante du spin de la particule, et l'étude des corrélations de spin des quarks top par l'observation de distributions angulaires devrait permettre d'obtenir plus d'informations sur les résonances observées en distinguant le spin de la particule, en différenciant les particules selon leur isospin ou leur comportement sous les transformations CP. D'autre part, les modèles prédisent également d'autres particules (fermions ou bosons de jauge) qui pourraient apparaître expérimentalement par différentes signatures. L'étude du quark top constitue une sonde privilégiée pour la recherche de nouvelle physique. Le chapitre 6 présente une stratégie d'analyse réalisée en simulation complète pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ dans l'expérience CMS.

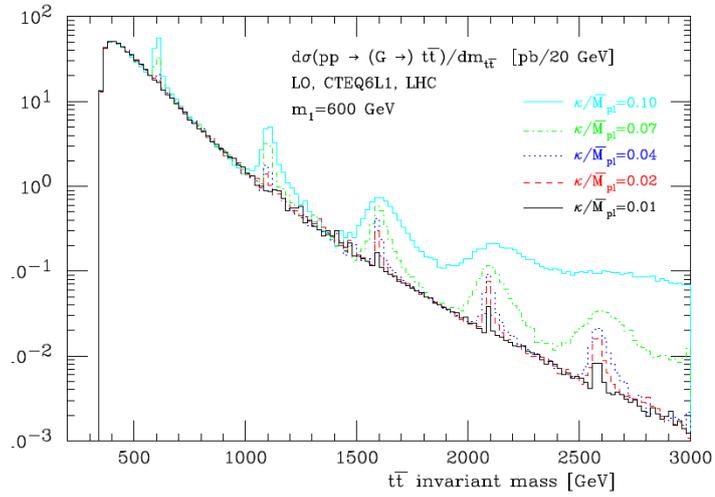


FIG. 4.23 – Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence de résonances de Kaluza-Klein prédit par le modèle Randall-Sandrum. La masse du premier mode d'excitation est $m_1 = 600$ GeV/ c^2 et les différentes lignes colorées représentent différents choix pour le rapport $\frac{\kappa}{M_{pl}}$.

Chapitre 5

Génération, simulation et reconstruction des évènements

L'expérience CMS n'ayant pas encore pris de données, tous les résultats présentés dans cette thèse sont issus de simulations. Les simulations sont essentielles pour définir des stratégies expérimentales, évaluer des potentiels ou bien encore confronter les prédictions théoriques avec les données. Dans ce chapitre l'ensemble des outils utilisés pour la recherche de résonance $t\bar{t}$ présentée dans le chapitre 6 sont présentés ici. Il y a tout d'abord la génération Monte-Carlo qui décrit la physique fondamentale à laquelle l'on s'intéresse (description au niveau partonique). La simulation quant à elle permet de prendre en compte le passage des particules dans le détecteur et la réponse de la chaîne d'acquisition. Les algorithmes dédiés à la reconstruction des objets de plus haut niveau tels que les leptons ou les jets seront discutés. C'est à partir de ces objets que sont effectuées les analyses de physique.

5.1 La génération Monte-Carlo

5.1.1 La chaîne de génération

La génération Monte Carlo peut être décomposée en plusieurs étapes indépendantes. On peut résumer les principales étapes ainsi [84] :

- Aux échelles d'énergie des collisionneurs, les protons doivent être décrits par leur structure interne. Ce sont directement les partons (quarks ou gluons) des deux protons qui interagissent lors des collisions. La densité de probabilité de chaque parton constitutif d'un proton est donnée par ce que l'on appelle les "Parton Distribution Functions" (PDF).
- La collision entre deux partons et les particules qui en résulte, constitue le processus auquel on s'intéresse. La description au niveau partonique de ce processus est appelée "évènement dur". Cependant, dans la plupart des cas, l'interaction entre protons conduit à de simples diffusions élastiques. Ces évènements sont appelés "évènements de biais minimum" et sont décrits par la physique diffractive. Ils doivent être ajoutés à la description de l'évènement dur.
- La production de particules portant une charge de couleur induit des radiations. Par conséquent, les partons entrants et sortants peuvent émettre des gluons ou des photons. La description de ces émissions est généralement modélisée par ce que l'on nomme le "Parton Shower" (PS).

- Les partons s'éloignant les uns des autres à l'issue de la collision, les calculs perturbatifs ne sont pas utilisables car la constante de couplage g_s devient non négligeable devant l'unité. On utilise des modèles d'hadronisation pour décrire la formation de particules détectables, sans charge de couleur.
- Les hadrons produits sont des particules instables qui ont des temps de vie variés. L'étape suivante consiste donc à prendre en compte les désintégrations des mésons et baryons.
- L'ensemble des partons des protons n'ayant pas participé à l'évènement dur continuent de se propager essentiellement dans la même direction, mais ils rayonnent et s'hadronisent. Cette source additionnelle d'énergie pouvant atteindre le détecteur est appelée "évènement sous-jacent"

De nombreux générateurs sont disponibles offrant chacun différentes possibilités. Certains d'entre eux sont généraux et traitent l'ensemble de la chaîne de génération, c'est le cas de PYTHIA [85] ou de HERWIG [86]. D'autres sont plus spécialisés et ne traitent pas la chaîne complète de génération. Ils doivent souvent être combinés avec un générateur décrivant le Parton Shower et l'hadronisation. Parmi eux, beaucoup calculent les éléments de matrices à différents ordres (LO ou NLO), d'autres encore sont spécialisés sur la désintégration de particules données. Pour la physique du top, les principaux générateurs sont ALPGEN [87] et MadGraph/MadEvent [88]. Ces générateurs à éléments de matrices seront décrits plus loin et utilisés en association avec PYTHIA pour les analyses présentées dans le chapitre 6.

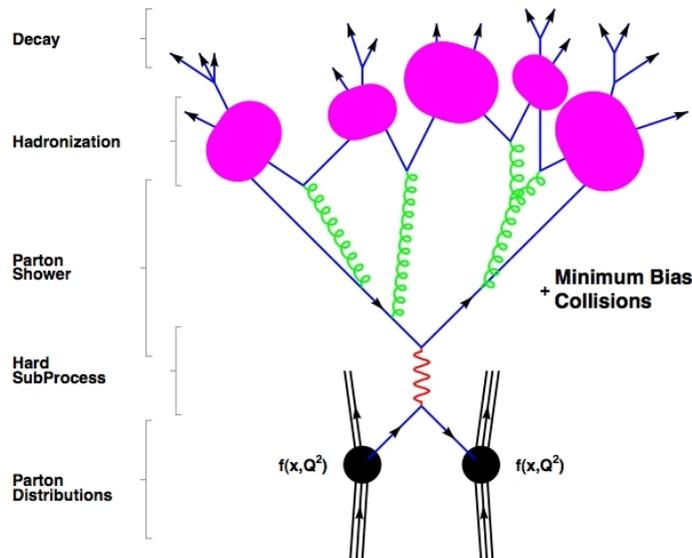


FIG. 5.1 – Représentation schématique de la chaîne de génération des interactions entre partons. Les radiations de gluons des partons dans l'état initial ne sont pas représentés pour ne pas encombrer le graphique. [89]

5.1.2 Les fonctions de distribution des partons

Le calcul des sections efficaces des processus durs dépend de la distribution de la fraction d'impulsion x emportée par un parton au sein du proton et de l'échelle en énergie virtuelle Q^2 à laquelle le proton est sondé. Les fonctions de distribution des partons ne peuvent pas être obtenues par des calculs perturbatifs, mais sont déterminées à partir d'ajustements glo-

baux sur les données. La principale source d'information provient de la mesure des diffusions inélastiques de leptons sur des hadrons ainsi que la production de paires de leptons dans les collisions hadrons-hadrons. Les deux principaux groupes fournissant ces données sont CTEQ [59] et MRST [90]. Leurs résultats sont actualisés à chaque fois que de nouvelles données ou de nouveaux développements théoriques sont disponibles. L'étude de la production de jets au Tevatron a également considérablement contribué à la connaissance des fonctions de distribution des gluons $f_g(x, Q^2)$. Mais l'échelle d'énergie accessible avec le LHC dépasse la gamme en x et Q^2 sondée, ce qui nécessite d'extrapoler les PDF à petit x et grand Q^2 .

Pour la production de paires $t\bar{t}$ au LHC avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}=14$ TeV, la fraction d'impulsion x et l'échelle en énergie Q^2 sont définies par :

$$Q = M_{t\bar{t}} \text{ et } x_{1,2} = \frac{M_{t\bar{t}}}{\sqrt{s}} \exp^{\pm y} \quad (5.1)$$

où y est la rapidité du système $t\bar{t}$ et $M_{t\bar{t}}$ la masse invariante de la paire $t\bar{t}$.

Si l'on prend comme référence la production de paires $t\bar{t}$ au seuil avec un système non accéléré, $y=0$ et $M_{t\bar{t}}=350$ GeV/c², on obtient $x_1 = x_2 = x_{t\bar{t}}=0.025$.

Les distributions obtenues avec les PDF de la version CTEQ5L sont présentées sur la figure 5.2, où l'échelle en énergie a été mise à $Q^2=(350\text{GeV})^2$.

Les paires $t\bar{t}$ peuvent être produites par fusion de gluons ou par annihilation de quarks/anti-quarks. La fraction du mode de production par fusion de gluons est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(gg \rightarrow t\bar{t})}{\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})} = \frac{x f_g(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2}{x f_g(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2 + 2 \times \sum_{q_i, \bar{q}_i} x f_{q_i}(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2 \times x f_{\bar{q}_i}(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2} \quad (5.2)$$

Pour $M_{t\bar{t}}=350$ GeV/c², 95% de la production de paires $t\bar{t}$ provient de fusion de gluons, ce pourcentage baisse avec $M_{t\bar{t}}$ (83% à 1 TeV/c²). Le mode de production dominant est donc la fusion de gluons.

Pour le Tevatron, l'énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}=1.96$ TeV plus faible qu'au LHC, nécessite des valeurs de x plus grandes pour pouvoir produire des paires de top ($x=0.18$ pour la production au seuil). Les quarks dominant la région à grand x , le mode dominant de production est donc l'annihilation $q\bar{q}$.

Pour la physique du top au LHC, l'incertitude sur les PDF est dominée par les incertitudes sur les PDF des gluons qui est de l'ordre de 3% à bas x comme le montre la figure 5.2. Les incertitudes sur les PDF sont évaluées à partir des incertitudes sur une vingtaine de variables avec la méthode de Hessian [91].

Les incertitudes sur les PDF se traduisent en incertitudes sur les sections efficaces et sur les formes des distributions.

5.1.3 Description de l'évènement dur

L'évènement dur est la description de l'ensemble des processus pouvant conduire à la production d'un état final X à partir de l'interaction entre partons a et b des deux protons. L'état final est ici constitué de particules élémentaires stables ou non. Il faut évaluer tous les processus $ab \rightarrow X$ de section efficace $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ et faire intervenir les PDF des deux partons $f_{a/b}(x_{1,2}, Q^2)$. La section efficace inclusive de production de l'état X est alors décrite par l'équation :

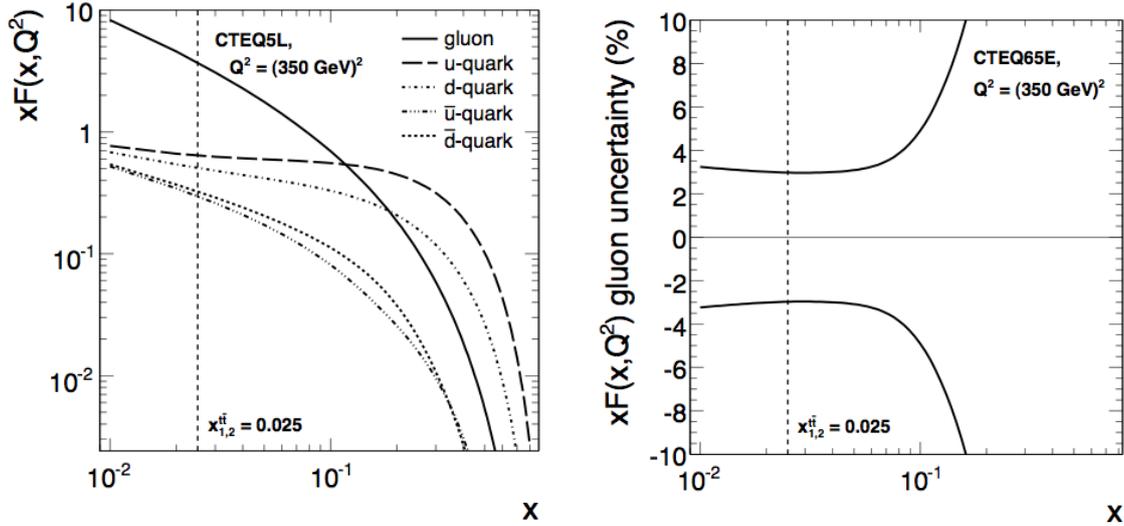


FIG. 5.2 – Sur la graphique de gauche, les principales PDF sont représentées pour CTEQ5L (avec $Q^2 = (350 \text{ GeV})^2$). Sur le graphique de droite, l'incertitude sur le PDF du gluon est représentée en fonction de x [89].

$$\sigma_X = \sum_{a,b} \int \int dx_1 dx_2 f_a(x_1, Q^2) f_b(x_2, Q^2) \times \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \quad (5.3)$$

Dans ce calcul, toutes les contributions (spin, couleur, saveur, ...) des partons initiaux sont sommées, et l'on intègre sur les fractions $x_{1/2}$ d'impulsions emportées par les partons a et b .

De nombreux processus sont décrits par la plupart des générateurs, mais souvent aux plus bas ordres. Typiquement la description de radiations dures se manifestant par des jets additionnels dans l'état final n'est pas du premier ordre (LO), mais est pourtant d'un grand intérêt du point de vue expérimental tant pour la description du signal que des bruits de fond.

Des développements effectués ces dernières années ont permis de faire l'association entre les calculs d'éléments de matrice à un ordre donné et le Parton Shower. Les calculs au NLO étant difficiles et pas toujours accessibles, une alternative consiste à utiliser des calculs au LO avec description d'un nombre fixé de partons additionnels dans l'état final : $ab \rightarrow X + N \text{ jets}$.

Dans l'expérience CMS, deux générateurs à éléments de matrice (LO) sont couramment utilisés pour décrire les processus intervenant dans la physique du top : ALPGEN et MadGraph/MadEvent. Ils vont être décrits dans les paragraphes suivants. Tous deux offrent deux modes de fonctionnement, le calcul de sections efficaces ou la production d'événements. Dans le premier mode, des événements pondérés sont produits en explorant l'espace de phase et en calculant les éléments de matrice. Ils permettent le calcul des sections efficaces pour un processus donné. Dans le deuxième mode, des événements non pondérés décrivant l'événement dur sont générés et directement exploitables.

Le générateur MadGraph/MadEvent Pour un processus inclusif donné, MadGraph [88] évalue à partir des diagrammes de Feynman toutes les contributions possibles. Toutes ces informations processus-dépendantes sont ensuite disponibles sous forme de modules dans MadEvent [92]. Un code indépendant est alors produit et permet de calculer les sections

efficaces et de générer des évènements qui seront ensuite passés en entrée dans un programme Monte Carlo décrivant le Parton Shower. Les interfaces avec les générateurs PYTHIA et HERWIG sont toutes deux disponibles. Le nombre de particules dans l'état final est limité. Par exemple, les processus $W+n$ jets peuvent être décrits jusqu'à $n=5$ au maximum, mais ce calcul approche les limites du générateur.

Le générateur ALPGEN ALPGEN est un générateur produisant une liste pré-définie de processus, dont des processus à grande multiplicité de jets dans l'état final tels que les processus $t\bar{t} + N$ jets avec $N \leq 4$. Il est interfacé avec les deux générateurs de Parton Shower PYTHIA et HERWIG.

5.1.4 Description du Parton Shower

Le Parton Shower est l'étape intermédiaire entre la génération de l'évènement dur et l'hadronisation où les calculs perturbatifs ne peuvent plus être utilisés, la constante de couplage devenant trop grande (confinement des hadrons). Le Parton Shower permet de décrire les cascades de radiations auxquelles sont soumis les partons. C'est une approche phénoménologique inspirée de la QCD, qui reste valide dans le domaine des émissions de radiations peu énergétiques (les angles sont petits). Elle permet de décrire l'état final à de bien plus hauts ordres que ne peuvent le faire les générateurs à éléments de matrice. Il existe trois types de branchement partonique $a \rightarrow bc$: $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$. A partir d'un élément de matrice décrivant un état final à n particules, l'élément de matrice à $n + 1$ particules (après branchement) peut être défini comme :

$$|M_{n+1}|^2 = \frac{16\pi\alpha_s}{t} \hat{P}(z) |M_n|^2 \quad (5.4)$$

où t est une variable d'évolution définie par $t = \ln(Q^2/\lambda_{QCD}^2)$ et $\hat{P}(z)$ la fonction de branchement dépendante de la fraction d'énergie z emportée par un des partons radiés. $\hat{P}(z)$ est une fonction différente pour chaque type de branchement considéré. En multipliant de manière successive le branchement des partons, on peut décrire à partir de la connaissance des partons de l'évènement dur, la gerbe de partons liée aux radiations. Cette approche probabiliste est gouvernée par les équations DGLAP (ou équations d'Altarelli-Parisi) qui décrivent l'évolution des densités de partons. Le Parton Shower permet de décrire aussi bien les émissions provenant des partons dans l'état initial appelées ISR (Initial State Radiation) que celles provenant des partons dans l'état final appelées FSR (Final State Radiation). Il permet de rendre compte des changements considérables de la topologie des évènements liés aux radiations.

5.2 La simulation du détecteur

Jusqu'à présent nous avons traité de la description de la physique des collisions dures, mais pas encore du passages des particules dans le détecteur. La simulation détaillée du détecteur CMS est réalisée à partir de l'utilisation du programme GEANT4 [93]. La simulation consiste à propager les particules dans le détecteur, au sein du champ magnétique, en prenant en compte les désintégrations en vol. Elle décrit la perte d'énergie dans le matériel du détecteur et simule les interactions électromagnétiques et hadroniques conduisant à ce que l'on appelle les "coups" (hits) dans les zones actives de détection. Il est possible d'inclure dans la simulation des scénarii d'alignement du détecteur qui par défaut est supposé être parfaitement aligné. La dernière étape, communément appelée "digitisation", consiste à simuler la réponse de

l'électronique de lecture. La digitisation consiste à reconstruire les signaux électroniques à partir des coups et en imitant le système d'acquisition de l'expérience.

Dans le trajectographe, l'angle de Lorentz, la diffusion, l'horloge, le bruit de l'électronique et les gains sont pris en compte pour aboutir à un signal digitisé. Dans les calorimètres, les conversions de photons, la scintillation et le bruit de l'électronique sont pris en compte aboutissant à des "hits" simulés. Dans les chambres à muons, les variations du temps de dérive et le bruit sont également reproduits.

La simulation complète des particules traversant le détecteur est une opération très consommatrice de temps de calcul (de l'ordre de quelques minutes par événement), c'est pourquoi il est possible d'utiliser ce que l'on appelle la simulation rapide.

La simulation rapide Un programme de simulation rapide appelé FAMOS [94] a été développé pour CMS. Il permet de simuler environ un événement par seconde avec, dans la plupart des distributions, un accord avec la simulation détaillée qui est de l'ordre du pourcent. Pour permettre d'atteindre de telles vitesses, la géométrie du détecteur est simplifiée, et la description du passage des particules dans le détecteur est paramétrisée. Par exemple, pour le calorimètre électromagnétique, le développement des gerbes électromagnétique est paramétrisé en supposant un calorimètre homogène. Pour les muons, la paramétrisation repose sur les seules efficacités et résolutions dépendantes de l'impulsion et de la pseudo-rapacité. La simulation rapide est généralement utilisée pour les études où l'on produit de multiples échantillons d'événements avec des paramètres variables pour observer leur dépendance. C'est par exemple le cas pour les études des erreurs systématiques.

5.3 La reconstruction des jets

Les particules chargées de couleur telles que les gluons ou les quarks, ne peuvent exister sous forme libre. C'est ce que l'on appelle le "confinement" prédit par la chromo-dynamique quantique. Ces particules se fragmentent en hadrons neutres de couleur avant d'être expérimentalement détectables. Ce processus d'hadronisation initié par la présence d'un quark ou d'un gluon se traduit par un flux collimé de hadrons que l'on appelle communément "jet". Expérimentalement, les jets sont des objets reconstruits, souvent à partir d'amas calorimétriques, qui doivent être mesurés et étudiés pour permettre de connaître les propriétés du parton initial. La reconstruction de ces objets est un des plus grands challenges dans un collisionneur hadronique. Et il s'agit là d'un problème complexe puisqu'une multitude d'effets de nature physique ou expérimentale doivent être pris en compte. Parmi les effets physiques on compte la radiation de gluons, l'événement sous-jacent, l'empilement, les particules sortant de la trajectoire collimée du jet, la déflexion du champ magnétique . . . Parmi les effets de détection on compte la perte d'énergie dans le matériel, les déviations angulaires, les réponses non linéaires des calorimètres ou bien encore le bruit du détecteur. Plusieurs algorithmes permettent de définir et de reconstruire les jets. Seules les trois plus fréquemment utilisés dans l'expérience CMS seront présentés, ainsi que leurs performances. En plus de la longue liste d'effets à prendre en compte, une partie de l'énergie des jets n'est pas "visible". Les muons et neutrinos produits au sein du flux de particules ne seront ni arrêtés ni mesurés par les calorimètres. C'est pourquoi des techniques de correction de l'échelle en énergie des jets doivent être appliquées afin d'obtenir une moyenne correcte sur la mesure de l'énergie des partons initiaux. Les principales techniques de correction seront abordées dans cette section.

5.3.1 Les algorithmes des jets

Les algorithmes des jets peuvent fonctionner sur différents types d'objets, le plus souvent il s'agit de tours du calorimètre (*CaloJets*). Mais il est également possible d'utiliser les mêmes algorithmes sur les particules générées (*GenJets*) pour distinguer l'effet du détecteur et des algorithmes. Voici les trois méthodes de reconstruction de jets les plus utilisées dans la collaboration CMS :

Iterative Cone Comme son nom l'indique, il s'agit d'un algorithme itératif se basant sur une définition conique des jets dans le plan (η, ϕ) . L'algorithme commence par classer les objets d'entrée par ordre décroissant de E_t . Si le premier objet dépasse le seuil $E_{t,min}^{germe}$, il est considéré comme le germe initiant le reste de la procédure. Un cône d'ouverture angulaire R dans le plan (η, ϕ) est alors défini autour de ce germe. En combinant tous les objets au sein de ce cône, on obtient un proto-jet. La direction de ce proto-jet est alors calculée et donnée comme germe pour l'itération suivante. Cette procédure continue jusqu'à ce que l'énergie et la direction du proto-jet soient stabilisées. Après convergence, le proto-jet est élu au rang de jet et tous les objets qui lui sont associés sont enlevés de la liste des objets d'entrée. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que les objets de la liste d'entrée ne satisfassent plus le critère $E_t > E_{t,min}^{germe}$. Au final, cet algorithme peut être configuré via deux paramètres, l'ouverture angulaire du cône, et le seuil $E_{t,min}^{germe}$.

Midpoint Cone Avec la méthode *Iterative Cone*, les jets peuvent se chevaucher, les objets de la zone de recouvrement appartenant de manière arbitraire au premier proton jet reconstruit. L'algorithme *Midpoint Cone* est conçu pour faciliter la séparation ou la fusion de ces jets. Il s'agit d'une version de cône itératif pour laquelle les objets associés aux proto-jets ne sont pas retirés de la liste. Par conséquent, un objet peut appartenir à plusieurs proto-jets. Pour chaque paire de jets se chevauchant, la direction du quadri-vecteur impulsion combinée des deux jets est calculée et appelée "Midpoint". Ceux-ci servent alors de germes pour reconstruire de nouveaux proto-jets. La dernière étape permet de constituer la liste définitive des jets. Si un proto-jet ne partage pas d'objet avec un autre proto-jet, il est ajouté à la liste des jets. Dans le cas contraire, le choix de séparer ou de fusionner les deux jets est basé sur la fraction d'énergie transverse partagée $F_{E_t,min}^{fusion}$. Si la fraction dépasse un certain seuil, les deux jets fusionnent, dans le cas contraire chaque constituant est ajouté au jet le plus proche dans le plan (η, ϕ) . En plus des deux paramètres de la méthode *Iterative Cone*, le seuil $F_{E_t,min}^{fusion}$ peut être configuré.

Inclusive K_t Contrairement aux deux algorithmes précédents, avec cet algorithme le regroupement des objets est calculé à partir de distances non géométriques. Pour chaque objet i et chaque couple d'objets (i, j) , on définit les distances suivantes :

$$d_i = E_{t,i}^2 R^2 \quad \text{et} \quad d_{i,j} = \min(E_{t,i}^2, E_{t,j}^2) \Delta R_{i,j}^2 \quad (5.5)$$

R est un paramètre sans dimension et $\Delta R_{i,j}$ est la métrique définie précédemment. L'algorithme recherche la plus petite distance. S'il s'agit d'une distance entre deux objets $d_{i,j}$, ils fusionnent et le nouvel objet obtenu remplace ses constituants. Dans le cas contraire, l'objet i pour lequel la distance d_i est minimale, est retiré de la liste pour être ajouté à la collection de jets. Cette procédure continue jusqu'à ce que tous les objets soient inclus dans un jet. Une nouvelle itération permet de fusionner tous les jets. Le paramètre de cette méthode, R , est configurable. On peut le comparer avec l'ouverture du cône pour les algorithmes précédents.

5.3.2 La calibration des jets

La chaîne de calibration des jets Pour comprendre tous les facteurs participant à la calibration des jets, il a été proposé d'utiliser une stratégie à plusieurs niveaux. Pour chaque algorithmes des jets, les facteurs suivants doivent être évalués :

1. Offset correction
Cette première étape permet de prendre en compte les contributions de l'empilement et du bruit résiduel de l'électronique. L'empilement dépendant de la luminosité instantanée, les étapes suivantes s'affranchiront de cette dépendance.
2. Correction relative en η
Ces corrections permettent de prendre en compte les différences de réponse des calorimètres selon η en utilisant une région de contrôle comme référence.
3. Correction relative en p_t
Ces corrections ont pour objectif la prise en compte de la non linéarité du calorimètre à la mesure de l'énergie des hadrons, l'influence du champ magnétique et l'énergie non détectée dans les calorimètres. Ces phénomènes étant dépendants de l'impulsion transverse des jets, des corrections dépendantes de p_t sont appliquées.
4. Correction de saveurs
Ce facteur corrige la réponse du détecteur en fonction de l'origine du jet : jet de gluon, de quark léger ou de quark b ou c.
5. Correction de l'évènement sous-jacent
Dédiées à la réduction de l'influence de l'évènement sous-jacent, les méthodes permettant d'obtenir ces facteurs sont toujours en cours de développement.
6. Correction partonique
Cette étape de la calibration permet de prendre en compte les particules qui ne sont pas incluses dans un jet en corrigeant l'énergie mesurée par rapport au parton d'origine.

Corrections Monte-Carlo Ces méthodes Monte-Carlo corrigent l'énergie des jets au niveau des particules générées composant les jets [95]. Seules les particules générées stables sont considérées (incluant les neutrinos et les muons) pour reconstruire les jets. Pour chaque intervalle en (E_t^{gen}, η^{gen}) , on calcule le rapport E_t^{rec}/E_t^{gen} . Les distributions obtenues sont ajustées avec des gaussiennes et les valeurs moyennes en sont extraites. Cela permet d'obtenir des facteurs correctifs dépendant de E_t et η . L'énergie des jets reconstruits non calibrés est sous-estimée à cause des particules de faible E_t courbées par le champ magnétique et n'arrivant pas jusqu'à la surface du calorimètre, des neutrinos ou bien des canaux morts.

La balance en P_t dans les évènements di-jets La balance en P_t dans les évènements di-jets QCD est une technique permettant de mesurer les facteurs de correction η -dépendant à partir des données [96]. Elle est basée sur le principe de conservation de l'énergie transverse des deux jets, un jet "sonde" et un jet de référence appartenant à une η -région de référence. Les jets de référence sont préférentiellement choisis au sein du tonneau de sorte à ce que $|\eta| < 1$. Différents intervalles en η sont définis, correspondant à la pseudo-rapacité du jet sonde. La réponse relative est calculée pour chaque intervalle par le rapport $(p_t^{sonde} - p_t^{ref})/p_t^{sonde}$. Etant donnée l'importante section efficace des processus di-jets QCD, cette méthode présente l'avantage d'être utilisable avec peu de données. Elle peut être rapidement mise en oeuvre au démarrage, puis utilisée pour le contrôle en ligne de la calibration puisque environ une heure

de prise de données représente une statistique suffisante. Ces corrections correspondent au niveau 2 des corrections énoncées précédemment.

La balance en P_t dans les événements photon+jet De manière analogue à la méthode précédente, la balance en P_t peut être utilisée pour les événements photon+jet produits par les processus $qg \rightarrow q\gamma$ ou $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ [97]. Cette méthode trouve tout son intérêt dans l'excellente résolution sur l'énergie des photons fournie par le calorimètre électromagnétique. On obtient la relation $p_t^{jet}/p_t^\gamma \approx p_t^{jet}/p_t^{parton}$ qui permet de faire les corrections de niveau 6. Il a été montré qu'il est préférable d'appliquer des corrections dépendantes de p_t^γ afin de limiter l'effet des corrections radiatives (correction de niveau 3). Cette méthode est attendue pour fournir les premières estimations absolues de l'échelle en énergie des jets due à la grande statistique des processus, et en particulier à bas p_t . Il est cependant à noter des différences dans la réponse des jets de quarks et de gluons qui ne peuvent pas être séparés par cette méthode.

Contrainte sur la masse d'un boson W dans les événements $t\bar{t}$ Cette méthode est basée sur un échantillon très pur d'événements $t\bar{t}$ identifiés par la présence d'un lepton isolé et l'utilisation de critères d'étiquetage des jets issus de quarks b [98]. Sur les quatre jets de l'événement deux doivent être étiquetés jets de b et les deux autres doivent être des jets légers. La masse invariante de ces deux derniers permet de reconstruire la masse de bosons W candidats. En faisant varier un facteur correctif sur l'échelle en énergie des jets, la valeur moyenne de masse invariante varie linéairement (cd figure 5.3). En imposant celle-ci à la masse connue du W, on peut remonter à l'échelle en énergie des jets légers (correction de niveau 6). Cette méthode pourrait être étendue au jet de b en imposant une contrainte sur la masse du top à partir des deux jets légers et d'un jet de b additionnel.

Les calibrations di-jets et photon-jet conduisent à des incertitudes de 5% sur l'échelle en énergie des jets avec 1 à 10 fb^{-1} . L'utilisation additionnelle de la calibration des jets par contrainte sur la masse du W permet de réduire cette incertitude à 3% pour les jets légers de $p_t > 30$ GeV.

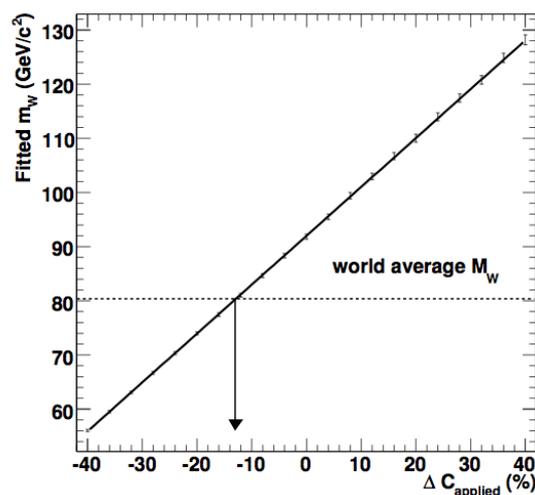


FIG. 5.3 – Masse ajustée du W en fonction du décalage effectué sur l'énergie des jets qui constituent le W hadronique.

5.3.3 L'étiquetage des jets de b

Les jets originaires de quarks de saveur lourde, quarks b et c, possèdent des caractéristiques permettant de les distinguer des autres jets. Les hadrons beaux produits lors de la fragmentation des quarks b possèdent un temps de vie propre plus long que les hadrons constitués de quarks plus légers ($\tau_B \approx 1.5ps$, $c\tau_B \approx 450\mu m$). Par conséquent, les traces associées à la désintégration de tels hadrons ne sont pas compatibles avec le vertex primaire, mais proviennent d'un vertex déplacé, ou vertex secondaire. Une catégorie d'algorithme d'étiquetage des jets issus de quarks b est basée sur la recherche de ces vertex déplacés, tandis qu'une deuxième catégorie toujours basée sur l'exploitation de ce long temps de vie, recherche les traces à grands paramètres d'impacts.

La désintégration des hadrons beaux est associée à une haute multiplicité de traces chargées, en moyenne 5. Dans 19% des cas, un électron ou un muon est produit lors de la désintégration d'un hadron beau. Les algorithmes utilisant cette propriété se nomment étiquetage "soft-lepton".

L'algorithme "Track Counting" Il s'agit d'une méthode d'identification des jets issus de quarks b simple et rapide. Pour chaque trace associée à un jet, la signification du paramètre d'impact à deux ou trois dimensions est calculée. Seules les traces pour lesquelles la distance minimale d'approche à l'axe du jet est inférieure à 0.7 mm sont considérées. Le jet est considéré étiqueté b si le nombre de traces avec une signification excédant un certain seuil est supérieure ou égale à une valeur n paramétrable. La signification de la n^{ime} trace sert de discriminateur à cet algorithme. L'asymétrie de la distribution reflète le long temps de vie des hadrons de saveurs lourdes. Plus n est grand, meilleure est la pureté de la méthode. En revanche l'efficacité chute considérablement puisque environ 80% des jets issus de quarks b comptent moins de quatre traces associées. Typiquement, il est recommandé d'utiliser pour n les valeurs de 2 ou 3. Les performances de l'algorithme sont présentées sur la figure 5.4 pour $n=2$.

L'algorithme "Track Probability" Cette méthode calcule une probabilité par jet P_{jet} en combinant des probabilités pour toutes les traces associées à ce jet P_{tr} . Ces probabilités par traces expriment la compatibilité des traces avec le vertex primaire. Elles sont calculées à partir de la signification des traces, qui est définie comme le rapport entre le paramètre d'impact et l'incertitude de sa mesure. Le paramètre d'impact pouvant être positif ou négatif, on obtient des probabilités signées. La probabilité d'un jet P_{jet} est calculée comme la probabilité qu'un ensemble de N traces produise les probabilités par trace inférieure ou égale à celles observées dans l'hypothèse où elles viennent du vertex primaire. Le discriminateur de cet algorithme est alors défini par $-\log P_{jet}$. Les performances de l'algorithme sont présentées sur la figure 5.4.

Les algorithmes de vertex déplacés Les excellentes performances du trajectographe rendant possible la reconstruction de vertex secondaires, l'étiquetage des jets de b peut se baser sur la reconstruction de ces vertex [100]. La reconstruction des vertex secondaires est effectuée à partir de traces ayant un paramètre d'impact transverse de moins de 2 mm par rapport au vertex primaire pour limiter le bruit de fond (conversions de photon et interactions nucléaires, désintégration des V^0 ...). Les vertex secondaires sont ensuite filtrés par rapport à des critères de qualité dont la compatibilité entre vertex primaire et secondaire, et la masse invariante des traces chargées. Pour effectuer ensuite la discrimination entre jets légers et jets de saveurs lourdes, un ensemble de variables est utilisé telles que la multiplicité des traces, la masse invariante des traces, les significances ... On définit des fonctions de densité de

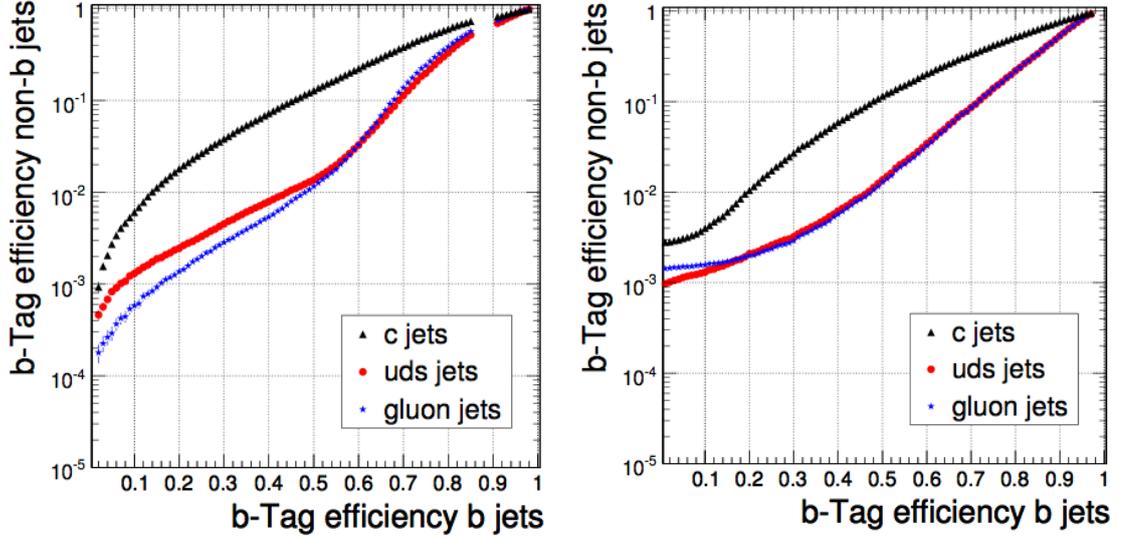


FIG. 5.4 – Performance des algorithmes TrackCounting avec $n=2$ (à gauche) et TrackProbability (à droite) en terme de mauvaise identification en fonction de l'efficacité d'identification d'un jet de b. Les événements ont été évalués sur des échantillons $t\bar{t}$ [99].

probabilité $f_{\alpha}^{b,c,uds}g(x_i)$ d'appartenir à la catégorie de jet α (b, c ou uds) par rapport à la variable de discrimination x_i . En combinant les variables, on obtient une probabilité globale pour le jet :

$$P^{b,c,uds}g = f^{b,c,uds}g(\alpha) \times \prod_i f_{\alpha}^{b,c,uds}g(x_i) \quad (5.6)$$

où les poids $f^{b,c,uds}g(\alpha)$ traduisent la proportion des différentes catégories de jets pour un échantillon donné. Le discriminateur de la méthode est défini comme

$$\zeta_b = \log\left[f_c \frac{P^b}{P^c} + f_{uds}g \frac{P^b}{P_{uds}g}\right] \quad (5.7)$$

où f_c et $f_{uds}g$ sont les proportions du contenu en saveur des non jets étiquetés b telles que $f_c + f_{uds}g = 1$

L'algorithme "Soft-lepton" Le rapport d'embranchement pour la désintégration d'un hadron b en lepton est d'environ 19% pour chaque famille (e ou μ). On peut exploiter cette particularité en étiquetant les jets de b à partir de la reconstruction d'électron ou de muon dans un jet [101]. Les électrons et muons candidats sont d'abord sélectionnés respectivement comme un amas dans le calorimètre électromagnétique et comme une trace dans le détecteur à muon avant d'être associés à une trace reconstruite par le trajectographe interne. Les impuretés de la méthode proviennent des conversions de photon en paire e^+e^- et de la désintégration des mésons légers en muons ($\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}$, $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}X$). L'identification des électrons est basée sur un réseau de neurones utilisant en entrée des variables principalement relatives aux propriétés de l'amas calorimétrique. L'identification des muons est principalement basée sur les qualités de la trace reconstruite. Il est toutefois à noter que pour de faibles P_t , la courbure dû au champ magnétique complique l'association entre la trace dans le détecteur à muons et une trace dans l'environnement dense des jets. Une fois les candidats choisis, quatre variables combinées dans un réseau de neurones, permettent de faire la séparation signal/bruit de fond.

Elles sont basées sur l'impulsion transverse relative à l'axe du jet, la distance ΔR à l'axe du jet, le rapport de l'impulsion de la trace du lepton avec l'énergie du jet, et la signification du paramètre d'impact de la trace par rapport au vertex primaire.

5.4 La reconstruction de l'énergie transverse manquante

Le détecteur a été conçu pour être le plus hermétique possible du point de vue de la calorimétrie, c'est à dire couvrant le plus grand angle solide possible expérimentalement ($-5 < \eta < 5$). Une couverture totale de 4π n'est pas possible puisque le détecteur doit être ouvert très à l'avant pour recevoir les faisceaux de protons. Par conséquent des produits de désintégration de faible p_t peuvent s'échapper du détecteur, rendant impossible la contrainte de balance en énergie totale. Il est cependant possible d'utiliser la conservation de l'énergie dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau, on parlera d'énergie transverse. Cette méthode permet d'identifier la présence d'une ou plusieurs particules interagissant faiblement avec le détecteur, ce qui est en soit la signature d'un processus intéressant. Dans le cadre du modèle standard, la mesure d'énergie transverse manquante est la signature unique de la présence d'un neutrino. De nombreuses extensions du modèle standard prédisent l'existence d'autres particules interagissant faiblement qui devraient apparaître sous forme d'énergie transverse manquante. L'observation d'excès d'évènements présentant une forte énergie transverse manquante peut donc constituer un signe de mise en évidence de nouvelle physique. C'est pourquoi cette mesure a déjà joué un rôle considérable dans la recherche de physique au-delà du modèle standard notamment auprès des expériences CDF et D0.

L'énergie transverse manquante \cancel{E}_t est calculée comme la somme vectorielle de toutes les énergies déposées dans les tours des calorimètres.

$$\cancel{E}_t = - \sum_n (E_n \sin\theta_n \cos\phi_n \vec{i} + E_n \sin\theta_n \sin\phi_n \vec{j}) = E_x^m \vec{i} + E_y^m \vec{j} \quad (5.8)$$

où la sommation porte sur toutes les tours du calorimètre. La contribution dominant l'incertitude de la mesure provient du calorimètre hadronique, calorimètre à échantillonnage :

$$\sigma_{\cancel{E}_t} = A \sqrt{\sum E_t - D} + B + C(\sum E_t - D) \quad (5.9)$$

où

$$\sum E_t = \sum_n E_n \sin\theta_n \quad (5.10)$$

est la somme scalaire de l'énergie transverse visible.

A est le terme de "bruit". Il prend en compte le bruit de l'électronique, l'empilement et l'évènement sous-jacent. B est le terme "stochastique", il prend en compte l'erreur statistique de l'échantillonnage des dépôts d'énergie dans les tours des calorimètres. Ce terme est dominant sur une large partie du spectre \cancel{E}_t . Le terme "constant" C est dû aux autres effets systématiques qui sont très importants à haut \cancel{E}_t . Parmi ceux-ci on compte la non-linéarité du calorimètre et les canaux morts. Le terme D représente le biais dû aux effets de bruit et d'empilement sur $\sum E_t$.

Malgré l'excellente granularité du calorimètre, et la bonne couverture angulaire, la résolution sur \cancel{E}_t reste dominée par la résolution sur l'énergie calorimétrique du HCAL, c'est à dire les performances intrinsèques du calorimètre.

De nombreux effets viennent dégrader les performances de la mesure, qu'ils soient d'origine physique ou expérimentale. L'empilement, l'évènement sous-jacent et la courbure des

traces chargées dans le champ magnétique en sont des exemples physiques. Côté détection, la différence de réponse du calorimètre aux photons et pions est une des sources de dégradation, mais il y a aussi le bruit du détecteur. Tout ceci rendant la mesure complexe. L'évaluation sur les événements de biais minimum pour lesquels aucune particule faiblement interagissante n'est produite, montre la résolution sur \cancel{E}_t . Dans ces événements, on obtient une résolution de 6.1 GeV, pour des échantillons sans empilement.

Il existe deux types de correction appliquées à \cancel{E}_t pour améliorer la résolution et le biais sur la mesure de l'énergie transverse manquante.

Les corrections de Type I sont les corrections relatives aux objets de haut p_t . Il y a tout d'abord les corrections de l'échelle en énergie des jets. L'idée est d'appliquer les corrections pour toutes les cellules des calorimètres appartenant à des jets, en prenant en compte la différence entre l'énergie des jets avant et après correction d'échelle en énergie. Dans les événements contenant des muons, dans la majorité des cas, les muons déposent une toute petite fraction de leur énergie dans le calorimètre. L'énergie restante contribue donc à accroître \cancel{E}_t . Pour corriger cet effet, la mesure de l'impulsion provenant du trajectographe interne et des chambres à muons est utilisée pour remplacer l'énergie mesurée le long de la trajectoire du muon dans le calorimètre. Ces corrections peuvent jouer un rôle prépondérant dans les événements où muons de haute impulsion transverse et particule non-interagissante sont produits. Typiquement pour les événements $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ pour lesquels un muon et un neutrino sont produits, l'amélioration sur \cancel{E}_t est importante.

Il y a également des corrections appliquées pour les τ 's, car l'assimilation de ces derniers à des jets issus de gluons ou quarks conduit à d'importantes différences de mesure d'énergie. Les corrections utilisent la mesure des taus faite à partir de méthodes de "flux de particules".

Les corrections de type II, sont des corrections prenant en compte des effets moins importants tels que l'évènement sous-jacent, ou bien l'effet d'empilement. Ces corrections sont encore en cours de développement dans le groupe JET/MET de CMS.

L'évaluation des performances de \cancel{E}_t sur des événements di-jets QCD ($20 < \hat{p}_t < 800$ GeV) sans empilement conduit au résultat suivant [102] :

$$\sigma_{\cancel{E}_t}^2 = (1.48 \text{ GeV})^2 + (103\% \text{ GeV}^{\frac{1}{2}})^4 \sqrt{\sum E_t - 82 \text{ GeV} + 2.43\% (\sum E_t - 82 \text{ GeV})^2} \quad (5.11)$$

Sur la figure 5.5 la résolution et le biais sur la mesure de l'énergie transverse manquante sont présentés pour des événements semi-leptoniques.

5.5 La reconstruction des leptons

5.5.1 La reconstruction des muons

La mesure de la trajectoire des muons est effectuée en plusieurs étapes : la reconstruction locale, la reconstruction "standalone" et la reconstruction globale. La reconstruction locale n'utilise que les chambres à muons compatibles avec le germe initiant la procédure. La reconstruction standalone combine toutes les informations provenant des chambres à muons tandis que la reconstruction globale combine également les informations provenant du trajectographe interne. La reconstruction de la trajectoire dans tous les cas, utilise la méthode du filtre de Kalman, prenant en compte des effets tels que la perte d'énergie, les diffusions multiples ou bien la non-homogénéité du champ magnétique dans le détecteur à muon. A l'exception de la génération des germes, l'algorithme de reconstruction des muons est le même au haut niveau de déclenchement qu'à la reconstruction hors ligne.

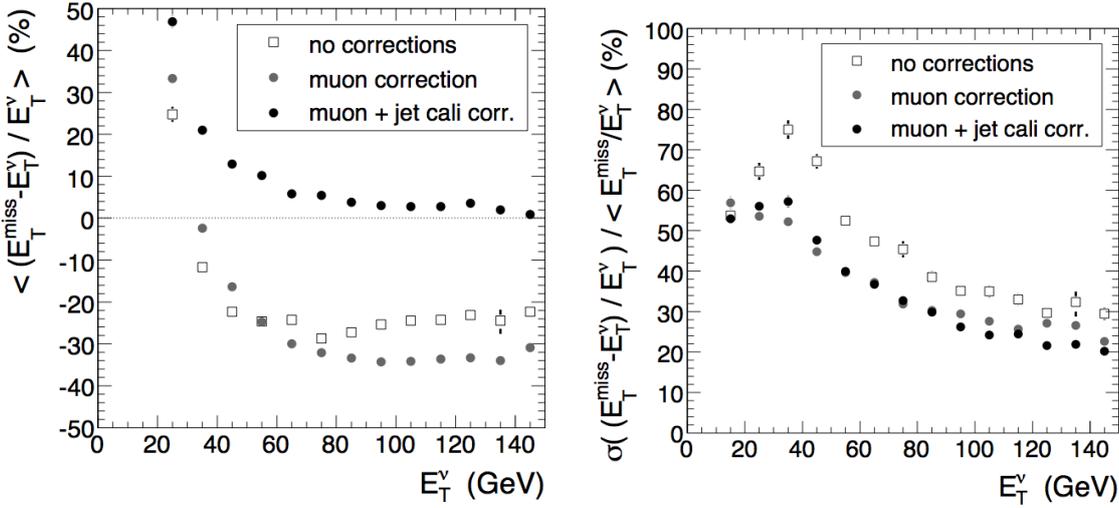


FIG. 5.5 – Biais relatif (à gauche) et résolution sur la mesure de l'énergie manquante (à droite) dans les événements semi-leptoniques avec différentes corrections. [89]

La reconstruction standalone La reconstruction standalone utilise les segments de traces fournis par les reconstructions locales dans les détecteurs DT, CSC et RPC (utilisés de manière complémentaire pour l'interface tonneau/bouchon). La procédure de reconstruction démarre des couches les plus internes et s'étend vers l'extérieur de manière itérative. Dans le tonneau, les segments de traces reconstruits servent d'entrées au filtre de Kalman tandis que dans les bouchons, ce sont directement les amas appartenant aux segments de traces qui sont utilisés afin de mieux prendre en compte l'inhomogénéité du champ magnétique. A chaque étape, les paramètres de la trace et les erreurs associées sont actualisées. Une fois la trace entièrement reconstruite depuis les couches les plus internes vers les plus externes, un ajustement est réalisé et la trace est extrapolée à la région d'interaction en utilisant une contrainte au vertex.

La reconstruction globale A partir de la reconstruction standalone, la trajectoire du muon est extrapolée de la couche la plus interne des chambres à muons, à la couche la plus externe du trajectographe silicium. Les couches de silicium compatibles avec cette trajectoire sont sélectionnées (avec prise en compte des incertitudes sur la mesure de la trajectoire) et permettent de réaliser une reconstruction locale dans le trajectographe silicium. Au sein de la région d'intérêt ainsi déterminée, les germes de traces sont construits à partir de paires d'impacts et permettent d'initier la reconstruction locale. La trajectoire est par suite ajustée de nouveau en considérant les impacts dans le trajectographe silicium et dans les chambres à muons. Le problème de muons candidats partageant les mêmes impacts dans le détecteur est résolu en se basant sur le χ^2 de l'ajustement de la trace.

Les graphiques de la figure 5.6 comparent les performances des deux méthodes de reconstruction des muons.

5.5.2 La reconstruction des électrons

L'identification des électrons est basée sur la présence d'un amas dans les calorimètres associée à une seule trace dans le trajectographe ; la majeure fraction de l'énergie étant déposée dans le calorimètre électromagnétique. La reconstruction des électrons doit tenir compte

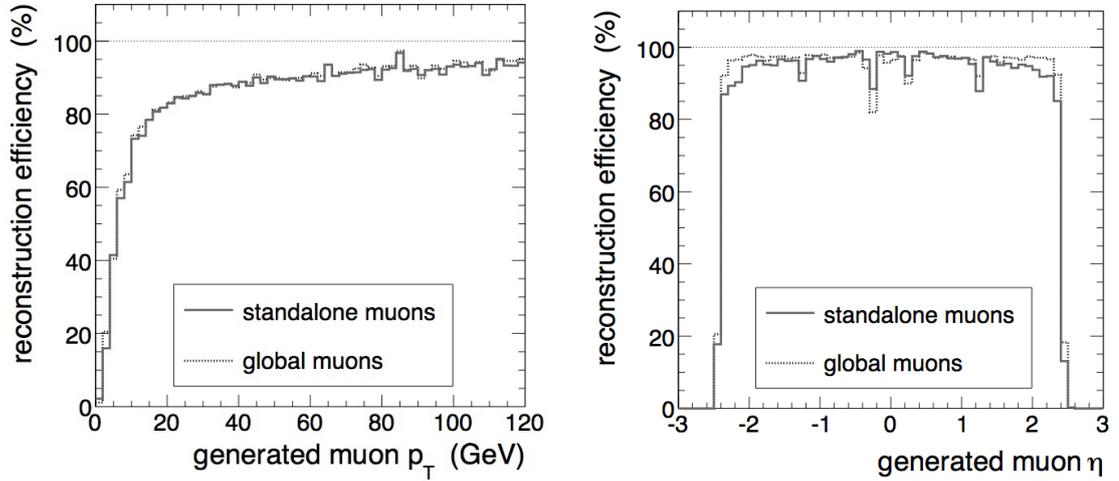


FIG. 5.6 – Efficacité de reconstruction des muons en fonction de p_t (à gauche) et de η (à droite) pour les deux méthodes de reconstruction : standalone et globale [89].

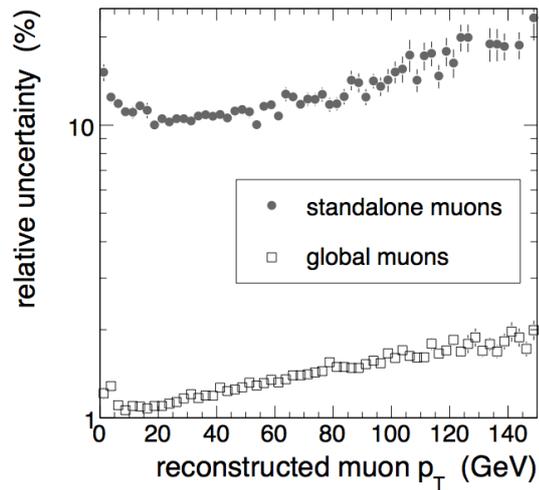


FIG. 5.7 – Incertitude relative sur la mesure de l'impulsion transverse des muons en fonction de p_t pour les deux méthodes de reconstruction : standalone et globale [89].

des interactions avec le trajectographe avant la mesure de l'énergie par le calorimètre électromagnétique. En traversant les différentes couches du trajectographe, les électrons rayonnent des photons de bremsstrahlung entraînant ainsi une dispersion azimutale de l'énergie déposée dans le calorimètre à cause du champ magnétique radial. L'effet des radiations peut être important. Par exemple des électrons de $p_t=10$ GeV/c uniformément distribués en η, ϕ perdent au moins 50% de l'énergie dans 50% des cas, et jusqu'à 95% dans 10% des cas. De plus il faut compter sur la possibilité de conversion de photons en paires e^+e^- qui conduisent à des pertes d'énergie dans le trajectographe. Le point de départ de la reconstruction des électrons est la construction de super amas dans le calorimètre électromagnétique. Par la suite il faut rechercher une trace associée au super amas. Le point d'impact calculé à partir de la somme pondérée des énergies dans l'amas coïncide avec le point d'impact que l'on aurait obtenu pour un électron avec la même impulsion ne rayonnant pas. Cette propriété donne un avantage certain pour l'association entre trace et super amas. La reconstruction des traces d'électrons bénéficie des développements réalisés par les techniques de reconstruction appelé "non-linear Gaussian-Sum Filter". Elles permettent de reconstruire les traces malgré les radiations multiples des électrons, et améliorent significativement les efficacités aux basses impulsions.

Le super amas reconstruit et la trace associée sont combinés pour former un candidat électron. Cependant un certain nombre de critères doivent être remplis par ces candidats :

- $E^{super\ amas} / |\vec{p}^{trace}| < 3$
- $|\eta^{super\ amas} - \eta^{trace}| < 0.1$
- $|\phi^{super\ amas} - \phi^{trace}| < 0.1$
- $H^{super\ amas} / E^{super\ amas} < 0.2$ où $H^{super\ amas}$ est l'énergie mesurée par le calorimètre hadronique.

Pour améliorer la mesure de l'impulsion de l'électron au vertex, les mesures du trajectographe et du calorimètre sont combinées. La résolution sur l'énergie mesurée par le calorimètre s'améliore lorsque l'énergie de l'électron augmente, donnant la meilleure mesure à haute énergie (cf figure 5.8). A l'inverse la résolution sur l'énergie calculée à partir de la trace se dégrade lorsque les énergies augmentent. A basse énergie (environ moins de 20 GeV), l'énergie des électrons est déterminé par la combinaison de la mesure du calorimètre et du trajectographe. Au delà, le quadri-vecteur de l'électron est déterminée par la direction de la trace et par l'énergie du super amas.

Electron-ID Pour identifier correctement les "vrais" électrons et réduire les bruits de fond impliquant de "faux" électrons, notamment dans les événements multi-jets QCD, des critères d'identification sont regroupés pour donner un estimateur global appelé "*electron - ID*". Les variables utilisées sont

- $\Delta_{\eta_{in}} = |\eta^{super\ amas} - \eta_{trace}^{extrap}|$, où les valeurs de η sont calculées au vertex.
- $\Delta_{\phi_{in}} = |\phi^{super\ amas} - \phi_{trace}^{extrap}|$, où les valeurs de ϕ sont calculées au vertex.
- H/E , rapport entre l'énergie déposée dans la tour du calorimètre hadronique située derrière le germe de l'amas calorimétrique et l'énergie totale.
- \sum_9 / \sum_{25} , rapport de la somme des énergies calculées sur des matrices de cristaux 3x3 et 5x5 centrées sur le cristal de plus haute énergie du super amas.
- E_{germe} / P_{ext} , rapport de l'énergie électromagnétique de la germe sur l'impulsion de la trace mesurée dans la couche la plus externe du trajectographe.

Les seuils utilisés pour chacune de ces variables dépendent de la classe auquel appartient l'électron afin de préserver l'efficacité de détection des électrons sur toute la couverture angulaire et optimiser la réjection de faux électrons (cf table 5.1).

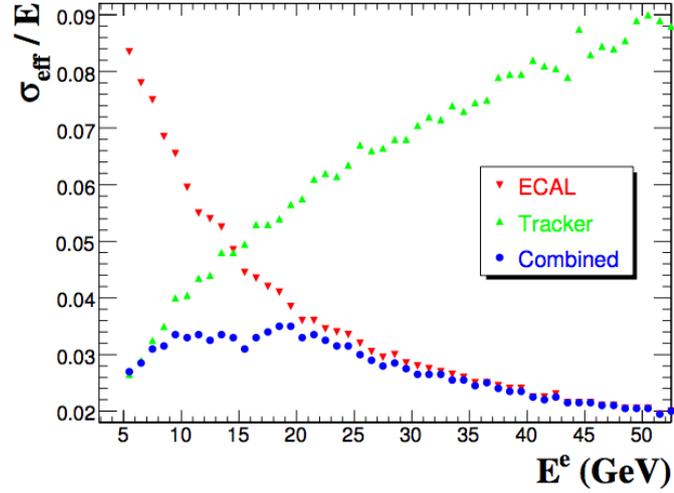


FIG. 5.8 – Résolutions sur l'énergie de l'électron par la mesure de l'énergie du super amas ("ECAL"), la mesure de l'impulsion de la trace ("Tracker") ou par la combinaison des deux mesures ("Combined") [103].

Coupure	Le tonneau du ECAL		Les bouchons du ECAL	
	Golden	Showring	Golden	Showring
$\Delta_{\eta_{in}}$	0.008	0.009	0.008	0.009
$\Delta_{\phi_{in}}$	0.06	0.08	0.06	0.09
H/E	0.09	0.12	0.09	0.12
\sum_9 / \sum_{25}	0.70	0.60	0.80	0.50
E_{germe}/P_{ext}	0.6-2.5	0.50 - /	0.6-2.5	0.50 - /

TAB. 5.1 – Définition de la sélection appliquée pour l'identification des électrons basés sur les classes d'électrons dans le bouchon et les tonneaux du calorimètre électromagnétique [104].

Conclusion

Les outils présentés dans ce chapitre vont être utilisés dans le chapitre suivant où une stratégie expérimentale de recherche de résonances $t\bar{t}$ sera présentée. Les performances des algorithmes de reconstruction abordés ici seront alors illustrées sur des échantillons d'évènements $t\bar{t}$.

Chapitre 6

Recherche de nouvelle physique dans le spectre de la masse invariante des paires de quarks top

Un certain nombre de modèles au delà du Modèle Standard prédisent l'existence de nouvelles particules susceptibles de se désintégrer en paires $t\bar{t}$. Une partie d'entre eux a été présentée au chapitre 4. Dans plusieurs de ces modèles les interactions de jauge prédites se couplent préférentiellement à la troisième génération de quarks et en particulier au top, qui est la particule observée la plus massive du Modèle Standard avoisinant $170 \text{ GeV}/c^2$ ²⁷. Ces particules peuvent apparaître comme des résonances dans le spectre de production de paires de quarks top et pas nécessairement dans d'autres canaux en raison du faible couplage aux particules légères. L'étude des paires $t\bar{t}$ peut s'avérer être selon les cas une voie alternative, voire unique pour détecter la présence de particules de nouvelle physique. Plusieurs variables caractéristiques des événements $t\bar{t}$ peuvent être affectées par la présence d'un mode de production additionnel de paires $t\bar{t}$, telles que l'impulsion transverse des quarks top, la somme scalaire de l'impulsion des objets dans l'état final ... Toutefois, la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ est attendue pour être la variable la plus sensible à la présence de nouvelle physique. Pour des résonances de faible largeur, le signal est contenu dans un intervalle localisé de la distribution, ce qui permet d'intégrer la quasi-totalité du signal avec seulement une fraction du bruit de fond, et par conséquent d'augmenter la signification de la mesure. De plus, la reconstruction de $m_{t\bar{t}}$ présente également l'avantage de pouvoir renseigner sur la masse de la particule de nouvelle physique mise en évidence. Il est à noter que la manifestation de nouvelle physique peut apparaître également sous forme de distortion dans le spectre $m_{t\bar{t}}$ plus complexe que la présence d'un pic. Par exemple, la présence de résonances $t\bar{t}$ de spin 0 peut se manifester par un effet d'interférence dans la distribution $m_{t\bar{t}}$, et la présence de résonances de spin 2 par une augmentation de la section efficace différentielle à haute masse invariante. La production de paires $t\bar{t}$ associées à la présence de particules indétectables peut également distordre le spectre $m_{t\bar{t}}$. Dans des modèles supersymétriques les stops peuvent se désintégrer en paires $t\bar{t}$ avec des particules additionnelles indétectables se manifestant par une énergie transverse manquante plus importante.

Ce chapitre présente une étude topologique des événements $t\bar{t}$ réalisée sur la production QCD (Modèle Standard) et sur des bosons Z' à différentes masses se désintégrant en paires $t\bar{t}$. Les bosons Z' , sont des bosons de spin 1 possédant les mêmes couplages aux fermions que

²⁷En mars 2008, la meilleure valeur combinant toutes les mesures est $m_{\text{top}} = 172.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$

le boson Z du Modèle Standard. Différentes méthodes de sélection des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques et de reconstruction de leur masse invariante font l'objet de la partie centrale de ce chapitre, l'accent étant mis sur l'utilisation d'un ajustement cinématique. Les erreurs systématiques sur l'échelle en énergie des jets et sur la connaissance de l'alignement et de la calibration du détecteur sont présentées en avant-dernière partie. Les performances de l'analyse sont ensuite traduites en limites sur la présence de nouvelle physique de la manière la plus modèles-indépendante possible. Toutefois seul le cas de résonances étroites sera traité dans cette thèse.

6.1 Monte Carlo et étude des événements générés

6.1.1 Les échantillons utilisés

L'étude de paires de quarks top dans le canal semi-leptonique conduit dans le cas idéal à une signature expérimentale d'un lepton isolé, de quatre jets, et de l'énergie transverse manquante. La reconstruction expérimentale des taus est complexe en raison de leur faible temps de vie qui conduit à des désintégrations hadronique ou leptonique. C'est pourquoi seuls les muons et les électrons sont considérés dans cette analyse.

Tous les processus conduisant aux mêmes types d'état final sont définis comme étant du bruit de fond physique. Les bruits de fond sont donc définis comme les processus où interviennent des leptons et au moins 4 jets. Voici la liste des principaux processus en question :

- Les processus multi-jets QCD
- La production de W avec des jets associés : W +jets, $Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$
- La production de Z avec des jets associés : Z +jets
- La production diboson de W et Z : WW , WZ et ZZ
- La production de quark top célibataire
- Les désintégrations leptonique et hadronique de paires de quarks top peuvent également être considérés comme un bruit de fond.

Les sections efficaces de ces processus sont indiqués dans la table 6.1

Processus	Section efficace (en pb)
QCD [PYTHIA]	5.748×10^{10}
W +jets ($W \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$) [ALPGEN]	41472
Z +jets ($Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$) [ALPGEN]	3426
$W+W$ +jets ($W \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$, les deux W) [ALPGEN]	10.4
$W+Z$ +jets (W inclusif, ($Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$) [ALPGEN]	3.6
$Z+Z$ +jets (Z inclusif, ($Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$) [ALPGEN]	2.6
top célibataire (canaux s et t) [NLO]	$255(\pm 18)$

TAB. 6.1 – Les sections efficaces de production des bruits de fond physiques sont présentées dans cette table. Les sections efficaces calculées avec ALPGEN sont définies après des coupures générateurs explicitées en référence [105]. La production des événements QCD est réalisée avec PYTHIA. La section efficace de production de quarks top célibataires est calculée au NLO sans coupures.

En raison de leur faible section efficace vis à vis du signal et des principaux bruits de fond, la production de dibosons et de quarks top célibataires n'a pas été étudiée. De même la production de processus Z +jets qui est expérimentalement signée par la présence de deux leptons isolés peut facilement être rejetée par un veto sur un deuxième lepton isolé ainsi que

par un critère sur l'énergie transverse manquante puisqu'il n'y a pas de neutrino dans l'état final. La contribution dans le spectre $t\bar{t}$ est attendue pour être faible pour ces processus.

Trois ensembles d'évènements $t\bar{t}$ sont utilisés dans cette analyse. Un échantillon d'environ 1150000 évènements $t\bar{t}$ inclusif a été produit avec le générateur ALPGEN [87]. ALPGEN est un générateur à éléments de matrice qui permet de décrire la production de gluons au premier ordre de la théorie des perturbations tout en prenant en compte la description du développement des gerbes hadroniques faites par PYTHIA. Cela évite le double comptage des gluons. Cette approche permet une meilleure description des radiations de gluons de haute impulsion transverse que le développement des gerbes hadroniques²⁸. Différents échantillons correspondant au nombre de partons additionnels produits par ALPGEN sont présentés dans la table 6.2. Dans cette production, un seuil sur l'impulsion transverse des gluons a été fixé à 20 GeV/c pour faire l'accord entre générateur à éléments de matrice et Parton Shower (PS). Dans 64% des évènements $t\bar{t}$ il y a présence d'un parton additionnel d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c. La section efficace de production calculée par ALPGEN est de 561 pb. Or les calculs NLO²⁹ pour la production de paires de quarks top prédisent une section efficace de 833_{-39}^{+52} pb [106]. Un facteur correctif de 1.48 doit donc être appliqué sur les échantillons produits. Le nombre d'évènements générés est présenté dans la table 6.2.

Nombre de radiations $P_t > 20$ GeV	Section efficace (en pb)	Nombre d'évènements générés	Luminosité générée (pb^{-1})
tt+0j	190	427414	225
tt+1j	170	409496	241
tt+2j	100	233378	233
tt+3j	40	40142	100
tt+nj n>3	61	40736	67

TAB. 6.2 – Sections efficaces et nombre d'évènements générés avec ALPGEN pour les processus $t\bar{t}+nj$.

Deux échantillons d'évènements $t\bar{t}$ produits avec le générateur MadEvent/MadGraph [88] ont également été utilisés. MadGraph est la référence utilisée dans cette analyse car sa flexibilité permet aisément d'implémenter des modèles de nouvelle physique. La production $t\bar{t}$ est décrite à l'ordre de l'arbre via le processus $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bl\nu bqq$. Les corrélations de spin dans l'état final sont prises en compte par les deux générateurs ALPGEN et MadGraph. Un échantillon principal de 570000 évènements semi-leptoniques a été généré tandis qu'une production additionnelle de 112000 évènements pour lesquels la masse invariante $t\bar{t}$ est supérieure à 1.5 TeV a été générée afin d'augmenter la statistique des évènements à haute masse invariante. La section efficace de production des évènements avec $m_{t\bar{t}} > 1.5$ TeV correspond à 0.26% de la section efficace totale.

Des échantillons de nouvelle physique ont également été produits avec le générateur MadGraph. Il s'agit de bosons Z' de masse 1, 2, 3 et 4 TeV/c^2 dont la largeur est égale à $3\% \times m_{Z'}$. La largeur a été choisie pour être plus petite que la résolution expérimentale. Ce choix d'une résonance générique qui n'est pas rattachée à un modèle est motivé par le fait que les particules de spin 1 sont la manifestation la plus simple de nouvelle physique dans le spectre $m_{t\bar{t}}$ puisqu'elle apparaît comme un pic dont la valeur maximale est la masse de la résonance considérée. Ces échantillons sont utilisés comme des sondes dans cette analyse et ils n'ont donc pas

²⁸communément appelé Parton Shower (PS)

²⁹NLO : next to leading ordre. Les processus au premier ordre de la théorie des perturbations sont pris en comptent.

une interprétation physique directe. La table 6.3 présente le nombre d'évènements de nouvelle physique générés. Les sections efficaces présentées ne sont pas rattachées à un modèle mais dépendent seulement de la masse et de la largeur de la résonance, les couplages aux fermions ayant été imposés pour être identique à ceux d'un boson Z du Modèle Standard.

$M_{Z'}[GeV/c^2]$	Largeur $[GeV/c^2]$	Section efficace [pb]	Nombres d'évènements générés
1000	30	1.49	45382
2000	60	0.98	51094
3000	90	0.13	44665
4000	120	0.0021	41840

TAB. 6.3 – Nombre d'évènements de nouvelle physique générés avec MadGraph. La largeur des bosons Z' (même couplage que le boson Z') est imposée à $3\% \times m_{Z'}$, conduisant aux sections efficaces mentionnées ici. Ces paramètres ne sont pas rattachés à un modèle particulier.

Pour la description des principaux bruits de fond, ALPGEN a été utilisé pour générer le bruit de fond W +jets et PYTHIA [85] pour générer le bruit de fond QCD. Le nombre d'évènements utilisés pour le bruit de fond QCD est présenté dans la table 6.4 et les sections efficaces associées sur la figure 6.1. La statistique des évènements QCD générés est plus importante à partir de $\hat{p}_t > 120$ GeV/c car c'est à partir de ce seuil que des évènements peuvent passer les critères de sélection, et avoir une contribution au bruit de fond. La section efficace de production de bosons W a été mise à l'échelle de la section efficace calculée au NLO en utilisant un facteur correctif de 1.12 déterminée à partir de [107]. Le nombre d'évènements générés pour ce bruit de fond sont disponibles dans la table 6.5. Tous les évènements ont été générés en utilisant les fonctions de description des pdf³⁰ CTEQ5L [108] et PYTHIA pour la radiation et la fragmentation en suivant les prescriptions décrites en référence [109].

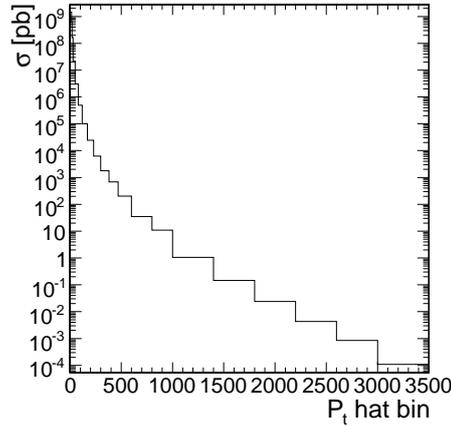


FIG. 6.1 – Section efficace de production des évènements QCD en fonction de \hat{P}_t .

Tous les échantillons de signal et de bruit de fond utilisés dans l'analyse ont été produits avec une simulation complète du détecteur et reconstruits au sein de l'architecture logicielle CMSSW [110]. La structure d'analyse utilisée est principalement basée sur celle communément utilisée dans le groupe de physique du top : "Top Quark Analysis Framework" (TQAF) [111]. Tous les résultats concernant les études sur le signal $t\bar{t}$ Modèle Standard et les bruits de fond

³⁰pdf :particle density function

\hat{P}_t - intervalle (en GeV/c)	Section efficace (en pb)	Nombre d'évènements généré	Luminosité généré (pb ⁻¹)
0-15	5520000000	13800	2e-07
15-20	1460000000	14200	1e-05
20-30	632000000	10500	2e-05
30-50	163000000	12800	8e-05
50-80	21600000	11200	5e-04
80-120	3080000	15000	5e-03
120-170	494000	299110	6e-01
170-230	101000	396244	4
230-300	24500	407259	17
300-380	6240	295350	47
380-470	1780	395268	222
470-600	683	172607	253
600-800	204	116943	573
800-1000	35.1	179882	5.1e+03
1000-1400	10.9	13183	1.2e+03
1400-1800	1.06	12600	1.2e+04
1800-2200	0.145	13200	9.1e+04
2200-2600	0.0238	14600	6.1e+05
2600-3000	0.00429	14800	3.2e+06
3000-3500	0.000844	7600	9.0e+06
>3500	0.000108	13000	1.2e+08

TAB. 6.4 – Sections efficaces et nombre d'évènements générés avec PYTHIA pour la production QCD en fonction de \hat{P}_t , l'impulsion transverse dans le centre de masse de la collision.

Nombre de radiations $P_t > 20$ GeV	Section efficace (en pb)	Nombre d'évènements générés	Luminosité générée (pb ⁻¹)
W+0j	30000	195933	7
W+1j	8000	181996	23
W+2j	2500	157437	63
W+3j	722	58199	81
W+4j	174	72585	417
W+5j	45	51709	115
W+nj n>5	31	14500	47

TAB. 6.5 – Sections efficaces et nombre d'évènements générés avec ALPGEN pour les processus W+nj.

ont été obtenus en utilisant les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN, offrant une meilleure description des radiations et permettant de rester cohérent vis à vis des échantillons de bruit de fond W +jets également générés avec ALPGEN. En revanche les comparaisons entre $t\bar{t}$ Modèle Standard et les résonances $t\bar{t}$ sont effectuées à partir des échantillons produits avec MadGraph.

6.1.2 Considérations topologiques

Quelque soit le mode de production des paires $t\bar{t}$, QCD ou résonance, les particules produites dans l'état final sont les mêmes. Cette section a pour objectif d'observer les caractéristiques topologiques des événements produits par des processus du Modèle Standard et de nouvelle physique ainsi que leur dépendance en masse. Cette étude a été réalisée avec les échantillons d'événements générés par MadGraph pour le Modèle Standard et pour les Z' de 1, 2, 3 et 4 TeV/ c^2 . Les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN ne sont pas utilisés dans cette section.

Sur la figure 6.2, on observe la quantité $\beta = v/c$ des quarks top dans le référentiel du laboratoire. Les distributions montrent que la vitesse des quarks top tend vers c ³¹ lorsque la masse du système $t\bar{t}$ augmente. Ceci est valable que l'on considère le mode de production QCD via différents intervalles de masse invariante ou la présence de résonances via différentes masses de bosons Z' . La figure 6.3 présente les décompositions de cette vitesse selon l'axe du faisceau et dans le plan transverse pour la production QCD ainsi que pour différentes masses de Z' . La vitesse des quarks top dans le plan transverse ($\beta_{top}(X, Y)$) est bien plus élevée pour les résonances que pour la production QCD, et la contribution des quarks top pour lesquels de grande vitesse transverse $v_{X, Y}$ augmente avec la masse de la résonance. A l'inverse, la composante $\beta_{top}(Z)$ décroît avec la masse de la résonance, au profit de la composante transverse. L'explication de ces différences provient du mode de production des paires $t\bar{t}$. Dans le cas d'une résonance, plus sa masse est grande, plus la proportion d'énergie disponible convertie en masse est importante, et donc plus la résonance produite se trouve au repos. Ainsi la désintégration de la résonance en paire de quarks top tend à être isotropique dans la limite où le référentiel de la résonance correspond au référentiel du laboratoire. A l'inverse, plus la masse invariante d'une paire de quarks top produite par interaction forte est grande, plus la composante v_z de la vitesse par rapport au référentiel du laboratoire est grande. Ceci provient de l'asymétrie dans la fraction d'impulsion emportée par les deux partons initiaux. Ainsi, à même masse invariante, les paires $t\bar{t}$ produites par interactions fortes et celles produites par la désintégration d'une résonance massive sont topologiquement différentes.

D'une manière générale, la vitesse des quarks top va influencer les distributions angulaires de leurs produits de désintégration. Plus le référentiel propre du quark top possède une vitesse élevée par rapport au référentiel du laboratoire, plus les angles entre les produits de désintégration mesurés dans le référentiel du laboratoire sont faibles.

La figure 6.4 présente les distributions de la pseudo-rapacité η pour les quarks top et pour les quarks légers issus des bosons W . Les quarks top sont produits de manière plus centrale pour les résonances que pour la production QCD, et cette centralité s'accroît avec la masse des Z' . Ceci est la conséquence directe des distributions en $\beta_{top}(X, Y)$ et $\beta_{top}(Z)$ évoquées précédemment. La distribution η_{top} montre d'importantes différences notamment dans l'intervalle $0 < |\eta| < 1.25$. La proportion de quarks top produits à faible η augmente avec la masse invariante du système. Des différences de près de 30% sont observables entre la production Modèle Standard et un Z' de 4TeV/ c^2 . La distribution η_{quarks} montre également que plus la masse de la résonance est élevée, plus les quarks sont centraux.

³¹ c : la célérité de la lumière dans le vide. $c = 299\,792\,458\, m.s^{-1}$

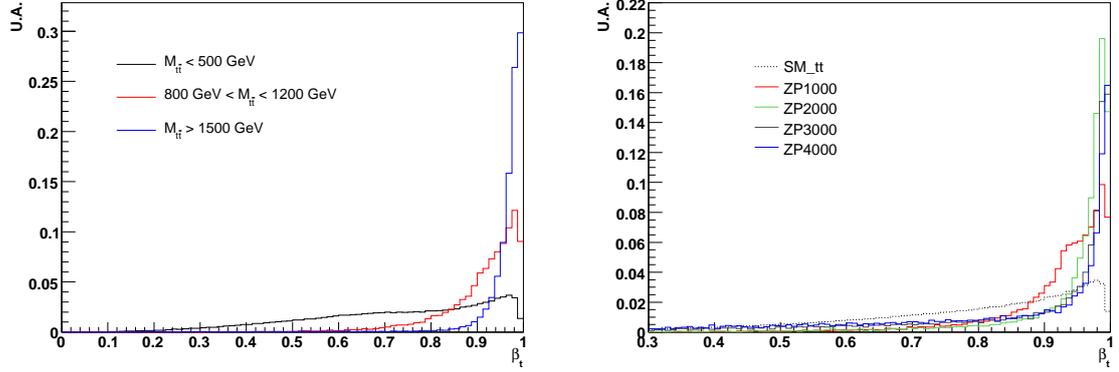


FIG. 6.2 – Distribution du $\beta = v/c$ des quarks top dans le référentiel du laboratoire pour différents intervalles de masse invariante (à gauche : production Modèle Standard), et pour différentes masses de boson Z' (à droite).

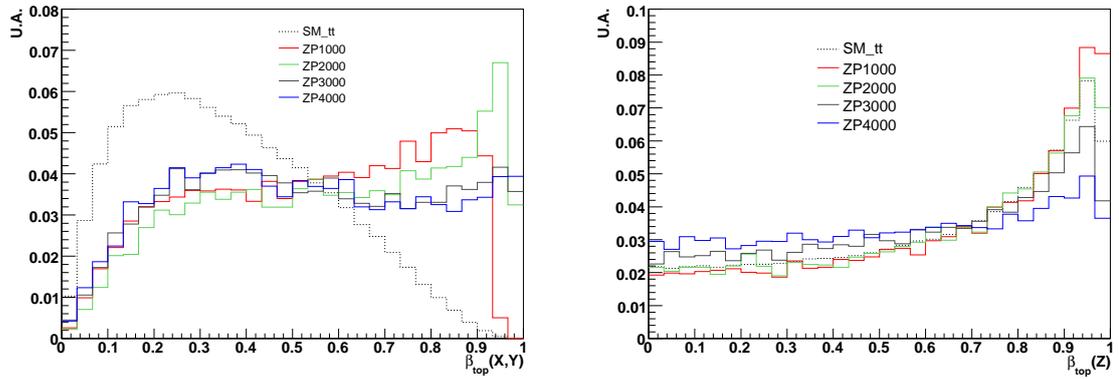


FIG. 6.3 – Distributions des composantes transversales (à gauche) et longitudinale (à droite) de $\beta = v/c$ des quarks top dans le référentiel du laboratoire pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard.

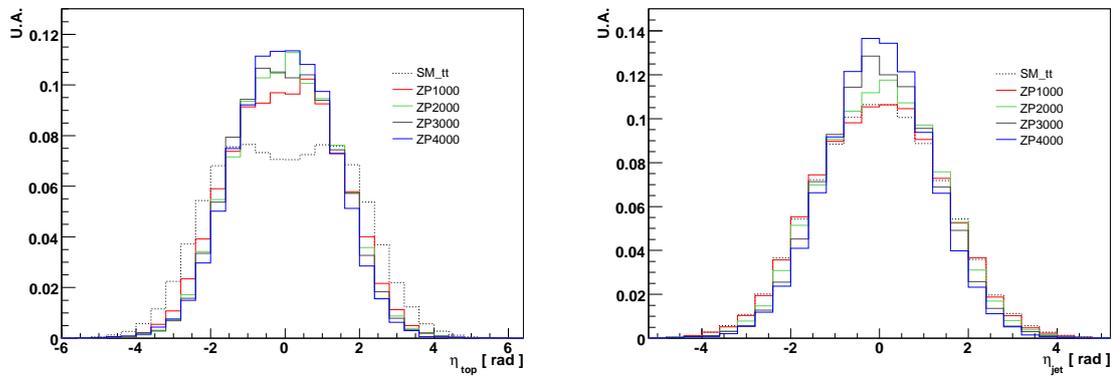


FIG. 6.4 – Distributions de la pseudo-rapidité des quarks top (à gauche) et des quarks légers issus de la désintégration des bosons W (à droite) pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard.

La distribution de l'angle entre les deux quarks top (figure 6.5) montre que pour une résonance, plus la masse est élevée, plus les quarks sont émis dos à dos. Dans le cas de la production Modèle Standard, la distribution angulaire est presque plate. Dans le plan transverse, les quarks top sont principalement émis dos à dos, même si cet effet est accentué pour les résonances à haute masse. Les différences viennent principalement de la contribution en θ .

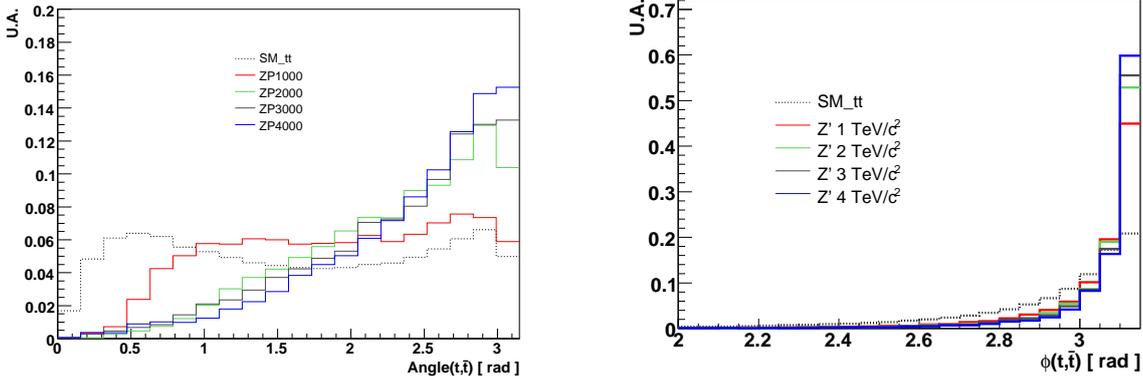


FIG. 6.5 – La distribution de l'angle entre les deux quarks top est présentée à gauche tandis que la distribution de la composante en ϕ est présentée à droite pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard.

Avec l'augmentation de la masse invariante du système $t\bar{t}$, l'énergie du quark top augmente et par conséquent l'énergie de leurs produits de désintégration augmente aussi. La figure 6.6 montre l'évolution de la distribution en énergie des quarks top avec la masse de la résonance, ainsi que la distribution de l'énergie transverse des quarks pour différents intervalles en masse invariante. Cette considération aura un impact sur les efficacités de sélection d'objets utilisant des seuils en E_t ou P_t qui devraient tendre à augmenter avec la masse invariante du système.

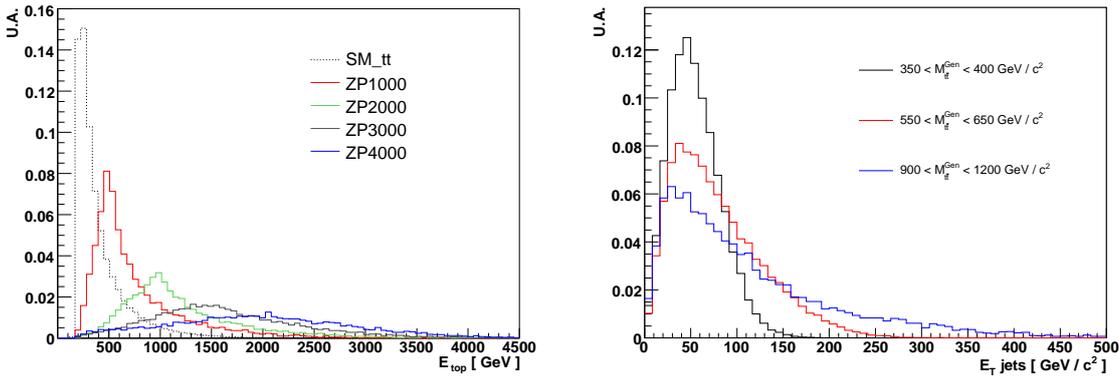


FIG. 6.6 – Distributions de l'énergie transverse des quarks top pour différentes masses de bosons Z' (à gauche) et distributions de l'énergie transverse des quarks issus de la désintégration des quarks top pour la production Modèle Standard (à droite).

Les quatre graphiques présentés sur la figure 6.7 montrent les distributions angulaires de couples d'objets pour la production QCD et pour différentes masse de Z' . Les distributions

de l'angle entre les deux quarks légers issus du W, l'angle minimal entre un de ces quarks le quark b issu du même top, l'angle entre le lepton et le b issus d'un même top présentent toutes les trois les mêmes caractéristiques. On note une nette distinction entre les distributions pour la production QCD et pour les Z' . Les angles diminuent avec l'augmentation de la masse invariante. Cela va avoir des conséquences sur la reconstruction des jets et sur l'isolation des leptons.

L'algorithme de reconstruction des jets utilisé est un algorithme de cône d'ouverture $\Delta R = 0.5$. Si l'angle entre les quarks issus d'un même W est inférieur à 1.0, un recouvrement des jets reconstruits commence à apparaître avec une dégradation de la résolution. Les particules de la gerbe hadronique d'un quark qui sortent du cône d'un jet peuvent entrer dans le cône voisin. En deçà de 0.5, taille du cône définissant un jet, les deux quarks deviennent expérimentalement indiscernables et seront reconstruits comme un seul jet. Les tableaux 6.6 et 6.7 présentent les pourcentages d'évènements pour lesquels $\Delta R_{q,\bar{q}}$ et $\Delta R_{q,b}$ sont inférieurs à 0.5 et 1.0. La fusion des quarks en un seul jet reste minoritaire au TeV/c^2 mais devient dominante à partir de 2 TeV/c^2 et *a fortiori* à plus haute masse. La table 6.8 présente les résultats pour l'angle $\Delta R_{q,b}$ pour trois intervalles en masse. Le phénomène qui est également observable pour la production QCD, reste bien moins conséquent que pour les résonances. A titre de comparaison, pour une masse d'environ 1 TeV/c^2 , le pourcentage d'évènements où l'angle minimal entre un quark b et son quark léger voisin est inférieur à 0.5 : il est de 8.4% pour la production QCD tandis qu'il est de 16.2% pour un Z' .

Mode de production	Pourcentage d'évènements où	
	$\Delta R_{q,\bar{q}} < 0.5$	$\Delta R_{q,\bar{q}} < 1.0$
$t\bar{t}$ Modèle Standard	1.6 ± 0.4	14.8 ± 0.1
Z' 1 TeV/c^2	12.5 ± 0.3	48.5 ± 0.5
Z' 2 TeV/c^2	38.9 ± 0.6	73.2 ± 0.5
Z' 3 TeV/c^2	54.9 ± 0.6	82.0 ± 0.5
Z' 4 TeV/c^2	62.7 ± 0.6	85.1 ± 0.5

TAB. 6.6 – Pourcentage d'évènements pour lesquels l'angle entre les deux quarks issus du W est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique.

Mode de production	Pourcentage d'évènements où	
	$\Delta R_{q,b} < 0.5$	$\Delta R_{q,b} < 1.0$
$t\bar{t}$ Modèle Standard	3.0 ± 0.4	18.1 ± 0.1
Z' 1 TeV/c^2	16.2 ± 0.4	68.3 ± 0.5
Z' 2 TeV/c^2	56.8 ± 0.6	85.3 ± 0.4
Z' 3 TeV/c^2	52.1 ± 0.6	70.6 ± 0.6
Z' 4 TeV/c^2	51.4 ± 0.6	66.8 ± 0.6

TAB. 6.7 – Pourcentage d'évènements pour lesquels le plus petit angle entre un quark issu du W et le quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique.

La table 6.9 présente les mêmes résultats pour l'angle entre un muon et un quark b provenant d'un même top. Les pourcentages sont présentés pour différentes valeurs de ΔR . Ils augmentent avec la masse invariante mais restent à des valeurs moins importantes que

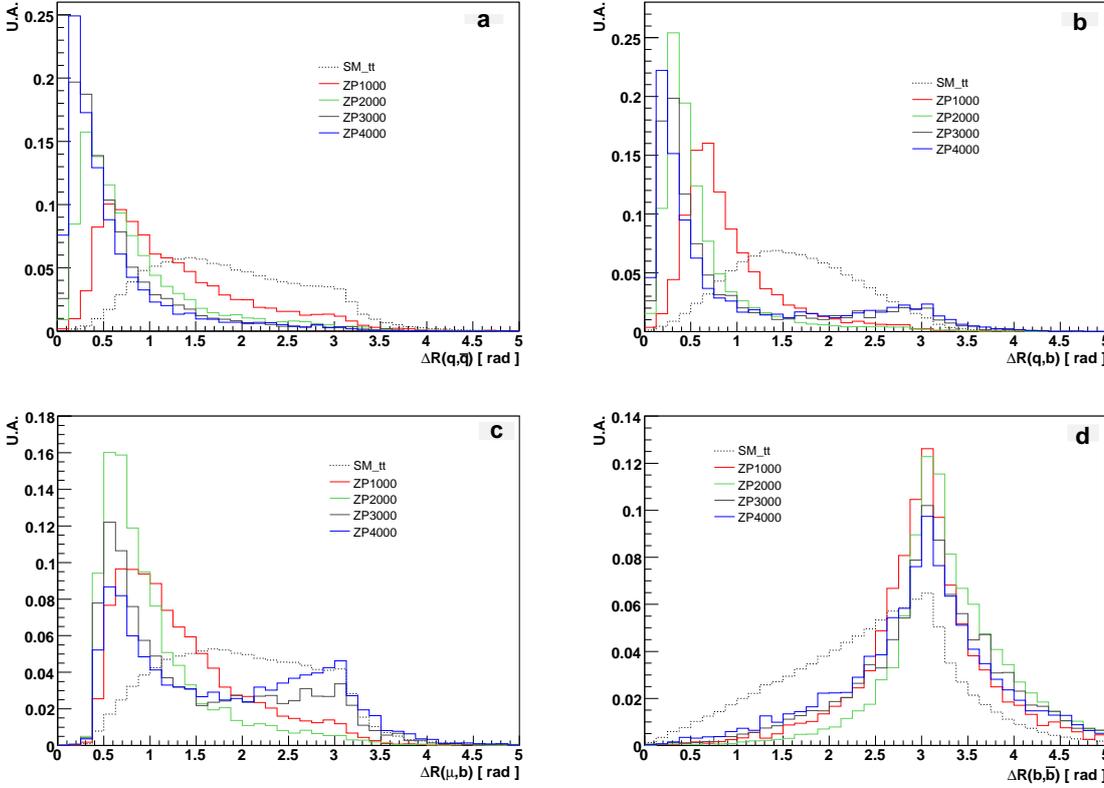


FIG. 6.7 – Distributions angulaires des produits de désintégration des paires de quarks top obtenues avec les différents échantillons générés avec MadGraph (Modèle Standard et nouvelle physique) : (a) l'angle entre les deux quarks issu d'un W, (b) l'angle minimal entre un de ces quarks et un quark de b issus de la désintégration du même quark top, (c) l'angle entre un muon et un quark b issus d'un même quark top, (d) l'angle entre les deux quarks b appartenant à deux quarks top différents.

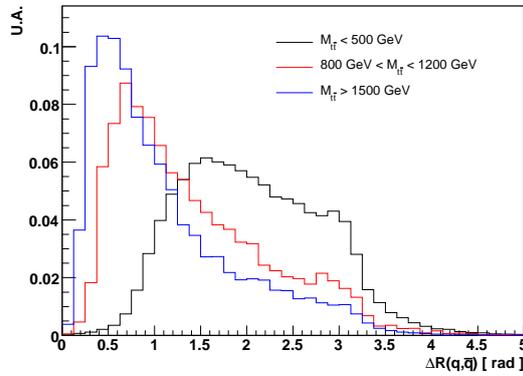


FIG. 6.8 – Distributions angulaires entre les deux quarks légers issus des bosons W pour différents intervalles de masse invariante obtenues sur l'échantillon $t\bar{t}$ Modèle Standard.

Mode de production	Pourcentage d'évènements où	
	$\Delta R_{q,b} < 0.5$	$\Delta R_{q,b} < 1.0$
$M_{t\bar{t}} < 500 \text{ GeV}/c^2$	0.4 ± 0.1	5.9 ± 0.5
$800 \text{ GeV}/c^2 < M_{t\bar{t}} < 1200 \text{ GeV}/c^2$	8.2 ± 0.4	39.7 ± 0.6
$M_{t\bar{t}} > 1500 \text{ GeV}/c^2$	23.7 ± 0.5	57.4 ± 0.6

TAB. 6.8 – Pourcentage d'évènements pour lesquels le plus petit angle entre un quark issu du W et le quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur l'échantillon MadGraph Modèle Standard pour différents intervalles de masse.

pour les angles entre quarks. Ce phénomène peut avoir deux conséquences, tout d'abord sur les critères d'isolation des leptons, en l'occurrence ici du muon. L'angle entre le quark b et le muon n'est qu'un indicateur, car de nombreuses traces et dépôts calorimétriques seront liés au développement de la gerbe hadronique associée au quark. Ces résultats nous montrent, sans pour autant le quantifier, que les variables d'isolation seront affectées à haute masse invariante. Il peut être préférable de privilégier des définitions de variables basées sur une petite ouverture angulaire pour contenir le problème à haute masse. A partir d'un certain seuil, il faudra probablement même rechercher la présence de lepton au sein des jets de b, puisqu'à 4 TeV, dans 40.6% des évènements, l'angle entre muon et b est inférieur à 0.3, et donc inférieur à la taille du cône d'un jet. Cette méthode possible pour rechercher des résonances à très haute masse ne sera pas traitée dans ce chapitre qui privilégie des résonances à plus basse masse. La distribution de l'angle entre les deux quarks légers issus de la désintégration du W présentée pour différents intervalles de masse invariante sur la figure 6.8 illustre ce phénomène pour le mode de production QCD. Les évolutions observées avec la masse invariante sont aussi vraies pour les échantillons de nouvelle physique que pour la production Modèle Standard.

Mode de production	Pourcentage d'évènements où		
	$\Delta R_{\mu,b} < 0.1$	$\Delta R_{\mu,b} < 0.2$	$\Delta R_{\mu,b} < 0.3$
Z' 1 TeV/c ²	0.97 ± 0.03	0.7 ± 0.1	1.9 ± 0.1
Z' 2 TeV/c ²	0.44 ± 0.09	4.1 ± 0.2	15.5 ± 0.5
Z' 3 TeV/c ²	1.0 ± 0.1	13.5 ± 0.4	30.5 ± 0.5
Z' 4 TeV/c ²	3.1 ± 0.2	23.1 ± 0.5	40.6 ± 0.6
$t\bar{t}$ Modèle Standard	0.016 ± 0.003	0.11 ± 0.01	3.0 ± 0.1

TAB. 6.9 – Pourcentage d'évènements pour lesquels l'angle entre muon et quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique.

A haute masse invariante, la topologie lepton + 4 jets n'est plus dominante. Les produits de désintégration des quarks top de haute énergie sont très collimés et peuvent apparaître comme un seul "super-jet".

Les considérations topologiques évoquées dans cette partie pourront expliquer le comportement à haute masse de la reconstruction des évènements. Elles pourront également expliquer des différences entre sélection et reconstruction des évènements $t\bar{t}$ du Modèle Standard et de la nouvelle physique. Il est possible de mettre en oeuvre des techniques augmentant l'efficacité de reconstruction du signal en adaptant les critères de sélection à la topologie observée pour un échantillon de nouvelle physique donné (seuils en E_t , distributions angulaires ...), Cependant, afin de rester le plus modèle-indépendant possible aucun *a priori* sur la topologie

des évènements de nouvelle physique ne sera utilisé. Il s'agit de reconstruire le spectre $t\bar{t}$ de manière inclusive.

6.1.3 La masse invariante des paires de quarks top

L'objectif de l'analyse est de reconstruire la masse invariante des paires de quarks top. Il s'agit d'une mesure différentielle $d\sigma_{t\bar{t}}/m_{t\bar{t}}$. Lorsque l'on prend en compte les deux top, la masse invariante à deux corps est donnée par la formule :

$$m_{t\bar{t}} = \sqrt{m_t^2 + m_{\bar{t}}^2 + 2 \times (E_t E_{\bar{t}} - \vec{P}_t \vec{P}_{\bar{t}})} \quad (6.1)$$

La figure 6.9 présente en haut à gauche la distribution de la masse invariante des paires de quarks top au niveau générateur (échantillon MadGraph) pour une production Modèle Standard. Le seuil de production se trouve à 2 fois la masse du top, c'est à dire $350 \text{ GeV}/c^2$ pour l'échantillon considéré. La distribution passe par un maximum à $400 \text{ GeV}/c^2$ puis décroît rapidement, 76% de la distribution est inférieure à $600 \text{ GeV}/c^2$, 92% inférieure à $800 \text{ GeV}/c^2$, 97.5% à $1000 \text{ GeV}/c^2$ et seul 0.26% de la distribution se trouve au delà de $1.5 \text{ TeV}/c^2$. Le graphique en haut à droite présente la masse invariante des bosons Z' générés dont les paramètres sont définis dans la table 6.3. Le graphique en bas montre la manière avec laquelle la présence des bosons Z' affecte la distribution inclusive de la masse invariante $t\bar{t}$. Dans ce graphique, les sections efficaces des bosons Z' sont 100 fois supérieures à celles présentées dans la table 6.3.

Au niveau générateur, il y a plusieurs manières de calculer cette masse invariante. Dans l'histoire Monte-Carlo d'un évènement généré par le tandem générateur à éléments de matrice - Parton Shower, la masse $m_{t\bar{t}}$ peut être calculée à partir de plusieurs particules :

- la résonance : Z' (pour les évènements de nouvelle physique) $\longrightarrow M_z$
- les paires de quarks top avant radiations de gluons $\longrightarrow M_{t\bar{t}}^{(3)}$
- les paires de quarks top après radiations de gluons
- les six fermions issus de la désintégration des deux top avant radiations : $bl\nu bqq \longrightarrow M_{bl\nu bqq}^{(3)}$
- les six fermions issus de la désintégration des deux top après radiations : $bl\nu bqq$

Pour les masses calculées à partir des objets avant radiations, on a la relation :

$$m_Z^{(3)} = m_{t\bar{t}}^{(3)} = m_{bl\nu bqq}^{(3)} \quad (6.2)$$

Par contre la prise en compte des radiations des quarks top puis des six fermions dans l'état final conduit à la hiérarchie suivante :

$$m_Z^{(3)} > m_{t\bar{t}}^{(2)} > m_{bl\nu bqq}^{(2)} \quad (6.3)$$

La figure 6.10 présente différents modes de calcul de la masse invariante, $m_{t\bar{t}}$ avant, après radiations et $m_{bl\nu bqq}$. Une partie des émissions de gluons est colinéaire à la direction des quarks desquels ils sont issus, et d'un point de vue expérimental ils pourront être inclus dans le même jet calorimétrique. C'est pourquoi la masse du système de six fermions a été recalculée de deux autres manières :

- Méthode 1 : les quadri-impulsions des gluons issus des quatre quarks sont ajoutés à la quadri-impulsion des quarks après radiations (status 2) lorsque l'angle entre gluon et quark est inférieur à $\Delta R=0.5$. L'ouverture angulaire est choisie en adéquation avec la méthode de reconstruction des jets choisie.

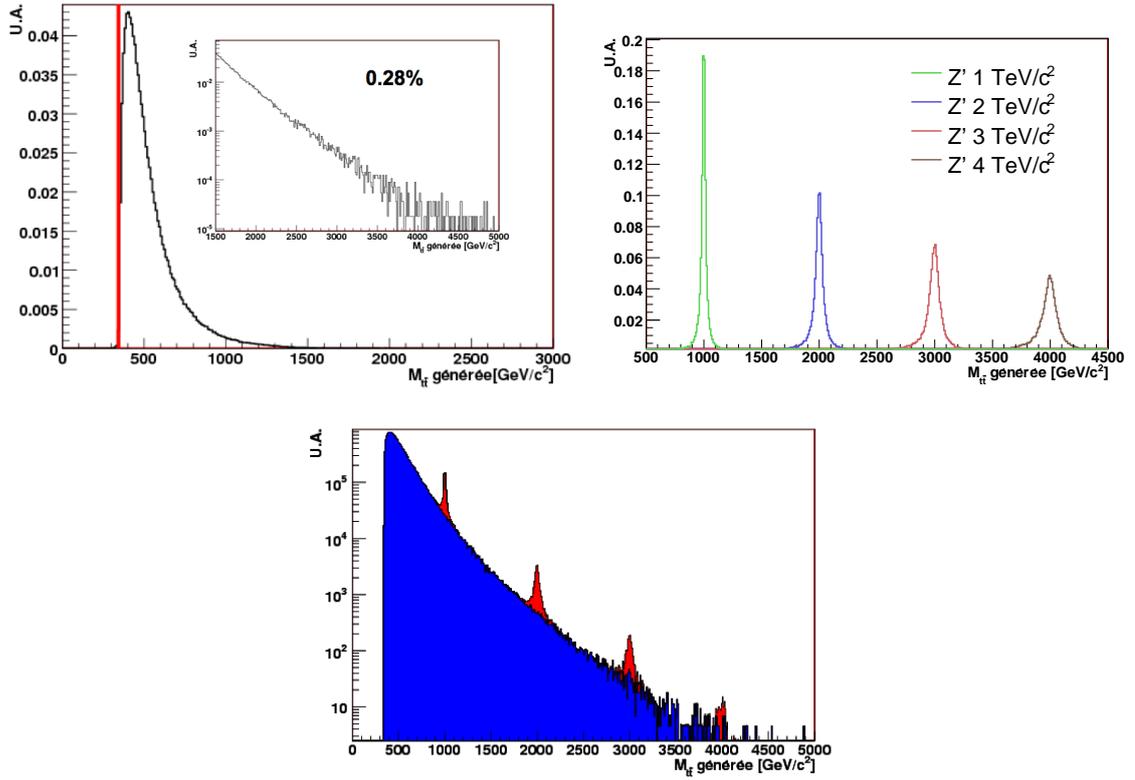


FIG. 6.9 – Spectre $m_{t\bar{t}}$ généré obtenu pour les échantillons MadGraph Modèle Standard (en haut à gauche) et les échantillons MadGraph de nouvelle physique (en haut à droite). Sur le graphique en haut à gauche, la ligne à 350 GeV délimite la production au seuil ($2 \times m_{top}$ avec $m_{top}=175$ GeV/c²), un zoom présente la queue de la distribution en échelle logarithmique. Sur le graphique du bas, les bosons Z' ont été rajoutés sur le spectre Modèle Standard avec des sections efficaces 100 fois supérieures à celles indiquées dans la table 6.3.

- Méthode 2 : il s'agit d'une extension de la méthode 1 pour laquelle les quadri-impulsions des gluons issus des deux quarks top sont ajoutés à la quadri-impulsion du quark le plus proche de sorte que $\Delta R(g,q) < 0.5$.

Les méthodes 1 et 2 sont également présentées sur la figure 6.10. La masse calculée par ces méthodes est systématiquement supérieure à $m_{bl\nu bqq}$, cependant on ne distingue pas de grande différence entre les méthodes 1 et 2. Cela signifie que les émissions de gluons issus de quark top ne se retrouvent presque jamais dans la même direction que l'un des quatre quarks dans l'état final.

La figure 6.10 montre les cinq distributions de masse invariante pour les quatre échantillons de boson Z' générés. Les distributions avant radiation sont des Breit-Wigner dont les largeurs sont présentées dans la table 6.3. Les radiations des quarks top induisent une queue dans la distribution aux basses masses, mais la distribution conserve un pic qui est légèrement décalé par rapport à la masse de la résonance. Cependant ce biais reste inférieur à la largeur de la résonance et la majorité du signal est contenue dans une région de l'espace assez restreinte. La distribution de la masse invariante avec la méthode 1 est très étalée mais moins que pour $m_{bl\nu bqq}$. La table 6.10 présente les valeurs maximales pour ces distributions ainsi que l'intervalle contenant 75% du signal. L'effet des radiations des quarks est dominant et biaise systématiquement la masse reconstruite. Pour une résonance X de masse m_X , 98 à 99% de la distribution $m_{bl\nu bqq}^{m1}$ est inférieure à m_X .

Il est attendu que les méthodes de reconstruction soient sensibles à ces effets de radiation sur la masse invariante reconstruite, et un biais intrinsèque lié aux radiations des quarks top semble inévitable. L'étude du spectre reconstruit sera comparé aux différentes définitions Monte Carlo et permettra de choisir la meilleure définition.

Masse du boson Z' (GeV/c^2)	Valeur maximale (GeV/c^2)	Intervalle $\approx 75\%$ du signal
1000	885	700-1000
2000	1775	1300-2000
3000	2615	1900-3000
4000	3440	2300-4000

TAB. 6.10 – Valeur maximale des distributions pour la masse invariante $m_{bl\nu bqq}^{m1}$ calculée après radiation (méthode 1), et intervalle contenant 75% du signal pour différentes masses de bosons Z' .

6.2 La sélection des évènements

Les limites actuelles des expériences du Tevatron n'excluent pas la présence de nouvelle physique en deça du TeV. Dans ce cas de figure, la signature la plus adaptée est la présence d'un lepton, de quatre jets et de l'énergie transverse manquante dans l'état final.

6.2.1 Les chemins de déclenchement

L'efficacité d'un déclenchement est définie comme rapport entre le nombre d'évènements produits et le nombre d'évènements passant les seuils de ce chemin de déclenchement. Pour l'étude de la distribution de la masse invariante du système $t\bar{t}$, l'efficacité globale des chemins de déclenchement (indépendamment de $m_{t\bar{t}}$) n'est pas le seul paramètre à contrôler. Il est important de s'assurer que la capacité de déclenchement de prise de données reste élevée dans la région de l'espace de phase où la section efficace de production est faible afin de rester

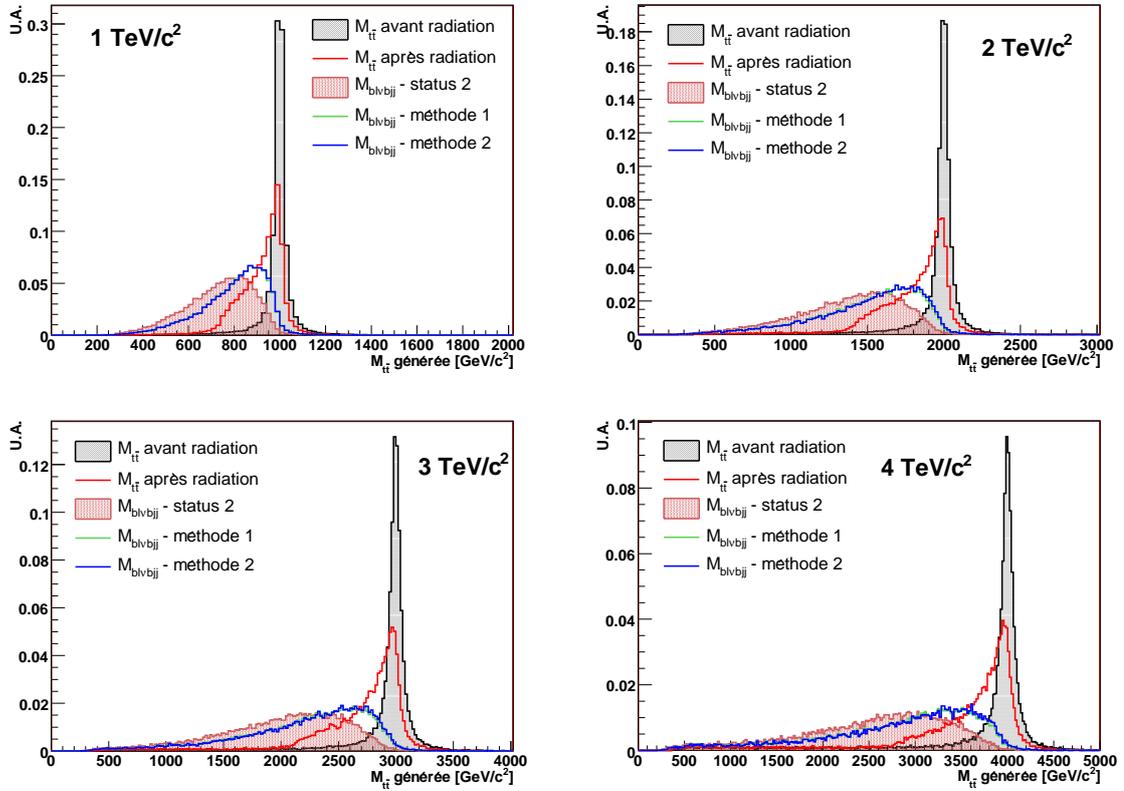


FIG. 6.10 – Distributions de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ calculées par 5 méthodes distinctes pour les quatre échantillons de Z' à 1, 2, 3, et 4 TeV/c^2

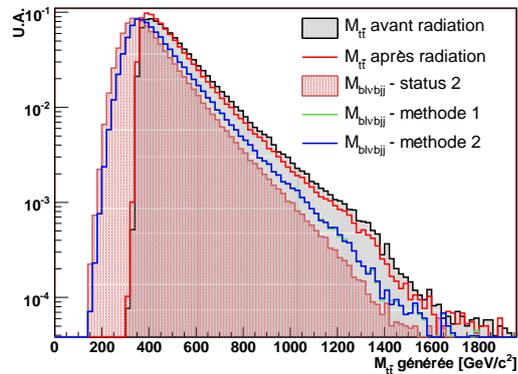


FIG. 6.11 – Distributions de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ calculées par 5 méthodes distinctes pour la production Modèle Standard.

sensible à la présence de nouvelle physique dans cette région. Dans notre étude, il s'agit de contrôler les dépendances des efficacités de déclenchement en fonction de $m_{t\bar{t}}$. La table 6.11 fournit la définition et les seuils associés aux principaux chemins de déclenchement pertinents pour l'acquisition d'évènements $t\bar{t}$. La présence d'un lepton de haut p_t est une des signatures des évènements semi-leptoniques. Provenant de la désintégration d'un boson W, ils sont isolés contrairement aux leptons produits au sein des gerbes hadroniques initiées par des quarks. Il existe au niveau du HLT ³² des critères d'isolation basés sur l'activité calorimétrique et sur la somme du p_t des traces dans un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.3$ autour de la direction du lepton. Les chemins de déclenchement sur les électrons et les muons sont déclinés en deux versions faisant appel ou non à ces critères d'isolation.

Chemin de déclenchement	Seuil (en GeV)	Fréquence (en Hz)
Single isolated μ (HLT1MuonIso)	11	18.3 ± 2.2
Single relaxed μ (HLT1MuonNonIso)	16	22.7 ± 1.5
Single isolated e (HLT1Electron)	15	17.1 ± 2.3
Single relaxed e (HLT1ElectronRelaxed)	17	9.6 ± 1.3
Single-Jets (HLT1jet)	200	9.3 ± 0.1
Double-Jets (HLT2jet)	150	10.6 ± 0.1
Triple-Jets (HLT3jet)	85	7.5 ± 0.1
Quad-Jets (HLT4jet)	60	3.9 ± 0.1
MET (HLT1MET)	65	4.9 ± 0.7
Quad-Jets+MET (HLT4jet1MET)	(35,60)	1.2 ± 0.1
HT+MET (HLT1MET1HT)	(350,65)	4.4 ± 0.1

TAB. 6.11 – Chemins de déclenchement extraits de la table à $L = 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La fréquence totale de sortie est de 150 Hz. [112]

Les efficacités de déclenchement pour des évènements semi-leptoniques avec un électron ou un muon dans l'état final sont présentées sur la figure 6.12 en fonction de $m_{t\bar{t}}$. Seuls les chemins de déclenchement les plus intéressants sont présentés dans ces graphiques. L'efficacité de déclenchement des leptons isolés (HLT1Electron et HLT1MuonIso) décroît avec $m_{t\bar{t}}$. Proche de 70% au seuil, elle est réduite de près d'un facteur 2 à 3 TeV/c^2 . Cet effet correspond à la perte d'isolation des leptons produits dans la désintégration de paires $t\bar{t}$ de grande masse invariante. Les chemins de déclenchement des leptons non isolés, bien qu'accompagnés d'une augmentation des seuils en p_t (cf table 6.11), sont plus efficaces que les précédents. L'effet est plus marqué pour le canal muonique (de 65% à 95% au seuil) que pour le canal électronique (de 64% à 74% à 500 GeV/c^2). Il est également à noter que les efficacités de déclenchement de ces chemins baissent de manière moins significative que pour ceux des leptons isolés avec $m_{t\bar{t}}$.

La présence d'un lepton n'est pas la seule signature des évènements semi-leptoniques puisqu'il y a 4 quarks et un neutrino dans l'état final. La figure 6.12 présente également les résultats pour les chemins basés sur l'énergie transverse manquante (MET) et sur les jets. Les chemins HLT1MET et HLT1MET1HT³³ ont une efficacité qui croît avec $m_{t\bar{t}}$ passant de 10% au seuil à 75% (pour le canal muonique) à 1 TeV/c^2 . Ces différences s'expliquent par les seuils élevés. Seuls les systèmes boostés peuvent passer ces critères. Au delà de 1.5 TeV/c^2 , ces chemins sont plus efficaces que ceux des leptons isolés.

³²HLT : High Level Trigger

³³ $H_T = \sum_i P_t(\text{jets}_i)$

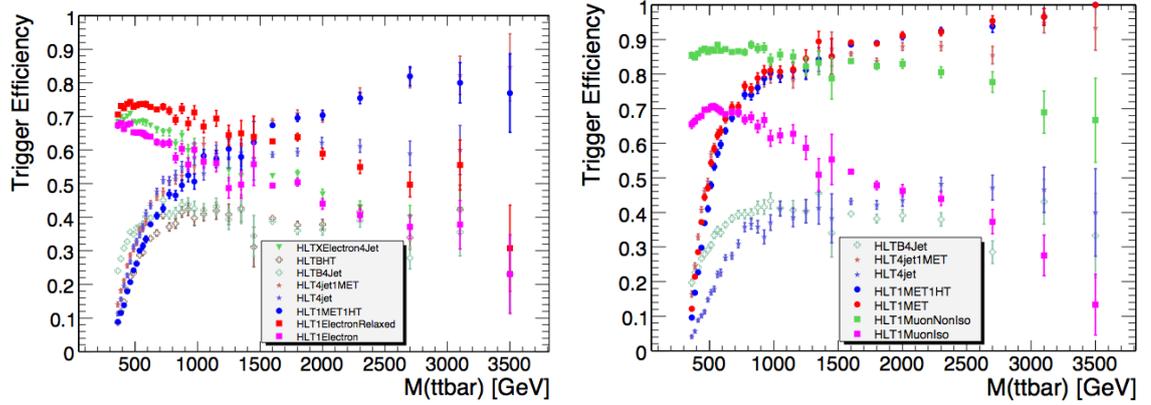


FIG. 6.12 – Efficacité de déclenchement pour des évènements semi-leptoniques avec un électron (à gauche) ou un muon (à droite) en fonction de la masse invariante générée de la paire de quarks top.

Les performances de déclenchement restent élevées sur tout le spectre $m_{t\bar{t}}$ si l'on choisit les chemins adaptés à la région considérée. Ces résultats sont représentatifs de la topologie des évènements considérés. Les critères d'isolation sur les leptons sont moins efficaces à haute masse invariante. A l'inverse les chemins basés sur l'activité calorimétrique présentant de hauts seuils sont inutilisables pour le déclenchement sur les évènements $t\bar{t}$ du Modèle Standard mais deviennent efficaces pour la recherche de résonance de haute masse. Le choix d'un chemin de déclenchement doit être adapté à la sélection des évènements. Pour des analyses dédiées à la recherche de résonances de haute masse exclusivement, des chemins de déclenchement alternatifs sont possibles (basés sur les variables \cancel{E}_T , H_T ou sur les jets). Par conséquent, l'utilisation de chemins de déclenchement avec des leptons isolés reste valide dans le cas où des critères d'isolation sont appliqués à la sélection. Par la suite nous considérerons l'utilisation des chemins de déclenchement basés sur les leptons isolés HLT1Electron et HLT1MuonIso, pour être en adéquation avec les sélections utilisées par la suite.

6.2.2 La présélection des objets

La présélection des évènements a pour objectif de limiter les bruits de fond physiques en se basant sur la signature et les cinématiques des évènements $t\bar{t}$. C'est un premier filtre avant la sélection finale des évènements. Dans le canal semi-leptonique, la signature minimale de l'évènement est constituée de 4 jets, d'un lepton et de l'énergie transverse manquante associée au neutrino. Dans cette section, nous allons traiter successivement de la présélection des leptons puis des jets.

Les leptons issus de la désintégration de bosons W^\pm se différencient des leptons produits lors de la désintégration de quarks de saveurs lourdes (b et c) par le fait qu'ils sont isolés. C'est à dire que les activités du trajectographe et du calorimètre autour de la trajectoire et du dépôt d'énergie du lepton sont plus faibles que pour des leptons produits dans un environnement hadronique. Des variables d'isolation ont été définies pour quantifier ces activités.

La variable *TrackIso* est définie comme la somme de l'impulsion transverse des traces se trouvant dans un cône d'ouverture angulaire ΔR autour de la direction de la trace du lepton reconstruit (cf equation 6.4). Le cône a une ouverture de 0.3, ce qui correspond à la taille

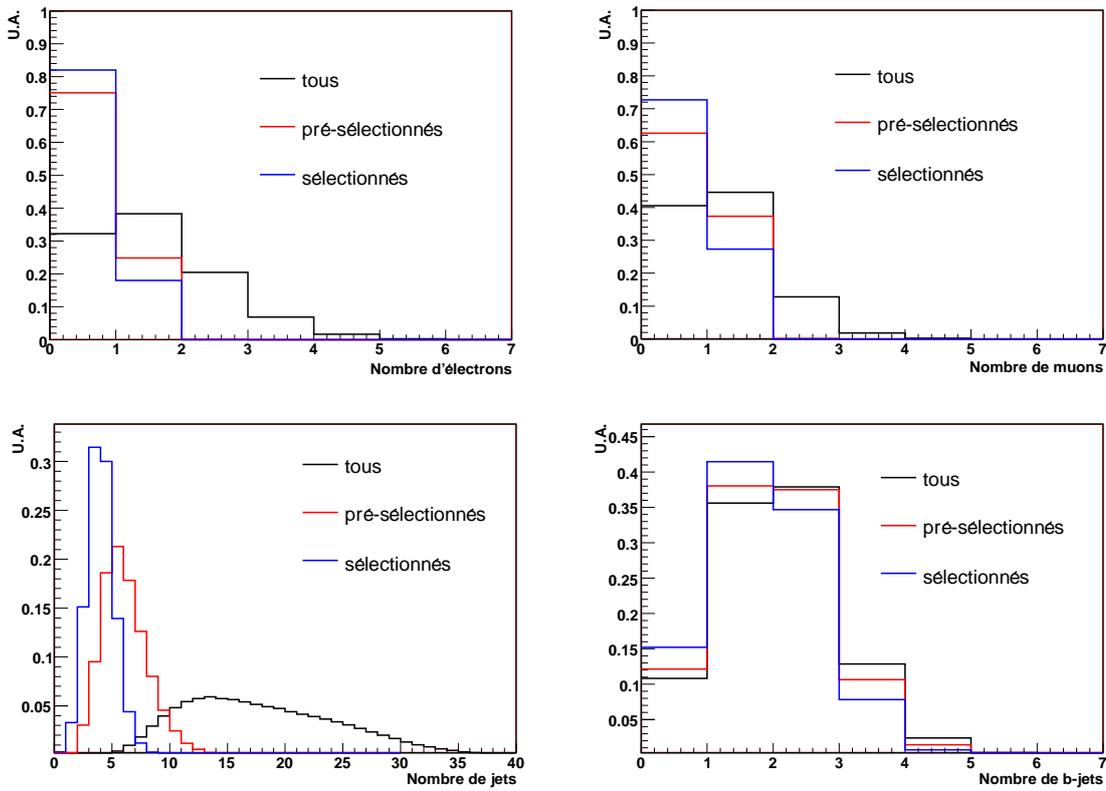


FIG. 6.13 – Nombre d'électrons, muons, jets et jets étiquetés b présents dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques Modèle Standard (échantillons ALPGEN). Les collections d'objets sont distinguées en trois catégories : sans sélection, avec présélection, avec sélection. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

communément utilisée pour l'isolation des leptons.

$$\text{TrackIso} = \sum_{\text{traces}, \Delta_R < 0.3} P_t - P_t^{\text{lepton}} \quad (6.4)$$

L'isolation calorimétrique à travers la variable *CaloIso* est calculée à partir de la somme de l'énergie des tours du calorimètre dans un cône autour de la direction de la trace du lepton (cf équation 6.5). Dans le cas de l'électron, l'énergie calorimétrique est soustraite à cette somme. Provenant de l'énergie corrigée du super amas calorimétrique, cela peut conduire à des valeurs négatives. Une ouverture angulaire de 0.3 est également utilisée.

$$\text{CaloIso} = \sum_{\text{Tours Calo}, \Delta_R < 0.3} E_t (-E_t^{\text{superamas}}) \quad (6.5)$$

L'application de critères de présélection des leptons est à la fois nécessaire pour sélectionner les leptons issus d'un W, mais également pour réduire la contamination de faux leptons. Les hadrons à long temps de vie (tels que les K^0) peuvent traverser les calorimètres, et être interprétés comme des muons lors de leur passage dans le trajectographe externe. De même, les jets ayant déposé l'essentiel de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique peuvent être confondus avec un électron. Les présélections des électrons et des muons vont être successivement abordées.

Les électrons Les électrons considérés dans cette analyse sont reconstruits à partir de l'algorithme "PixelMatchGsfElectron" [103] décrit dans le chapitre précédent. La liste des critères de présélection imposés aux candidats électrons est détaillée ci-dessous.

- La collection d'électrons produite lors de la reconstruction d'un événement peut contenir des électrons "dupliqués", c'est à dire des électrons partageant un même super amas calorimétrique et des traces reconstruites différentes, et inversement. Les électrons dupliqués sont retirés de la collection des électrons considérés. Dans le cas où plusieurs électrons partagent un supercluster ou une trace, celui qui présente un rapport E/p le plus proche de l'unité est conservé dans la collection.
- Isolation des traces - *TrackIso* < 3 GeV/c
Contrairement à la collection de traces considérée dans l'évaluation de *TrackIso*, la trace de l'électron est reconstruite par l'algorithme de trace "PixelMatchGsf". Afin de ne pas tenir compte de la trace associée à l'électron dans la variable *TrackIso*, la trace de la collection standard la plus proche de la trace "PixelMatchGsf" n'est pas considérée.
- L'isolation calorimétrique *CaloIso* < 6 GeV
- Electron-ID

L'"*electron - ID*" a été décrit dans le chapitre 5. Il permet de renvoyer un booléen pour identifier les électrons et réduire le taux de "faux". L'étude de "*electron - ID*" sur l'échantillon de données MadGraph - $t\bar{t}$ Modèle Standard, montre que dans 60.8% des électrons issus d'un W passent les critères de l'*electron - ID*. Dans 17.4% des cas, les électrons additionnels produits dans les mêmes événements (sans présélection), c'est à dire ne provenant pas d'un W, passent les seuils de l'*electron - ID*. L'étude sur les événements QCD montre que dans 16.4% des cas, les électrons reconstruits (sans présélection) sont identifiés par l'*electron - ID*.

- Acceptance angulaire
Seuls les électrons se trouvant dans la région $|\eta| < 2.4$ sont présélectionnés, ce qui correspond à l'acceptance du trajectographe.
- Seuil en P_t à 10 GeV/c

Le nombre d'électrons dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques est présenté sur la figure 6.13. Alors que le nombre d'électrons de la collection initiale peut s'étendre jusqu'à 5, après nettoyage et critères de présélection le nombre d'électrons est au maximum de 1. Il n'y a donc aucune ambiguïté en ce qui concerne le choix de l'électron candidat à la reconstruction. Cette considération est valable du point de vue de la simulation et vérifiée sur les événements de signal. En cas de présence d'un ou plusieurs électrons additionnels, celui de plus haut P_t est retenu. Les variables d'isolation *TrackIso* et *CaloIso* sont présentées sur la figure 6.14 pour les électrons issus d'un W, pour les autres électrons des événements $t\bar{t}$ et pour les électrons des événements QCD. Les coupures sur les variables d'isolation permettent de rejeter une grande partie des électrons ne provenant pas de la désintégration d'un boson W. L'efficacité de présélection d'un électron sur les événements semi-leptoniques est présentée en fonction de $m_{t\bar{t}}$ sur la figure 6.17. L'augmentation d'efficacité entre 250 et 550 GeV/c² provient de l'augmentation de l'impulsion transverse des électrons avec $m_{t\bar{t}}$. La diminution d'efficacité à plus haute masse est liée à l'augmentation des variables d'isolation avec la masse invariante quand l'impulsion des quarks top est plus importante et que les angles entre le lepton et quark b diminuent. Ce phénomène est illustré sur la figure 6.15, où les mêmes variables d'isolation sont présentées pour les événements $t\bar{t}$ et pour les événements de nouvelle physique (bosons Z' à 1, 2, 3, 4 TeV/c²).

Les muons Les muons considérés dans cette analyse sont reconstruits en utilisant conjointement le trajectographe silicium et les chambres à muons (*GlobalMuons*). Voici la liste des critères de présélection appliqués aux muons.

- Isolation des traces - *TrackIso* < 3 GeV/c
- Isolation calorimétrique < 5 GeV
- Acceptance angulaire
Seuls les muons se trouvant dans la région $|\eta| < 2.4$ sont présélectionnés, ce qui correspond à l'acceptance du trajectographe.
- Seuil en P_t à 10 GeV/c

Le nombre de muons dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques est présenté sur la figure 6.13. Alors que le nombre de muons de la collection initiale peut s'étendre jusqu'à 3, après les critères de présélection en η/E_t le nombre de muons est au maximum de 1. Il n'y a donc aucune ambiguïté en ce qui concerne le choix du muon candidat à la reconstruction, mais également aucune contamination entre les deux canaux semi-leptoniques considérés (*ie* pas de muons présélectionnés sur les événements $tt \rightarrow b\nu bqq$ et inversement) n'a été observée sur les échantillons disponibles.

Les jets Les jets considérés dans cette analyse sont des jets calorimétriques (*CaloJets*, construits à partir des tours des calorimètres) produits par l'algorithme de cône itératif $\Delta R = 0.5$ (cf chapitre 5).

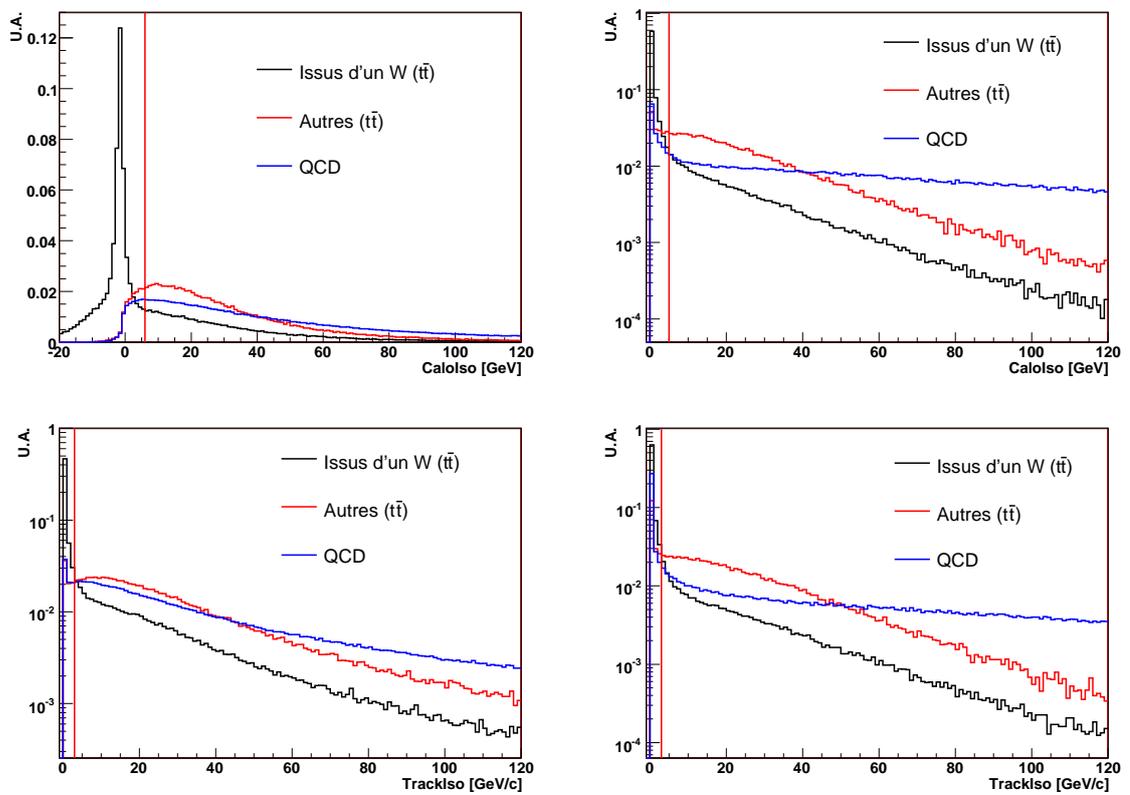


FIG. 6.14 – Distributions normalisées des variables d'isolation $CaloIso$ (en haut) et $VarIso$ (en bas), présentées pour les électrons (à gauche) et les muons (à droite).

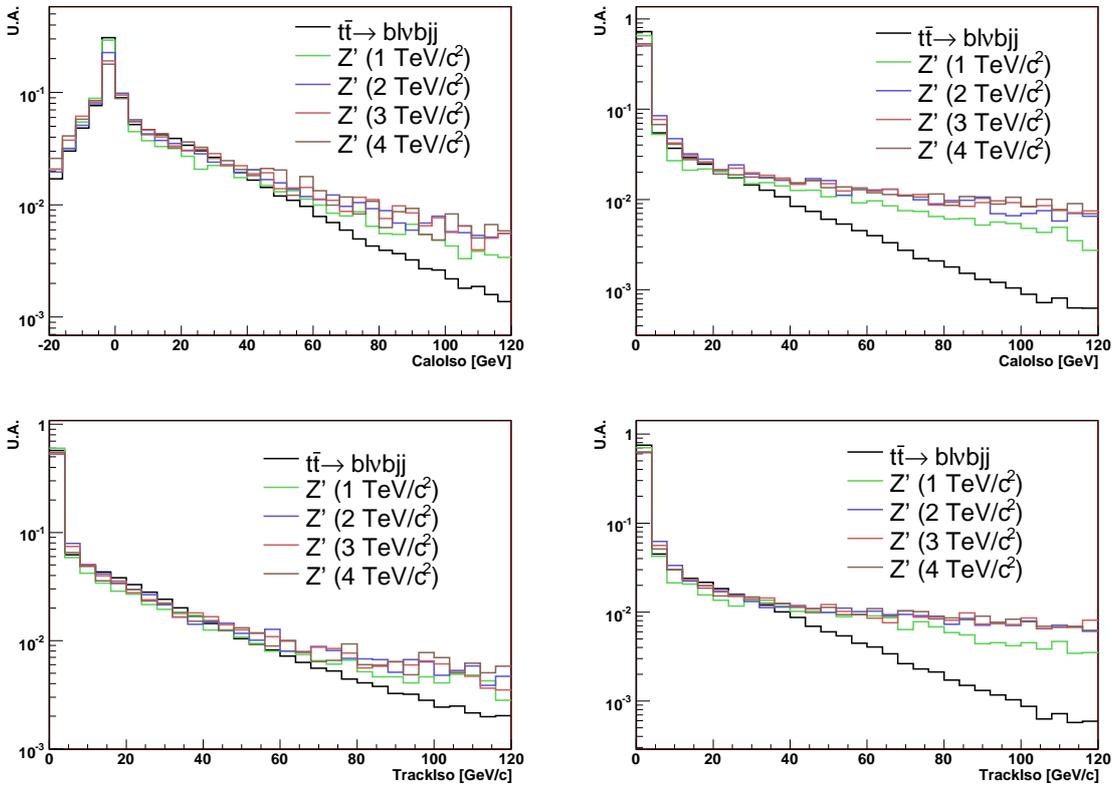


FIG. 6.15 – Distributions des variables d'isolation $CaloIso$ (en haut) et $TrackIso$ (en bas), présentées pour les électrons (à gauche) et les muons (à droite) issus d'un W. Les courbes sont obtenues pour différents échantillons $t\bar{t}$ (Modèle Standard et bosons Z').

Les dépôts calorimétriques des électrons apparaissent comme des jets dans la collection initiale de l'évènement. Pour éviter de compter ces objets comme des jets hadroniques, tous les jets de la collection initiale se trouvant à une distance $\Delta R < 0.3$ d'un électron et pour lesquels $TrackIso < 2$ GeV/c sont retirés de la collection de jets.

Le nombre de jets dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques est présenté sur la figure 6.13. Si l'on n'effectue pas de présélection sur les jets, les événements comptent entre 5 et 36 jets. Une partie de ces jets ne provient pas de l'évènement dur mais de l'évènement sous-jacent. Une autre partie provient de radiations de gluons. De manière plus générale, on peut retrouver dans la collection de jets, des jets qui proviennent de l'empilement (non pris en compte dans cet échantillon), du bruit de l'électronique, de photons ou d'électrons ... La plupart de ces jets ont une faible énergie transverse et peuvent être rejetés par de faible coupure en E_t . En nettoyant la collection de jets (retrait des jets identifiés comme des électrons) et en appliquant des critères de présélections en η ($|\eta| < 2.4$) et E_t ($E_t < 15$ GeV), le nombre de jets est considérablement réduit, entre 1 et 13 jets avec 87.5% des événements qui possèdent au moins 4 jets. Finalement, en appliquant une coupure à 30 GeV/c² sur l'énergie transverse des jets afin de limiter la contamination par les événements de bruit de fond, la collection de jets se réduit à un ensemble de 1 à 8 jets, 49.9 % des événements possédant au moins 4 jets. La figure 6.17 présente l'efficacité de présélection d'au moins 4 jets en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$. L'augmentation d'efficacité entre 250 et 550 GeV/c² (de 85.6% à 88.6%) s'explique par l'augmentation de l'énergie transverse des quarks avec l'augmentation de $m_{t\bar{t}}$. Dans la deuxième partie de la courbe, la diminution d'efficacité, provient de la fusion de différents quarks en un seul jet.

Étiquetage de jets de b L'algorithme *TrackCounting* [113] est l'algorithme d'étiquetage des jets de b utilisés dans cette analyse. Un seuil de référence "loose" à 2.3 [114] a été fixé sur le discriminateur de cet algorithme, au delà les jets sont considérés étiquetés b. Avec ce seuil, l'efficacité sur les jets issus de quark b est de 70.5% (8.6% sur les quarks uds et 10.4% sur les gluons) [115]. La figure 6.16 présente la distribution du discriminateur pour les jets associés aux quarks b et les autres jets dans les événements $t\bar{t}$, ainsi que pour les jets présents dans les événements QCD. Les distributions discriminateur sont également présentées pour les différents échantillons de nouvelle physique. Le nombre de jets étiquetés jets b dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques est présenté sur la figure 6.13. Les trois collections de jets b ainsi définis, sans sélection, avec présélection et avec sélection comportent toutes au plus 4 jets b : 84.7% des événements contiennent au moins 1 jet étiqueté et 43.4% en contiennent 2. L'étiquetage des jets b ne fait pas partie de la présélection, mais sera utilisé par la suite dans des scénarii de sélection des événements.

6.2.3 La présélection des événements

La présélection des événements permet de faire un premier rejet du bruit de fond, en sélectionnant les événements candidats à la reconstruction. Etant donné que les critères finaux de sélection sont imposés *a posteriori*, c'est à dire après reconstruction, la présélection permet d'éviter de perdre du temps de calcul en effectuant des tâches de reconstruction complexes pour des événements qui ne seront pas retenus. La présélection des événements est définie de la manière suivante :

- Les jets d'énergie transverse supérieure à 15 GeV/c² et dans l'acceptance $|\eta| < 2.4$ sont présélectionnés.

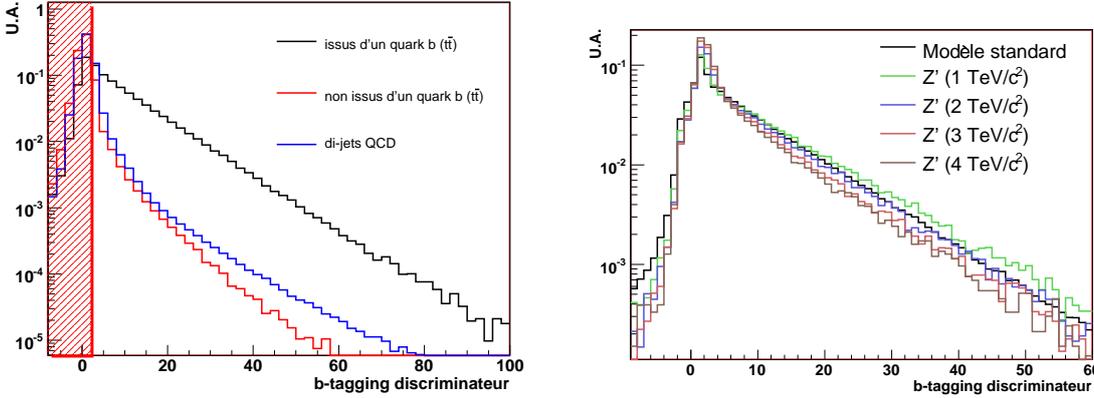


FIG. 6.16 – Distribution du discriminateur (significane du paramètre d'impact de la deuxième trace de plus grande significane) de l'algorithme *TrackCounting* pour différents échantillons de jets (à gauche), et pour les jets issus de quarks b produits dans les différents échantillons $t\bar{t}$ MadGraph, Modèle Standard et bosons Z' (à droite).

- Les électrons d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c dans l'acceptance $|\eta| < 2.4$ avec $\text{CaloIso} < 6$ GeV, $\text{TrackIso} < 3$ GeV/c et $\text{electron} - Id$ sont présélectionnés.
- Les muons d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c dans l'acceptance $|\eta| < 2.4$ avec $\text{CaloIso} < 5$ GeV et $\text{TrackIso} < 3$ GeV/c sont présélectionnés.

Sont dit évènements présélectionnés, tous les évènements comptant au moins 4 jets présélectionnés et un lepton présélectionné (électron ou muon). Ces évènements sont candidats à la reconstruction. Aucune coupure de présélection n'est imposée sur l'énergie transverse manquante. Les performances des algorithmes d'identification de jets issus de quarks b sont dépendantes de l'alignement et de la compréhension du trajectographe sicilium et des pixels au démarrage. Par conséquent, un des objectifs de cette analyse est d'étudier les possibilités de reconstruction des paires de quarks top sans utiliser les informations relatives à l'identification de l'étiquetage des jets.

Les efficacités de ces présélections pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ sont présentées en fonction de $m_{t\bar{t}}$ sur la figure 6.17. Des effets de seuils sont visibles entre 250 et 550 GeV/c², ainsi qu'une baisse d'efficacité liée à la problématique des objets collimés à haute masse. Le nombre d'évènements attendus pour 1 fb^{-1} pour le signal et le bruit de fond après présélection est présenté dans la table 6.12 pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ et dans la table 6.13 pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$. Ces présélections permettent d'augmenter le rapport signal sur bruit d'un facteur 10^5 à 10^6 pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$. L'efficacité sur le signal est respectivement de 36.7% et 66.5% pour ces deux canaux. Ces différences sont expliquées par l'application de critères plus stricts sur les électrons afin de mieux réduire le bruit de fond QCD qui reste tout de même presque 5 fois plus important pour les électrons. Les tables 6.14 et 6.15 présentent les efficacités des présélections évaluées sur les échantillons de nouvelle physique respectivement pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$. Le même phénomène de baisse d'efficacité avec l'augmentation de la masse invariante est observable. On remarque également que les efficacités à $m_{t\bar{t}}$ donné sur les $t\bar{t}$ Modèle Standard et les bosons Z' sont compatibles.

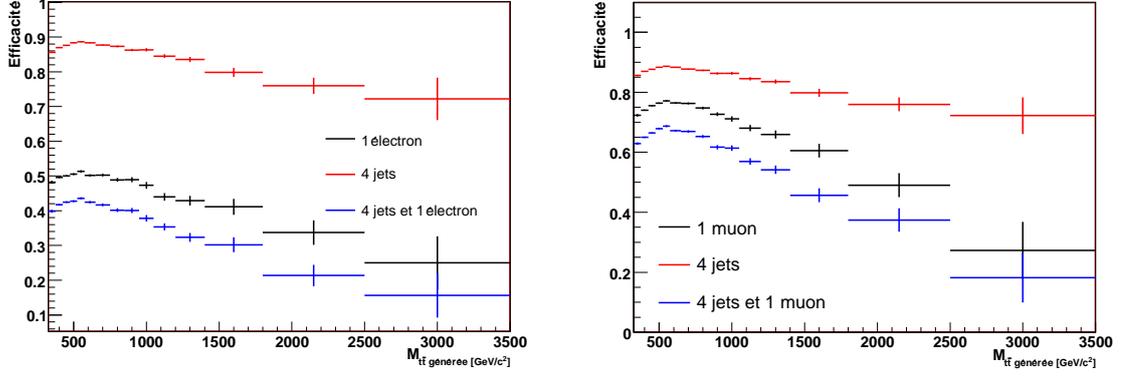


FIG. 6.17 – Efficacités des critères de présélection sur les évènements $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj j$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj j$ (à droite) en fonction de $m_{t\bar{t}}$.

Présélection	$t\bar{t} \rightarrow be\nu bj j$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bj j$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj j bj j$	W+jets	QCD	S/B
aucune	121630	121630	87445	380660	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-09
1 electron	53082	21760	12798	1117	2.6e+06	3.5e+08	1.5e-04
+ 4 jets	45107	12936	7160	1048	541618	1.4e+08	3.1e-04

TAB. 6.12 – Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj j$

Présélection	$t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj j$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bj j$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj j bj j$	W+jets	QCD	S/B
aucune	121630	121630	87445	380660	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-09
1 muons	90303	33852	18211	1745	4.1e+06	2.7e+08	3.3e-04
+ 4 jets	80939	25722	11672	1698	960366	2.9e+07	2.7e-03

TAB. 6.13 – Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj j$

Présélection	Z' 1 TeV/c ²	Z' 2 TeV/c ²	Z' 3 TeV/c ²	Z' 4 TeV/c ²
1 electron	41.2%	25.5%	21.3%	18.5%
+ 4 jets	36.2%	23.2%	18.9%	16.2%

TAB. 6.14 – Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de présélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj j$

Présélection	Z' 1 TeV/c ²	Z' 2 TeV/c ²	Z' 3 TeV/c ²	Z' 4 TeV/c ²
1 muon	69.6%	47.5%	43.6%	41.6%
+ 4 jets	64.4%	43.7%	40.6%	38.9%

TAB. 6.15 – Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de présélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj j$

6.2.4 La sélection des évènements

L'objectif de la sélection des évènements est double. Il s'agit de sélectionner les évènements $t\bar{t}$ tout en rejetant les évènements de bruit de fond, mais également de sélectionner au sein des évènements $t\bar{t}$ les objets reconstruits qui correspondent le mieux à l'évènement dur $t\bar{t} \rightarrow bl\nu bqq$. A partir de cette section, on parlera d'association entre 5 des 6 fermions de l'état final $t\bar{t}$ et les objets reconstruits, le neutrino ne comptant pas. On parlera alors de bruit de fond combinatoire lorsque les jets sélectionnés ne sont pas associés aux quatre quarks de l'état final; l'association entre les fermions générés et les objets reconstruits étant basée sur un critère angulaire $\Delta R < 0.3$. A la différence par exemple d'une mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$, l'étude de la distribution $m_{t\bar{t}}$ nécessite une reconstruction complète de l'évènement, le bruit de fond combinatoire doit alors être pris en considération. La figure 6.18 montre la proportion des évènements pour lesquels il est possible d'associer les quarks initiaux de l'évènement Monte-Carlo à 4 jets reconstruits sans présélection, en considérant une collection limitée de N jets ordonnée en énergie transverse décroissante. En considérant l'ensemble des jets reconstruits, 61% à 67% des évènements possèdent 4 jets associés aux 4 quarks (on parlera d'évènements associés). Plusieurs explications à ces faibles valeurs peuvent être avancées. Il y a tout d'abord la définition même du critère d'association qui est arbitraire et possède ses propres limites. Dans le cas de radiations de gluons de haute énergie transverse, il peut y avoir des déviations angulaires importantes entre le jet reconstruit et le quark initial.

La deuxième limitation provient de l'inefficacité des algorithmes associés, liée à la définition même d'un jet.

Enfin, une partie de l'explication provient des critères d'acceptance angulaire. On compte 15.5% des évènements pour lesquels au moins un des quatre quarks est émis au-delà de $|\eta|=2.4$ (6.7% pour $|\eta|>3.0$). Ces chiffres sont moins importants pour les évènements de nouvelle physique où les jets sont plus centraux. De plus 5.0% des leptons (4.2% pour Z' à 1 TeV/c²) ils sont émis au delà de l'acceptance $\eta=2.4$. Ainsi au final dans 18.2% (15.3% pour Z' à 1 TeV/c²) des évènements, les objets associés (jets et lepton) ne sont soit pas reconstruits, soit pas sélectionnés pour des raisons d'acceptance angulaire.

Si l'on considère une collection limitée de jets, le pourcentage d'évènements associables (c'est à dire évènements où les 4 quarks sont associés) chute considérablement. Ces résultats montrent que les jets associés aux 4 quarks issus de la désintégration $t\bar{t}$ ne sont pas systématiquement les jets de plus haut E_t . Il n'est cependant pas possible de considérer une collection de jets trop importante. Si l'on ne prend pas en compte l'étiquetage des jets b, avec une collection de N jets le nombre de combinaisons de 4 jets pour reconstruire l'évènement est $N(N-1)(N-2)(N-3)/2$, le facteur 2 étant lié à l'indiscernabilité des jets candidats à la reconstruction du W hadronique. Avec une collection de 4 jets cela représente 12 combinaisons, c'est le scénario minimal. L'extension à un cinquième jet porte à 60 le nombre de combinaisons, mais l'extension à un nombre supérieur à 5 atteint vite des limites, surtout si les méthodes de reconstruction sont consommatrices de temps de calcul (tel qu'un ajustement cinématique). En considérant une collection de 4 jets le pourcentage d'évènements associables est de 15% à 20 %, et avec une collection de 5 jets ce pourcentage est porté à 28%-35% en fonction de $m_{t\bar{t}}$. Une solution possible à ce problème serait d'utiliser une méthode de sélection des jets qui ne soit pas uniquement basée sur E_t , mais qui comporte des informations telles que le nombre de traces associées aux jets, la forme de l'amas calorimérique, des contraintes au vertex ... Typiquement un rapport de vraisemblance ou un réseau de neurones pourraient permettre de faire une meilleure distinction entre les jets issus de l'évènement dur et les autres. Cependant de telles techniques nécessitent la connaissance *a priori* de nombreux paramètres

qui seront difficilement contrôlables au démarrage de l'expérience, et demanderont des ajustements sur les paramètres de la simulation. C'est pourquoi le critère en E_t reste le critère le plus sûr pour les premières données. Avec un tel critère, pour une collection de 4 jets et une bonne pureté, l'efficacité de sélection est limitée à moins de 20%.

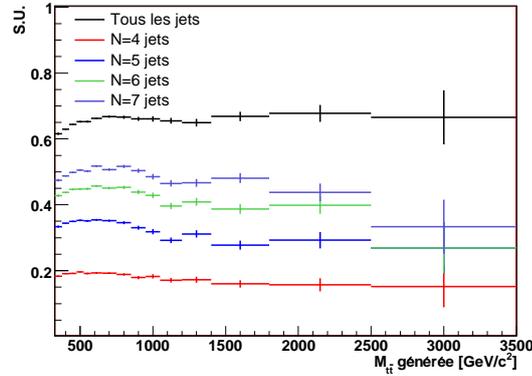


FIG. 6.18 – Pourcentage d'évènements où 4 jets sont associés aux 4 quarks de l'évènement dur. Différentes collections de jets sont considérées.

Différents critères de sélection vont être présentés ci-dessous. Leurs combinaisons permettent d'obtenir différents scénarii de sélection vis à vis de l'utilisation de l'étiquetage des jets b.

- Coupure 1 : énergie transverse manquante supérieure à 30 GeV
- Coupure 2 : au moins un lepton présélectionné (électron ou muon) avec $P_t > 30$ GeV/c
- Coupure 3 : au moins quatre jets avec $E_t > 30$ GeV
- Coupure 4/5 : un/deux jet(s) b avec $E_t > 30$ GeV
- Coupure 6 : un véto sur un deuxième lepton (électron ou muon) présélectionné avec $P_t > 30$ GeV/c²

La coupure 1 est choisie pour limiter les évènements pour lesquels aucun neutrino n'est produit, par exemple les évènements multi-jets QCD, ou les évènements Z+jets. Les seuils pour les coupures 2 et 3 sont augmentés par rapport à la présélection pour rejeter de manière globale les bruits de fond. Les coupures 3 et 4 sur la présence de jets étiquetés b doivent permettre d'augmenter la pureté des échantillons mais elles conduisent également à une baisse significative de l'efficacité puisque l'efficacité de étiqueter b pour un jet issu de quark b est de 70.5%. Enfin la coupure 6 permet de rejeter à la fois les évènements Z+jets, mais également de limiter la contamination $t\bar{t}$ par le canal purement leptonique.

Trois scénarii de sélection sont proposés. Les coupures 1, 2, 3 et 6 sont combinées et communes aux trois scénarii qui se différencient pas le nombre de jets étiquetés b requis : 0, 1 ou 2.

On définit l'efficacité sur les critères de sélection comme le rapport entre le nombre d'évènements de signal passant ces critères sur le nombre d'évènements de signal générés. La pureté d'un critère de sélection est définie comme le rapport entre le nombre d'évènements où l'objet (ou les objets) sélectionné(s) est (sont) associé(s) au(x) parton(s) initial(aux) et le nombre d'évènements de signal sélectionnés. La pureté d'un scénario de sélection est définie comme le rapport entre le nombre d'évènements où 4 des jets sélectionnés et un des leptons sélectionnés sont associés aux 5 partons initiaux, divisé par le nombre d'évènements de signal sélectionnés. La figure 6.19 présente les efficacités et puretés des différents critères de sélection en fonction

de $m_{t\bar{t}}$ pour les événements semi-muoniques et semi-électroniques. L'augmentation des efficacités entre $350 \text{ GeV}/c^2$ et $500 \text{ GeV}/c^2$ est liée aux seuils en E_t ou P_t abordés précédemment. La pureté de sélection du lepton avoisine 100 % tandis que son efficacité est inférieure à 60% pour les muons et 40% pour les électrons. Les critères de sélection sont plus stricts pour les électrons (critères d'isolation et *electron - ID*) afin de contenir la contamination par les événements QCD qui est plus importante dans ce canal que dans le canal muonique. La baisse d'efficacité observée avec l'augmentation $m_{t\bar{t}}$ est liée aux problèmes d'isolation des leptons pour les systèmes à haute masse. Cette baisse d'efficacité conduira à une baisse de sensibilité à la nouvelle physique à haute masse, mais n'empêche pas l'observabilité. La pureté de la coupure 3, c'est à dire de la sélection des 4 jets, est associée à une baisse d'efficacité. L'explication est d'origine topologique et a été abordée précédemment. Les quarks sont émis de plus en plus colinéairement et ne sont plus distinguables expérimentalement dans une fraction croissante d'événements avec $m_{t\bar{t}}$. Les puretés des coupures 4 et 5 représentent le pourcentage d'événements où le ou les jets sont associés aux quarks de b. Dans le cas où l'on choisirait une combinaison de jets en utilisant les critères de étiquetage de jet b, la courbe de pureté de la coupure 5 fixe la borne maximale à moins de 82%. Les performances du étiquetage de b baissent légèrement avec la masse invariante, de l'ordre de 5% entre 1 et 3 TeV/c^2 pour l'efficacité. La pureté pour les trois scénarii de sélection représente le pourcentage d'événements où le lepton et les 4 jets associés sont sélectionnés. L'utilisation de critères sur l'étiquetage de jets permet d'augmenter la pureté de l'échantillon sélectionné, de 70 à 80 % au seuil, et le passage de 1 à 2 jets b est plus significatif que celui de 0 à 1 jet b.

Les tables 6.16 et 6.17 présentent le nombre d'événements attendu pour 1 fb^{-1} respectivement dans les canaux $t\bar{t} \rightarrow b\bar{e}vbjj$ et $t\bar{t} \rightarrow b\bar{\mu}vbjj$ pour le signal et les bruits de fond. La coupure sur l'énergie transverse manquante permet de réduire d'environ un facteur 200 le bruit de fond QCD. La requête du lepton isolé permet de réduire très considérablement la contamination $t\bar{t}$ hadronique en réduisant le nombre d'événements à moins de 80. L'effet de cette coupure n'est pas le même pour les électrons et les muons. Avec une efficacité de 51.6% sur les événements de signal, la requête du muon isolé réduit le bruit de fond QCD à 7140 événements pour 54600 événements de signal. En revanche avec une efficacité de seulement 29.6%, la requête d'un électron isolé réduit le bruit QCD d'un facteur 5×10^5 mais il reste sept fois plus important que le signal. Cette asymétrie entre électrons et muons justifie l'emploi de critères plus stricts pour les électrons. La requête des 4 jets permet enfin de contenir le bruit de fond QCD (3120 pour 13580 de signal) et surtout de réduire le bruit de fond W+jets de l'ordre de 58% à 60% du nombre d'événements de signal. Les critères de étiquetage b continuent de réduire le bruit de fond QCD et W+jets tandis que le véto sur le deuxième lepton avec une efficacité de près de 100%, permet de réduire la contamination leptonique d'environ 38%. Avec le scénario de sélection à deux jets b, pour une luminosité de 1 fb^{-1} , 8000 événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{e}vbjj$ et 17300 événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{\mu}vbjj$ sont attendus. Avec des efficacités très différentes pour les deux canaux, 6.8% et 14.1%, le rapport signal sur bruit est comparable (2.1 et 2.4).

6.3 La reconstruction des événements

6.3.1 Les objectifs

L'évaluation de la masse invariante des paires de quarks top suppose une reconstruction complète de l'événement. Dans la topologie où l'on considère quatre jets, un lepton et de l'énergie transverse manquante dans l'état final (avec deux composantes E_x et E_y), cela né-

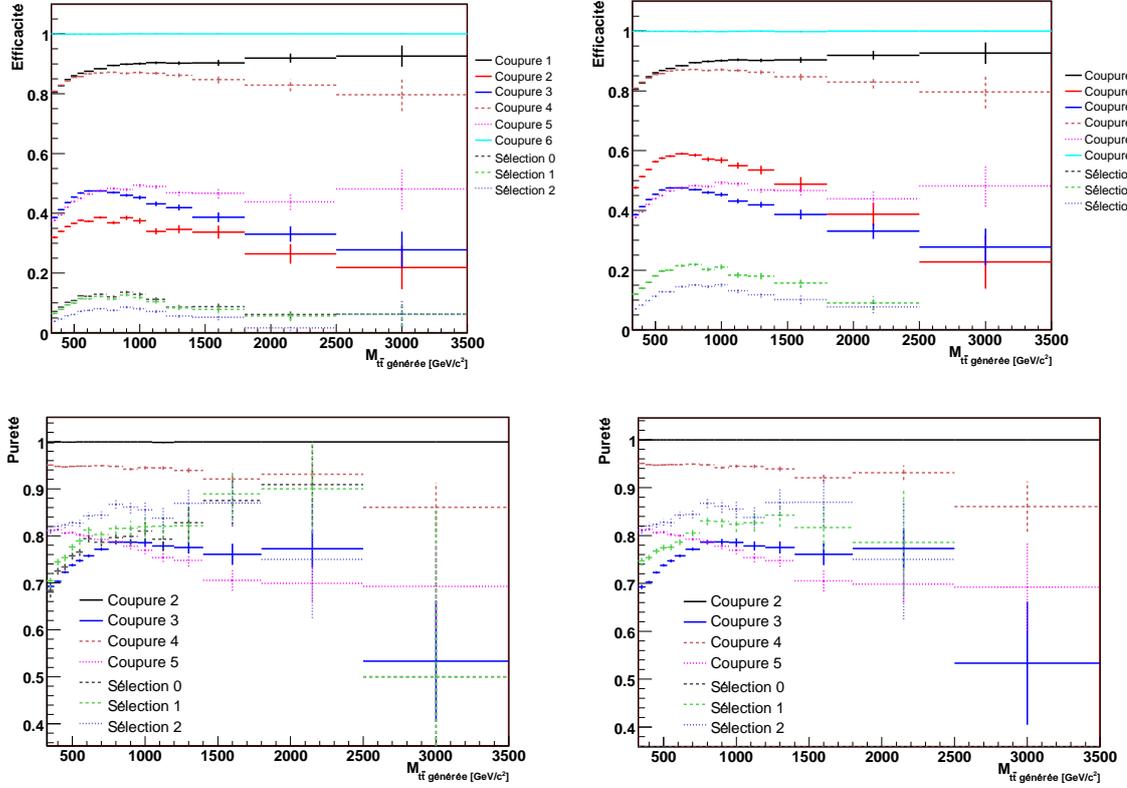


FIG. 6.19 – Les efficacités de sélection pour les différentes coupures et scénarii de sélection sont présentées en haut à gauche pour les évènements $t\bar{t} \rightarrow bevbjj$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu vbjj$ à droite. Les puretés associées sont présentées en dessous pour ces mêmes canaux.

	$t\bar{t} \rightarrow bevbjj$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau vbjj$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}bj\bar{j}$	W+jets	QCD	S/B
	121630	121630	87445	380660	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-09
C1	104887	104558	78099	228650	9.1e+06	1.4e+11	7.8e-07
C2	31075	10364	8278	76	1.04e+06	218152	2.4e-02
C3	13584	2594	1882	47	7976	3116	0.9
C4	12484	1978	1411	43	4348	1315	1.4
C5	8004	1643	846	25	1415	335	1.9
C6	8003	1470	528	25	1397	335	2.1
Sélection 1	12481	2285	830	43	4325	1315	1.4
Sélection 2	8003	1470	528	25	1397	335	2.1

TAB. 6.16 – Nombre d'évènements attendus avec 1 fb^{-1} pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow bevbjj$ après différentes coupures de sélection.

	$t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bj\bar{j}$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}bj\bar{j}$	W+jets	QCD	S/B
All	121630	121630	87445	38060	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-10
C1	104721	104558	58574	228650	9.1e+06	1.4e+11	7.7e-07
C2	54605	16428	12440	78	1.9e+06	7140	2.8e-02
C3	28410	5253	2926	61	16827	554	1.1
C4	26358	4862	2698	50	8712	544	1.6
C5	17319	3234	1825	26	2751	7	2.2
C6	17308	3157	1325	26	2733	7	2.2
Sélection 1	26342	4736	1977	50	8689	544	1.6
Sélection 2	17308	3157	1325	26	2733	7	2.4

TAB. 6.17 – Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$ après différentes coupures de sélection.

	Z' 1 TeV/c ²	Z' 2 TeV/c ²	Z' 3 TeV/c ²	Z' 4 TeV/c ²
C1	93.0%	95.4%	97.5%	98.0%
C2	28.3%	19.5%	16.6%	14.7%
C3	13.9%	9.7%	8.5%	7.6%
C4	13.2%	9.5%	7.9%	6.9%
C5	9.3%	6.8%	5.8%	4.6%
C6	9.3%	6.8%	5.8%	4.6%
Sélection 1	13.2%	9.5%	7.9%	6.9%
Sélection 2	9.3%	6.8%	5.8%	4.6%

TAB. 6.18 – Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de sélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj\bar{j}$

	Z' 1 TeV/c ²	Z' 2 TeV/c ²	Z' 3 TeV/c ²	Z' 4 TeV/c ²
C1	92.9%	95.9%	97.1%	97.5%
C2	49.0%	36.2%	36.4%	35.3%
C3	27.9%	21.3%	23.1%	23.0%
C4	26.6%	20.3%	21.8%	21.0%
C5	18.9%	15.4%	16.6%	15.6%
C6	18.9%	15.4%	16.6%	15.6%
Sélection 1	26.6%	20.2%	21.8%	21.0%
Sélection 2	18.9%	15.4%	16.6%	15.6%

TAB. 6.19 – Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de sélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$

cessite la reconstruction de l'impulsion selon l'axe z du neutrino, et le choix d'une combinaison de jets. En effet si l'on considère 4 jets comme étant la signature expérimentale des quatre quarks issus de la désintégration semi-leptonique d'une paire de quarks top, 12 combinaisons sont possibles. Trois des quarks proviennent de la désintégration hadronique d'un top, deux d'entre eux provenant du W et l'autre étant issu d'un quark b . Le quatrième est un jet issu d'un quark b associé à la branche leptonique de l'évènement. La reconstruction du p_z du neutrino est présentée dans la partie suivante, puis suivront les méthodes de choix des combinaisons de jets. Par la suite sont nommés jets b , ceux jouant le rôle de jets issus de quark b , qu'ils soient ou non étiquetés jets de b ; et sont nommées jets légers les jets candidats à la reconstruction du W hadronique. Les corrections apportées sur l'énergie des jets sont dépendantes de leur rôle dans la reconstruction de l'évènement indépendamment de la valeur du discriminateur des jets beaux.

Les parties suivantes vont être consacrées à la reconstruction du P_z du neutrino puis aux différentes méthodes de combinaisons des jets. Elles reposent soit sur des contraintes sur les masses, soit sur un rapport de vraisemblance, soit sur un ajustement cinématique.

6.3.2 La reconstruction du p_z du neutrino

La désintégration leptonique du W induit la présence d'un neutrino dans l'état final. Bien qu'elle soit indétectable, la présence d'un neutrino est expérimentalement signée par de l'énergie transverse manquante. Pour reconstruire les évènements $t\bar{t}$, nous ferons l'hypothèse que l'impulsion transverse du neutrino est sa seule contribution.

$$P_t^\nu = \cancel{E}_t \quad (6.6)$$

La situation expérimentale est cependant plus complexe que cette hypothèse simpliste et a été abordée dans le chapitre 5. La mesure de l'énergie transverse avec corrections de niveau I (calibration des jets et prise en compte des muons) sera utilisée par la suite. L'évaluation sur des évènements $t\bar{t}$ semi-leptoniques a montré une surestimation de 12.2% de l'énergie transverse manquante par rapport à l'énergie du neutrino.

Le neutrino ayant une masse négligeable, la composante longitudinale de l'impulsion $P_z(\nu)$ est la seule information manquante pour reconstruire un neutrino candidat. Il est possible d'estimer cette quantité en imposant au système à deux corps formé du neutrino candidat et du lepton, d'avoir une masse égale à la masse connue du W ($80.4 \text{ GeV}/c^2$ [116]). Cette contrainte conduit à une équation du second degré (6.7). Les indices l font référence au lepton et les indices ν au neutrino.

$$\begin{aligned} a \times P_z^{\nu 2} + b \times P_z^\nu + c &= 0 \\ \text{avec} \\ a &= (E^l{}^2 - P_z^l{}^2) \\ b &= (M_1^2 - M_W^2 - 2(P_x^l \times P_x^\nu + P_y^l \times P_y^\nu))P_z^l \\ c &= E^l{}^2 \times P_z^{\nu 2} - \left(\frac{M_W^2 - M_1^2}{2} + P_x^l \times P_x^\nu + P_y^l \times P_y^\nu \right)^2 \end{aligned} \quad (6.7)$$

Pour 38% des évènements, l'équation 6.7 n'admet pas de solutions réelles. Etant donnée que la reconstruction de l'énergie transverse manquante est surestimée par rapport au P_t du neutrino, on recherche la valeur limite P_t^ν qui permet d'obtenir une solution réelle. Une diminution isotropique de P_x^ν et P_y^ν conduit à chercher le cas limite d'une solution réelle double. Pour que cette méthode garde un sens physique, il faut que cette diminution reflète le biais observé sur la variable MET, c'est pourquoi une limite à 12% est fixée. Lorsque le

système présente deux solutions réelles, la solution retenue est celle qui permet de reconstruire la masse invariante du système à trois corps lepton, neutrino candidat et jet candidat la plus proche de la masse du top ³⁴.

La reconstruction de P_z^ν joue un rôle important dans la mesure de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$. La figure 6.20 présente la résolution et le biais des distributions de $m_{t\bar{t}}$ en fonction de $m_{t\bar{t}}$ évalués sur les combinaisons associées (4 jets + lepton) des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques pour l'échantillon Modèle Standard MadGraph. Pour un intervalle de masse invariante donné, la distribution $(m_{t\bar{t}}^{reco} - m_{t\bar{t}}^{gen})$ est ajustée par une gaussienne dont la valeur moyenne définit le biais et l'écart type définit la résolution. Le calcul de P_z^ν permet d'améliorer de quelques pourcents la résolution sur la masse invariante, mais surtout de réduire le biais sur $m_{t\bar{t}}$.

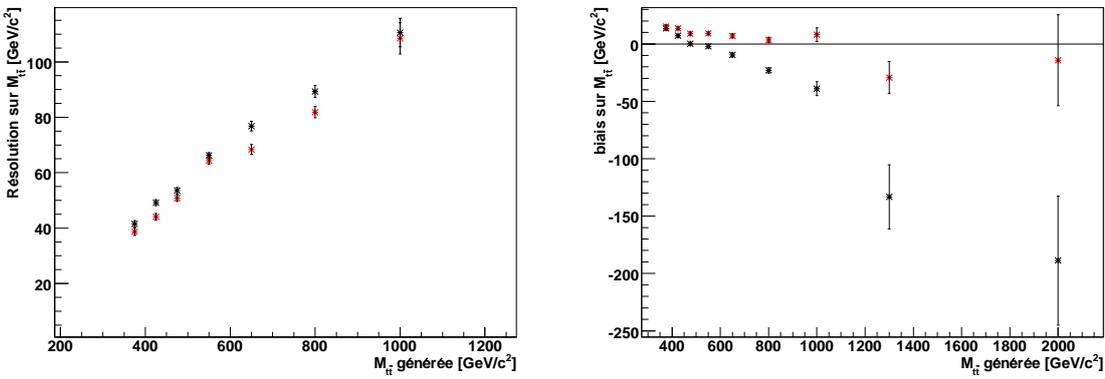


FIG. 6.20 – Résolution (à gauche) et biais (à droite) sur la mesure de $m_{t\bar{t}}$ en fonction de $m_{t\bar{t}}$. Ces résultats ont été obtenus sur les combinaisons associées (4 jets + lepton) des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques pour l'échantillon Modèle Standard MadGraph. Les courbes noires ont été obtenues avec $P_z^\nu = 0$ et celles en rouge avec P_z^ν calculée avec la méthode décrite dans cette section.

6.3.3 Contraintes sur les masses invariantes reconstruites

L'utilisation de critères basés sur les masses invariantes à 2 et 3 jets candidats à la reconstruction des bosons W et des quarks top hadroniques, est une des manières les plus simples de reconstruire l'évènement. De manière générale, l'objectif est de prendre les combinaisons d'objets dont les masses sont les plus proches des masses connues du W et du quark top. Il peut s'agir d'une méthode séquentielle (reconstruction du W, puis du top ...) ou bien d'une méthode globale. Dans ce dernier cas, différents estimateurs globaux peuvent être développés pour permettre de choisir une combinaison de jets. La combinaison choisie étant la combinaison minimisant l'estimateur. Voici quelques uns de ces estimateurs :

- $|M_{jj} - M_W| + |M_{j\bar{j}b} - M_{top}| + |M_{l\nu b} - M_{top}|$
- $(M_{jj} - M_W)^2 + (M_{j\bar{j}b} - M_{top})^2 + (M_{l\nu b} - M_{top})^2$
- $\frac{(M_{jj} - M_W)^2}{(\tau_{M_{jj}})^2} + \frac{(M_{j\bar{j}b} - M_{top})^2}{(\tau_{M_{j\bar{j}b}})^2} + \frac{(M_{l\nu b} - M_{top})^2}{(\tau_{M_{l\nu b}})^2}$ où $\tau_{M_{jj}}$, $\tau_{M_{j\bar{j}b}}$ et $\tau_{M_{l\nu b}}$ sont les résolutions expérimentales sur les masses invariantes $M_{l\nu b}$, M_{jj} et $M_{j\bar{j}b}$ obtenues à partir des résolutions sur les jets et leptons qui les composent.

Ces méthodes ont des puretés par rapport aux évènements associables comprises entre 30 et 38%, ce qui reste faible. D'autre part, le principal problème est l'introduction d'un biais

³⁴175GeV/c² avec les échantillons générés.

systematique qui peut avoir d'importantes conséquences en cas de méconnaissance de l'échelle énergie des jets.

Le graphique 6.21 présente les masses reconstruites, les combinaisons de jets sont choisies à l'aide de l'estimateur présentant la meilleure pureté. On retrouve trois catégories de combinaisons de jets :

- Les combinaisons dites "associées", ce sont les combinaisons pour lesquelles chacun des quatre jets candidats est associé à un quark de l'évènement dur.
- Les combinaisons dites "non associées". Pour les évènements où il existe une combinaison associée, il s'agit d'une mauvaise combinaison dans laquelle les jets ne jouent pas le bon rôle.
- Les évènements "non associables", c'est à dire pour lesquels aucune combinaison ne peut être associée soit à cause de la présélection des jets, soit parce qu'il n'y a pas 4 jets reconstruits correspondant aux 4 quarks de l'évènement dur.

Comme on peut le constater dans les distributions, le bruit de fond combinatoire est très important (2/3 des distributions). Il a la même forme que les combinaisons associées en raison du biais évoqué précédemment. Ces méthodes ont servi de point de références aux méthodes suivantes, mais seront abandonnées par la suite.

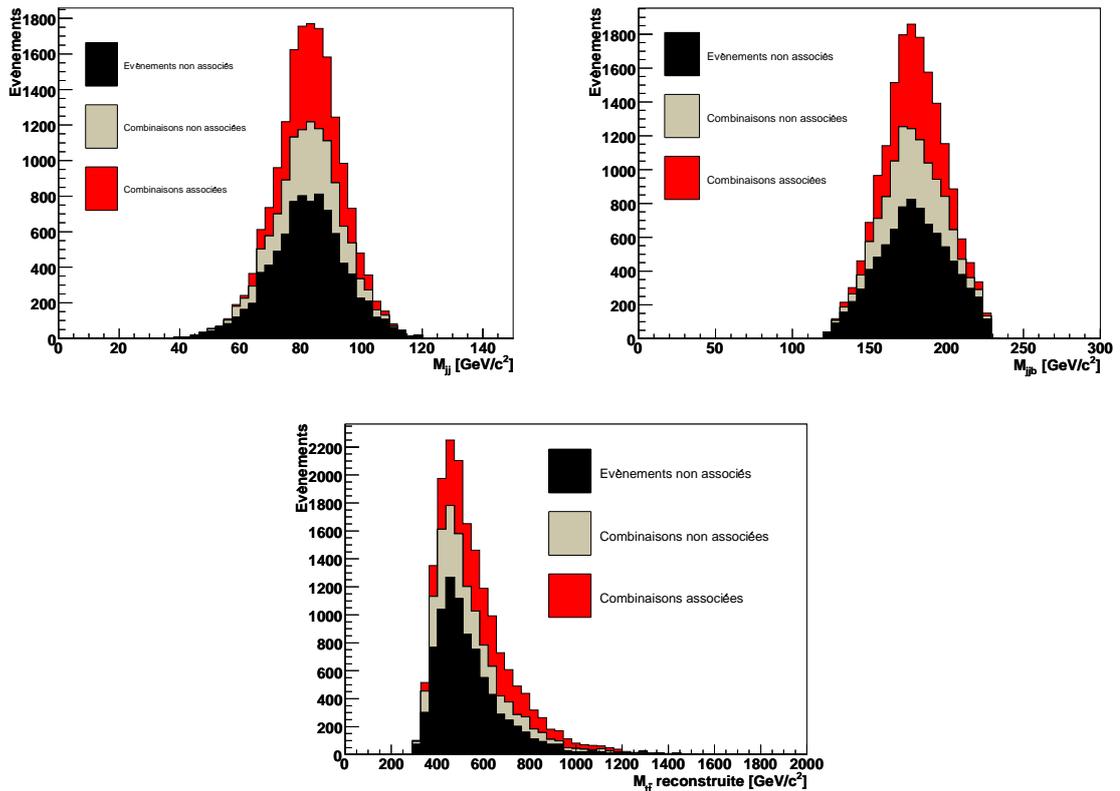


FIG. 6.21 – Distributions des masses invariantes M_{jj} (en haut à gauche), $M_{j\bar{j}b}$ (en haut à droite) et $M_{t\bar{t}}$ (en bas) reconstruites à partir de la minimisation de l'estimateur $|M_{jj} - M_W| + |M_{j\bar{j}b} - M_{top}| + |M_{t\bar{t}} - M_{top}|$.

6.3.4 Utilisation d'un rapport de vraisemblance

Parmi les outils communs développés par le groupe top de CMS, se trouve un rapport de vraisemblance dédié au choix d'une combinaison de jets dans le canal semi-leptonique. Voici les variables utilisées pour distinguer la bonne combinaison du bruit de fond combinatoire :

1. Le P_t du top hadronique divisé par la moyenne du P_t du top hadronique calculée sur l'ensemble des combinaisons.
2. La somme scalaire du P_t des deux jets b divisée par la somme scalaire des deux jets légers.
3. $\Delta R(b_{leptonique}, lepton)$, l'angle entre le jet b et le lepton associés au même top.
4. $\Delta R(b_{hadronique}, W_{hadronique})$, l'angle entre le jet b associé au même top que le boson W hadronique candidat.
5. $\Delta R(j, j)$, l'angle entre les deux jets légers.
6. La somme des discriminateurs des deux jets b candidats.

La méthode permet aux combinaisons de N jets d'attribuer une probabilité notée $Prob(LR)$ d'être la bonne combinaison. Il est par la suite possible de choisir la combinaison de jets ayant la plus grande probabilité, et même d'ajouter une coupure sur cette variable pour augmenter la pureté de l'échantillon restant. Le rapport de vraisemblance peut être utilisé seul ou en association avec d'autres méthodes ou critères de choix de combinaison et de reconstruction. Les résultats seront présentés dans les sections suivantes et comparés à un ajustement cinématique.

6.3.5 L'ajustement cinématique

Description de la méthode L'ajustement cinématique est une extension de la méthode des moindres carrés [117] utilisée dans de nombreuses situations dont une des plus simples et des plus courantes est l'ajustement d'une courbe théorique sur des points expérimentaux.

Soit n quantités mesurées \vec{y} provenant des données expérimentales, p quantités non mesurées \vec{a} et un modèle décrit par un ensemble de m équations. Dans l'hypothèse où le modèle est valide, les n quantités mesurées ainsi que p paramètres non mesurés doivent remplir m contraintes décrites par les équations 6.8. Par définition, les véritables paramètres \vec{a} et \vec{y} doivent satisfaire les équations 6.8. Chaque équation correspond à une contrainte.

$$\begin{aligned}
 f_1(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_p, \bar{y}_1, \bar{y}_2, \dots, \bar{y}_n) &= 0 \\
 f_2(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_p, \bar{y}_1, \bar{y}_2, \dots, \bar{y}_n) &= 0 \\
 &\vdots \\
 f_m(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_p, \bar{y}_1, \bar{y}_2, \dots, \bar{y}_n) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{6.8}$$

Ces équations ne sont quasiment jamais vérifiées par les objets mesurés à cause des résolutions expérimentales sur les mesures. Il est possible d'appliquer des corrections à ces quantités de sorte que les nouvelles quantités $\vec{y}' = \vec{y} + \Delta\vec{y}$ remplissent les contraintes. Ces corrections doivent minimiser la somme pondérée :

$$S(\vec{y}) = \Delta\vec{y}^T V^{-1} \Delta\vec{y} \tag{6.9}$$

V est la matrice de covariance des quantités mesurées. Lorsque les fonctions de l'équation 6.8 ne sont pas linéaires, il existe une méthode générale pour déterminer les minima des

fonctions, c'est la méthode des multiplicateurs de Lagrange [118]. On définit alors une fonction de vraisemblance L :

$$L(\vec{y}, \vec{a}, \vec{\lambda}) = S(\vec{y}) + 2 \sum_{k=1}^m \lambda_k f_k(\vec{y}, \vec{a}) \quad (6.10)$$

où $\vec{\lambda}$ sont les multiplicateurs de Lagrange. Minimiser L devient équivalent à minimiser $S(\vec{y})$ sous les contraintes $f_k(\vec{y}, \vec{a}) = 0$. Lorsque les contraintes (équations 6.8) sont linéaires, les solutions peuvent être calculées analytiquement. Dans le cas contraire, les équations doivent être linéarisées et une procédure itérative pour résoudre les équations recherche les corrections optimales $\Delta\vec{y}$ correspondantes, avec la précision numérique requise.

Application aux évènements $t\bar{t}$ semi-leptoniques Cette méthode d'ajustement cinématique est appliquée aux évènements semi-leptoniques et fait partie des outils communs au groupe de physique du top de CMS. La méthode prend en entrée une collection de N jets présélectionnés et un lepton présélectionné dont la nature est choisie (électron ou muon). La méthode doit être utilisée deux fois sur les mêmes évènements de signal et de bruit de fond afin d'étudier les deux canaux semi-leptoniques. Dans la plupart des cas (la totalité pour les évènements semi-leptoniques), un seul lepton présélectionné est présent dans les évènements et par conséquent une seule des méthodes est appliquée. Le nombre de jets fixé à 4 par défaut a été étendu à 5, les performances de ces deux approches seront présentées par la suite. Pour $N=5$ jets, toutes les combinaisons de 4 jets sont étudiées et conduisent à 60 ajustements cinématiques. Lors de la convergence de l'ajustement cinématique, la valeur du χ^2 est traduite en probabilité permettant de choisir une combinaison de jets, et offre la possibilité de poser une coupure additionnelle pour augmenter la pureté de l'échantillon considéré. Les objets candidats sont alors ajustés, et une nouvelle valeur de $m_{t\bar{t}}$ en résulte. La méthode possède plusieurs paramètres qui sont détaillés ci-dessous et nécessitent d'être adaptés à chaque type d'analyse.

La paramétrisation des erreurs Toutes les particules candidates à l'ajustement cinématique sont données en argument à la méthode avec les matrices de covariance associées. Les termes diagonaux des matrices de covariance correspondent aux fonctions de résolution. Elles définissent la liberté avec laquelle l'ajustement cinématique peut modifier les quadri-vecteurs impulsions des particules pour reconstruire l'évènement.

- La paramétrisation dans le repère propre (EMom) : 0

Cette paramétrisation décrit les objets et leurs erreurs dans un système de coordonnées défini de la manière suivante :

$$\vec{u}_1 = \frac{p_{mes}^{\vec{z}}}{|p_{mes}^{\vec{z}}|}, \quad \vec{u}_2 = \frac{\vec{u}_3 \times \vec{u}_1}{|\vec{u}_3 \times \vec{u}_1|}, \quad \vec{u}_3 = \frac{\vec{u}_z \times \vec{u}_1}{|\vec{u}_z \times \vec{u}_1|}, \quad (6.11)$$

\vec{u}_z est le vecteur unité selon l'axe z du détecteur. Les coordonnées a, b et c des impulsions ajustées sont définies dans ce repère comme

$$p_{fit}^{\vec{z}} = a|p_{mes}^{\vec{z}}|\vec{u}_1 + b\vec{u}_2 + c\vec{u}_3 \quad (6.12)$$

Par définition, les coordonnées de l'impulsion mesurée dans ce repère sont $(1,0,0)$. Il s'agit de la valeur initiale de la méthode.

L'énergie est définie par

$$E_{fit}^{\vec{z}} = d|p_{mes}^{\vec{z}}|\vec{u}_1 + b\vec{u}_2 + c\vec{u}_3 \quad (6.13)$$

Il est possible d'ajouter une contrainte sur la masse des objets mesurés. Cela peut se traduire par une conservation de la quantité E/P , ce qui a un sens pour les leptons. Il est également possible d'ajouter une contrainte supplémentaire pour fixer la masse à une valeur donnée, par exemple à 5 GeV pour les jets issus de quarks b.

- La paramétrisation E_t, η, ϕ : 1.

Dans les collisionneurs hadroniques, E_t est une quantité invariante sous transformation de Lorentz de direction z, contrairement à l'énergie. La pseudo-rapacité η est une variable couramment utilisée pour les algorithmes de jets ou pour leur calibration. Il est possible de définir un ensemble de trois variables indépendantes pour décrire les particules et leurs résolutions : E_t, η, ϕ . Dans ce cas, la quatrième variable est la masse de la particule. Elle est ajoutée aux trois autres mais n'intervient pas dans le processus d'ajustement.

- La paramétrisation E_t, θ, ϕ : 2

Dans ce cas, la pseudo-rapacité η est remplacée par l'angle θ .

Les paramétrisations des erreurs ont été déterminées sur des échantillons $t\bar{t}$ Modèle Standard ALPGEN pour chaque catégorie d'objets reconstruits : électrons, muons, jets légers, jets issus de quark b et énergie transverse manquante. On définit différents intervalles en η pour corriger les dépendances angulaires et pour chaque intervalle la résolution est calculée en fonction de E_t . La résolution est définie comme l'écart type de l'ajustement gaussien de la distribution ($var^{reco} - var^{gen}$) obtenue dans un intervalle en E_t où var peut être E_t, η, θ ou ϕ . Les résolutions sur E_t, θ et ϕ sont présentées pour les jets (jets b et jets légers) sur la figure 6.22 et pour les leptons (électrons et muons) sur la figure 6.23. Les résolutions sur E_t et ϕ de l'énergie transverse manquante présentées sur la figure 6.24 sont calculées en faisant l'association entre la mesure de l'énergie transverse manquante et le neutrino produit dans les événements semi-leptoniques. La table 6.20 présente les résultats obtenus pour l'ensemble des paramétrisations possibles. De grandes différences sont à observer en fonction du choix de la paramétrisation. L'efficacité est comprise entre 1% et 89% et on observe un biais sur la masse invariante reconstruite dans certains cas. Tous les résultats obtenus par la suite seront présentés pour la paramétrisation 2-2-2, c'est à dire une paramétrisation E_t, θ, ϕ pour leptons, jets et E_t . Dans cette configuration, le taux de convergence de l'ajustement cinématique sur des événements $t\bar{t}$ produits par un boson Z' de 1 TeV/ c^2 est de 88%.

Les contraintes L'application à la reconstruction des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques conduit à un maximum de 4 contraintes sur les masses des particules intermédiaires : les deux quarks top et les deux bosons W. Il est possible d'utiliser un sous-ensemble de ces contraintes pour ne reconstruire qu'une partie de l'événement. Par exemple il est possible d'utiliser seulement deux contraintes (m_{top} et m_W) pour reconstruire seulement une branche (hadronique ou leptonique).

Des contraintes additionnelles sont également possibles. Il pourrait s'agir de contraintes de masses sur les jets : $m_{lj}=0$ dans l'hypothèse où le jet provient d'un quark léger et $m_{bj}=5$ GeV/ c^2 dans l'hypothèse où il provient d'un quark b. Une contrainte sur la conservation de l'énergie-impulsion dans le plan transverse pourrait également être ajoutée. Cela nécessiterait cependant d'ajouter un terme de résolution décrivant l'erreur sur la mesure de l'ensemble des jets n'intervenant pas initialement dans l'ajustement cinématique. Par la suite, seuls les résultats obtenus par un ajustement à 4 contraintes sur les masses seront présentés.

Les critères de convergence L'ajustement cinématique est une méthode itérative qui nécessite la définition de conditions d'arrêt, on parle de critère de convergence. Comme condition nécessaire à la convergence, les écarts de la valeur du χ^2 entre deux itérations

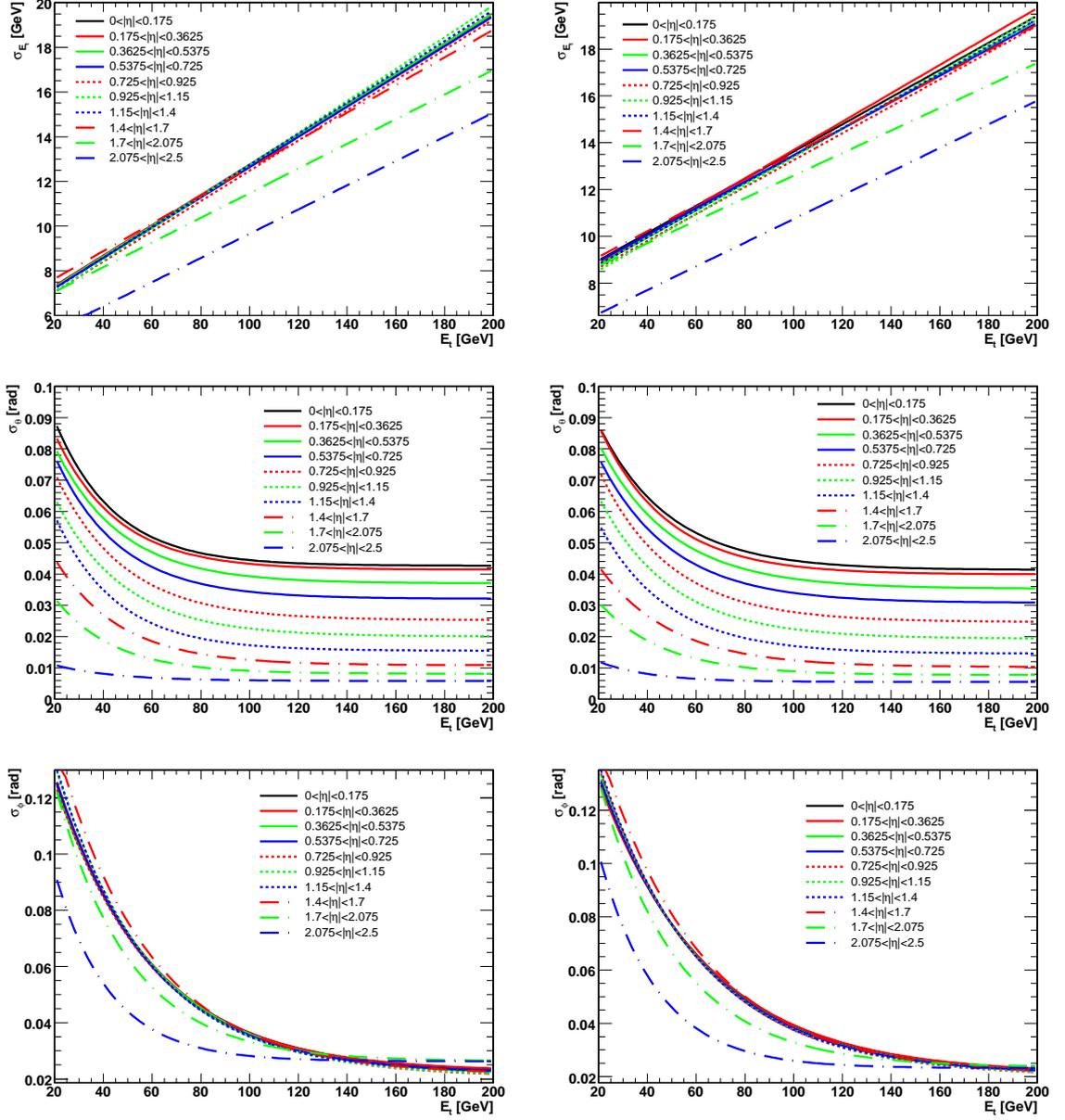


FIG. 6.22 – Résolutions sur E_t, θ, ϕ (de haut en bas) pour les jets légers (à gauche) et pour les jets étiquetés b (à droite) en fonction de E_t des jets et pour différents intervalles en η . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN.

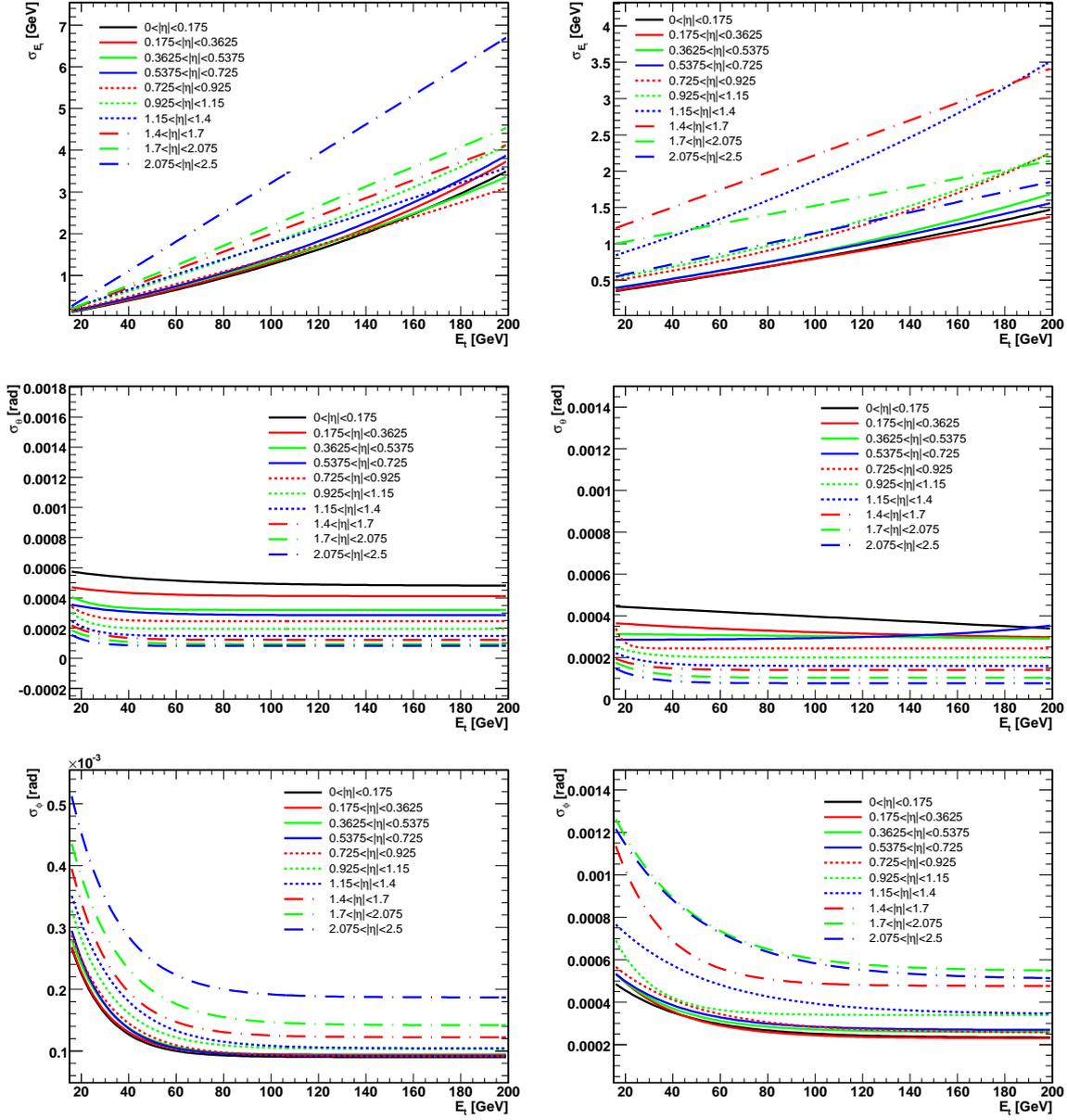


FIG. 6.23 – Résolutions sur E_t, θ, ϕ (de haut en bas) pour les muons (à gauche) et pour les électrons (à droite) en fonction de E_t des jets et pour différents intervalles en η . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN.

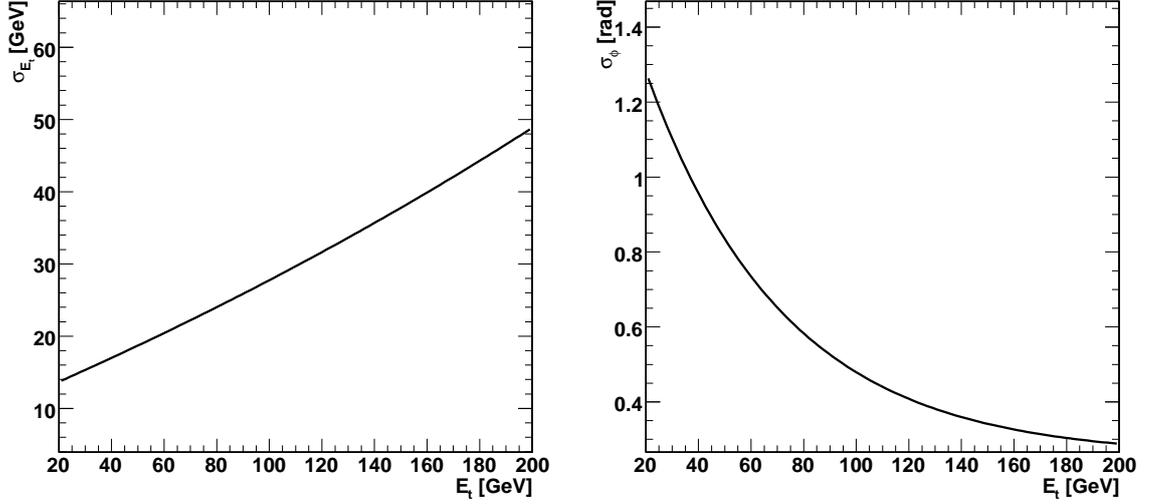


FIG. 6.24 – Résolutions sur \cancel{E}_t (à gauche) et ϕ (à droite) de l'énergie transverse manquante en fonction \cancel{E}_t . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN en faisant l'association entre la mesure de l'énergie transverse manquante et le neutrino produit dans les évènements semi-leptoniques.

successives doivent être inférieurs à un seuil.

$$\Delta S < \epsilon_S \quad (6.14)$$

$$F = \sum_{k=1}^m |f_k(y + \Delta y, a + \Delta a)| < \epsilon_F \quad (6.15)$$

Les valeurs ϵ_S et ϵ_F sont des paramètres qui dépendent du problème et peuvent être ajustés, par la suite les valeurs $\epsilon_S=5e-05$ et $\epsilon_F=1e-04$ ont été utilisées. L'équation 6.14 traduit les variations de l'expression globale du χ^2 entre deux itérations tandis que l'équation 6.15 traduit la variation des termes de contraintes. Les critères de convergence utilisés dans cette analyse offrent un taux de convergence de 96% pour les évènements $t\bar{t}$ Modèle Standard. Le nombre de solutions convergentes pour ces évènements est présenté dans la figure 6.25. L'ajustement cinématique converge pour plus d'une solution dans 94% des cas et l'ensemble des solutions sont convergentes pour 14% des évènements. Par conséquent, la convergence de l'ajustement cinématique n'est pas un critère suffisant pour choisir une combinaison, il faut donc faire appel à des critères additionnels pour choisir l'appariement des jets.

Param	Efficacite				Biais (GeV/c^2)				RMS (GeV/c^2)			
	1 TeV	2 TeV	3 TeV	4 TeV	1 TeV	2 TeV	3 TeV	4 TeV	1 TeV	2 TeV	3 TeV	4 TeV
0-0-1	0.36	0.31	0.11	0.048	-14.6	-41.4	-46.4	-42.1	78.9	148	215	253
0-0-2	0.74	0.48	0.15	0.067	-30.2	-67.9	-116	-127	109	189	283	334
0-1-0	0.81	0.44	0.11	0.029	-53.9	-187	-287	-278	113	249	306	275
0-1-1	0.36	0.31	0.12	0.052	-12.5	-33.7	-53.7	-35.5	84.4	154	221	286
0-1-2	0.74	0.51	0.17	0.072	-29.5	-70.2	-95.8	-90.2	102	194	277	346
0-2-0	0.84	0.47	0.13	0.043	-60.2	-207	-334	-367	112	252	310	347
0-2-1	0.34	0.31	0.12	0.047	-9.76	-32.9	-59	-66.2	88.6	148	241	269
0-2-2	0.75	0.51	0.18	0.074	-31	-73	-112	-97.1	107	183	297	336
1-0-0	0.88	0.6	0.2	0.072	-95.6	-297	-326	-234	144	294	333	316
1-0-1	0.099	0.076	0.032	0.014	-11.7	-22.2	-64.9	-76.2	77.9	133	184	221
1-0-2	0.88	0.78	0.34	0.19	-38.9	-103	-126	-106	111	213	272	294
1-1-0	0.87	0.59	0.17	0.062	-88.1	-249	-274	-227	29	274	283	283
1-1-1	0.12	0.068	0.021	0.011	-8.31	-21.6	-56.5	-65.8	73.9	114	244	196
1-1-2	0.87	0.78	0.35	0.18	-32.7	-71.9	-102	-96.9	112	179	248	237
1-2-0	0.86	0.59	0.18	0.063	-94.6	-261	-289	-202	135	276	306	313
1-2-1	0.12	0.057	0.024	0.0089	-21.1	-11.1	-59.2	-72.4	82.7	123	222	226
1-2-2	0.88	0.78	0.34	0.18	-35.2	-77.3	-104	-93.8	109	181	248	256
2-0-0	0.87	0.63	0.2	0.071	-95	-307	-331	-185	144	295	313	319
2-0-1	0.12	0.049	0.028	0.021	-10.1	-55.2	-104	-53	77.3	135	204	223
2-0-2	0.89	0.78	0.35	0.19	-42.1	-109	-127	-123	116	218	275	287
2-1-0	0.87	0.59	0.18	0.063	-90.7	-257	-292	-234	133	279	291	287
2-1-1	0.13	0.065	0.029	0.014	-17.6	-16.1	-17.6	-97.6	73.9	116	171	188
2-1-2	0.87	0.79	0.34	0.19	-35	-70.8	-101	-102	108	181	247	266
2-2-0	0.86	0.59	0.17	0.068	-95.1	-266	-298	-197	137	278	312	302
2-2-1	0.13	0.068	0.019	0.01	-12.2	-18.8	-19.6	17.9	80.6	117	192	186
2-2-2	0.88	0.8	0.35	0.18	-36.7	-76.4	-99.9	-85.5	108	193	239	263

TAB. 6.20 – L’efficacité, le biais et le RMS des distributions $m_{t\bar{t}}$ reconstruites pour différents échantillons de bosons Z' sont présentés pour les différentes paramétrisations de l’ajustement cinématique. L’efficacité est définie comme rapport entre le nombre d’événements présélectionnés et reconstruits sur le nombre d’événements présélectionnés. Le biais est la valeur moyenne de la distribution $m_{t\bar{t}}$ reconstruite. Les paramétrisations X-Y-Z correspondent au choix de paramétrisations pour les jets, leptons et MET. On assigne le chiffre 0 à la paramétrisation EMom, le chiffre 1 à la paramétrisation (E_t, η, ϕ) et le chiffre 2 à la paramétrisation (E_t, θ, ϕ) .

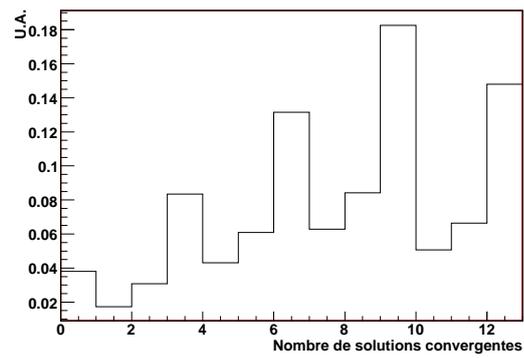


FIG. 6.25 – Nombre de solutions convergentes pour les évènements $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ sélectionnés.

6.4 Comparaisons des méthodes de reconstruction

6.4.1 Le choix de l'appariement des jets

Dans cette partie, trois scénarii vont être proposés vis à vis de l'étiquetage des b-jets, des scénarii à 0, 1 et 2 jets bsélectionnés. Nous nous focaliserons principalement sur les scénarii à 0 et 2 bjets qui permettent de montrer les possibilités de l'analyse sans l'utilisation de l'étiquetage des jets issus de quark b, puis avec une utilisation complète.

Les résultats seront également présentés dans deux scénarii distincts vis à vis du nombre de jets sélectionnés :

- Les 4 jets de plus haute impulsion transverse sont sélectionnés pour être candidats à la reconstruction. Le nombre de combinaisons possibles est de 12 puisque les deux jets issus du W sont indiscernables.
- Les 5 jets de plus haute impulsion transverse sont sélectionnés pour être candidats à la reconstruction. Toutes les combinaisons de 4 parmi 5 sont étudiées, ce qui nous conduit à un nombre total de 60 combinaisons. Lorsque seuls 4 jets sont sélectionnés, on se retrouve dans la situation précédente.

L'utilisation de collection de plus de 5 jets n'a pas été étudiée car le nombre de combinaisons augmente très rapidement et nécessite beaucoup de temps de calcul ; pour une collection de N jets, il y a $N(N-1)(N-2)(N-3)/2$ combinaisons.

Enfin les résultats seront présentés pour la reconstruction de l'évènement avec ou sans utilisation de l'ajustement cinématique. Pour chacune des combinaisons de jets, un rapport de vraisemblance est calculé, ainsi qu'une probabilité associée au χ^2 de l'ajustement cinématique en cas de convergence de la méthode.

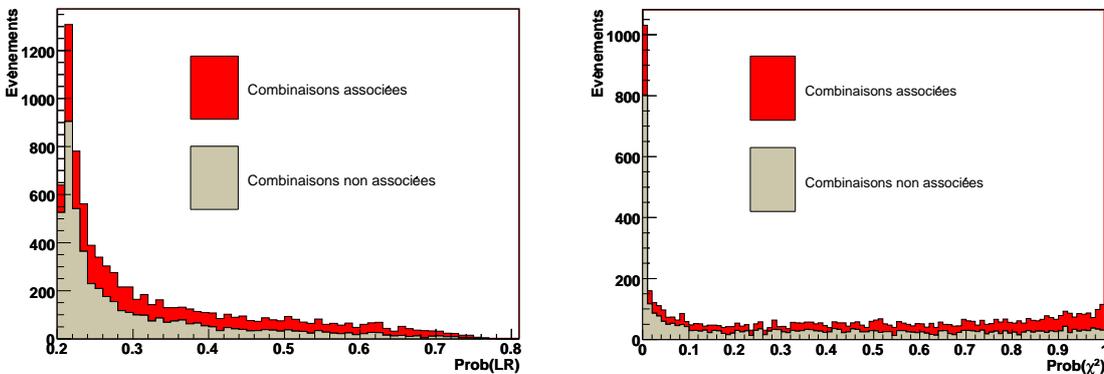


FIG. 6.26 – Probabilité du rapport de vraisemblance (à gauche) et de l'ajustement cinématique (à droite) pour les évènements $t\bar{t}$ Modèle Standard sélectionnés reconstruits. Une distinction est faite entre les combinaisons de jets associées et le bruit de fond combinatoire.

Quelque soit le scénario, il faut définir un (ou des) critère(s) permettant de choisir une combinaison parmi les 12 (ou 60) possibles. Le choix peut principalement reposer sur les deux outils développés dans ce sens, le rapport de vraisemblance ou l'ajustement cinématique. Les critères de décision sont alors les suivants :

- La combinaison de jets qui maximise la probabilité calculée par le rapport de vraisemblance est choisie : *ChoixLR*
- La combinaison de jets qui converge et qui maximise la probabilité calculée à partir du χ^2 de l'ajustement cinématique est choisie : *Choix χ^2*

En plus de ces critères, des coupures peuvent être imposées aux combinaisons candidates, avant ou après le choix effectué :

- Une coupure sur les masses invariantes à deux et trois corps M_{jj} et M_{jjb} pour reconstruire le boson W et le top de la branche hadronique. Une fenêtre de $\pm 25 \text{ GeV}$ ($\approx 2 \sigma$, $\sigma=12.7\pm 0.3 \text{ GeV}$ pour les combinaisons associées) a été utilisée autour de la masse du W générée ($55 \text{ GeV}/c^2 < M_{jj} < 105 \text{ GeV}/c^2$), et une de $\pm 45 \text{ GeV}/c^2$ ($\approx 2 \sigma$, $\sigma=20.7\pm 0.3 \text{ GeV}$ pour les combinaisons associées) autour de la masse générée du top ($130 \text{ GeV}/c^2 < M_{jjb} < 220 \text{ GeV}/c^2$) : C_{mass} .

La figure 6.27 présente les masses à deux et trois corps pour les combinaisons associées et le bruit de fond combinatoire.

- Dans le scénario à 1 ou 2 b-jets, on peut définir comme contrainte naturelle d'imposer que le ou les jets étiquetés b soient les candidats jets blors de la reconstruction de l'évènement : $C_{bjet}(s)$.

Cela réduit le nombre de combinaisons à 2 pour N=4 et 10 pour N=5 jets.

- Le critère de convergence de la méthode d'ajustement cinématique : C_{vg} .
C'est un critère *sinequanon* de l'utilisation de l'ajustement cinématique. En l'absence de ce critère, la masse invariante est reconstruite mais pas ajustée.
- Une coupure sur la valeur de la probabilité calculée par la méthode du rapport de vraisemblance : $C_{Prob}(LR)$.

La distribution de cette probabilité est présentée sur la figure 6.26. Plusieurs seuils peuvent être définis, diminuant l'efficacité tout en augmentant la pureté. Dans les résultats suivants le seuil utilisé est : $\text{Prob}(LR) > 0.3$.

- Une coupure sur la valeur de la probabilité calculée à partir du χ^2 de l'ajustement cinématique : $C_{Prob}(\chi^2)$.

La distribution de cette probabilité est présentée sur la figure 6.26. Plusieurs seuils peuvent être définis, diminuant l'efficacité tout en augmentant la pureté. Dans les résultats suivants, le seuil utilisé est : $\text{Prob}(\chi^2) > 0.3$.

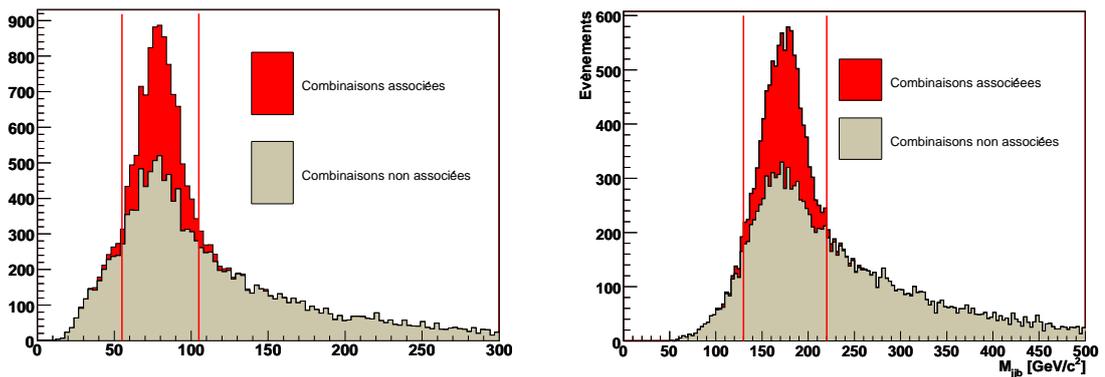


FIG. 6.27 – Masses des W hadroniques candidats (à gauche) et des tops hadroniques candidats (à droite).

Toutes les combinaisons de ces coupures et des critères de décision ont été assemblés pour former un ensemble de 12 à 24 méthodes de choix de combinaisons. Les tables 6.21 et 6.22 présentent ces méthodes respectivement pour les scénarii sans et avec b-jets.

Numéro	Méthode de sélection d'une combinaison de jets
1	$ChoixLR$
2	$ChoixLR + CProb(\chi^2)$
3	$ChoixLR + Cmass$
4	$ChoixLR + Cvg$
5	$ChoixLR + Cmass + Cvg$
6	$Cmass \rightarrow ChoixLR$
7	$Cvg \rightarrow ChoixLR$
8	$Cmass + Cvg \rightarrow ChoixLR$
9	$Choix\chi^2$
10	$Choix\chi^2 + CProb(\chi^2)$
11	$Choix\chi^2 + Cmass$
12	$Cmass \rightarrow Choix\chi^2$

TAB. 6.21 – Méthodes de sélection d'une combinaison de jet proposées dans le scénario à 0 b-jet. On distingue deux types de méthodes, celles pour lesquelles une combinaison est choisie en premier (par les critères $ChoixLR$ ou $Choix\chi^2$) puis doit passer les coupures (indiquées par le signe +), et celles pour lesquelles des coupures sont préalablement appliquées sur toutes les combinaisons puis un choix est effectué sur les combinaisons restantes (indiqué par le signe \rightarrow).

6.4.2 Les résultats sur $t\bar{t}$ Modèle Standard

Ces méthodes ont été comparées sur des échantillons $t\bar{t}$ Modèle Standard MadGraph, et les résultats sont présentés dans les tables 6.23, 6.24 et 6.25, respectivement pour les scénarii à 0, 1 et 2 b-jets.

L'utilisation d'une collection de 5 jets à la place de 4, permet naturellement d'augmenter les efficacités des méthodes mais s'accompagne cependant d'une diminution très importante de la pureté. Comme l'illustre la figure 6.18, dans la plupart des cas, les jets associés aux quatre quarks de l'évènement dur se trouvent être les plus hauts en E_t . Ainsi dans toutes les configurations où 5 jets sont sélectionnés et où les 4 jets possédant la plus grande énergie transverse sont associés aux quarks, l'ajout d'un cinquième jet non associé rajoute 48 mauvaises combinaisons de jets, alors que la bonne se trouve dans les 12 premières considérées par la collection de 4 jets. Dans ces cas défavorables, alors que pour une méthode donnée la bonne combinaison est choisie dans la collection de 4 jets, une combinaison fortuite est choisie par l'ajout d'un jet additionnel. Par la suite, seules les combinaisons des 4 jets les plus hauts en E_t seront considérées.

Les résultats présentent des différences évidentes selon l'ordre dans lequel coupures et choix de combinaison apparaissent. Dans les cas où les coupures sont effectuées après le choix d'une combinaison (par exemple les méthodes 2 à 9 de la table 6.22), les puretés augmentent tandis que les efficacités chutent naturellement. Ce type de méthodes présente le désavantage de rejeter des évènements pour lesquels la combinaison choisie initialement ne répond pas aux critères qui lui sont appliqués alors qu'il existe peut-être une combinaison répondant à ces critères mais n'ayant pas été choisie initialement parce qu'elle ne maximise pas $Prob(LR)$ ou $Prob(\chi^2)$, selon les cas. Il paraît donc plus judicieux d'appliquer en premier lieu une série de coupures sur les combinaisons et de choisir parmi elles celles qui maximisent $Prob(LR)$ ou $Prob(\chi^2)$ selon le critère de décision utilisé. A efficacité constante, la séquence présentant la meilleure pureté est constituée successivement de coupures (sur les masses ou les b-jets) puis

Numéro	Méthode de sélection d'une combinaison de jets
1	$ChoixLR$
2	$ChoixLR + CProb(\chi^2)$
3	$ChoixLR + Cmass$
4	$ChoixLR + Cvg$
5	$ChoixLR + Cbjet(s)$
6	$ChoixLR + Cmass + Cvg$
7	$ChoixLR + Cmass + Cbjet(s)$
8	$ChoixLR + Cvg + Cbjet(s)$
9	$ChoixLR + Cmass + Cvg + Cbjet(s)$
10	$Cmass \rightarrow ChoixLR$
11	$Cvg \rightarrow ChoixLR$
12	$Cbjet(s) \rightarrow ChoixLR$
13	$Cmass + Cvg \rightarrow ChoixLR$
14	$Cmass + Cbjet(s) \rightarrow ChoixLR$
15	$Cbjet(s) + Cvg \rightarrow ChoixLR$
16	$Cbjet(s) + Cmass + Cvg \rightarrow ChoixLR$
17	$Choix\chi^2$
18	$Choix\chi^2 + CProb(\chi^2)$
19	$Choix\chi^2 + Cmass$
20	$Choix\chi^2 + Cbjet(s)$
21	$Choix\chi^2 + Cbjet(s) + Cmass$
22	$Cmass \rightarrow Choix\chi^2$
23	$Cbjet(s) \rightarrow Choix\chi^2$
24	$Cmass + Cbjet(s) \rightarrow Choix\chi^2$

TAB. 6.22 – Méthodes de sélection d'une combinaison de jets proposées dans le scénario à 1/2 b-jet(s). On distingue deux types de méthodes, celles pour lesquelles une combinaison est choisie en premier (par les critères $ChoixLR$ ou $Choix\chi^2$) puis doit passer les coupures (indiquées par le signe +), et celles pour lesquelles des coupures sont préalablement appliquées sur toutes les combinaisons puis un choix est effectué sur les combinaisons restantes (indiquées par le signe \rightarrow).

N	Combinaisons de 4 jets				Combinaisons de 5 jets			
	Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés		Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés	
	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté
1	1.00	0.13	1.00	0.47	0.19	0.03	0.26	0.20
2	1.00	0.13	1.00	0.47	0.19	0.03	0.26	0.20
3	0.43	0.26	0.69	0.60	0.08	0.06	0.14	0.34
4	0.41	0.26	0.60	0.65	0.06	0.07	0.10	0.42
5	0.28	0.33	0.51	0.67	0.05	0.07	0.09	0.44
6	0.70	0.20	0.93	0.55	0.17	0.04	0.25	0.27
7	0.94	0.16	0.98	0.54	0.18	0.04	0.26	0.32
8	0.57	0.23	0.83	0.57	0.16	0.05	0.24	0.32
9	0.94	0.14	0.98	0.48	0.18	0.03	0.26	0.22
10	0.45	0.23	0.71	0.54	0.15	0.03	0.22	0.23
11	0.48	0.24	0.75	0.55	0.14	0.04	0.22	0.24
12	0.57	0.20	0.83	0.50	0.16	0.03	0.24	0.18

TAB. 6.23 – Puretés et efficacités des 12 méthodes de choix de combinaisons de jets présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario sans étiquetage des b-jets. Les efficacités sont définies par rapport aux évènements sélectionnés (Sélection 0) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.21.

du critère de décision.

L'utilisation de l'étiquetage des jets b permet d'augmenter à la fois la pureté des échantillons mais également la pureté des combinaisons choisies par les méthodes. L'augmentation de la pureté des échantillons est visible en comparant les résultats pour une même méthode (la méthode 1 par exemple) avec différents scénarii 0, 1 et 2 b-jets. Les méthodes requérant d'imposer les jets étiquetés b comme des jets b candidats à la reconstruction présentent de meilleures puretés que les autres, de plus ce choix paraît tout à fait naturel. Dans le scénario à 2 b-jets, certaines méthodes atteignent des puretés relatives aux évènements sélectionnés de près de 60% (plus de 80% par rapport aux évènements où la bonne combinaison est présente dans la collection de N jets) alors que dans le scénario à 0 b-jet, les puretés sont comprises entre 13% et 33%.

Les choix d'une combinaison basés sur le rapport de vraisemblance où sur le χ^2 sont sensiblement équivalents à ensemble de coupures égales, comme le montrent par exemple dans le scénario à 2 b-jets, pour une collection de 4 jets, les deux méthodes sans coupures additionnelles 1 et 17. Dans le cas où la décision est basée sur $Prob(\chi^2)$, l'efficacité de 94% est liée au taux de convergence de l'ajustement cinématique.

Ces résultats permettent de se concentrer sur le scénario à 2 b-jets, pour N=4 jets, en utilisant l'information des jets étiquetés b et en plaçant le critère de décision après les coupures. Quatre méthodes sont ainsi retenues, avec ou sans utilisation de l'ajustement cinématique, et avec ou sans critères sur les masses invariantes. Ce sont les méthodes 12, 14, 22 et 24 présentées dans la table 6.22.

Les distributions en masse invariante $m_{t\bar{t}}$ obtenues pour le signal et le bruit de fond pour une luminosité de 1 fb^{-1} sont présentées sur la figures 6.28. Ces résultats sont obtenus pour les méthodes avec ajustement cinématique (24) et sans (14) dans les canaux $t\bar{t} \rightarrow b e \nu b q q$ et $t\bar{t} \rightarrow b \mu \nu b q q$. Les tables 6.26 et 6.27 présentent le nombre d'évènements attendus respectivement

N	Combinaisons de 4 jets				Combinaisons de 5 jets			
	Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés		Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés	
	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté
1	1.00	0.14	1.00	0.48	1.00	0.03	1.00	0.21
2	1.00	0.14	1.00	0.48	1.00	0.03	1.00	0.21
3	0.43	0.28	0.69	0.61	0.45	0.06	0.54	0.35
4	0.42	0.27	0.60	0.65	0.34	0.07	0.39	0.43
5	0.91	0.15	0.96	0.50	0.91	0.03	0.94	0.22
6	0.29	0.35	0.51	0.68	0.29	0.08	0.35	0.45
7	0.40	0.30	0.66	0.62	0.41	0.06	0.51	0.37
8	0.39	0.29	0.58	0.67	0.32	0.08	0.38	0.45
9	0.26	0.37	0.49	0.69	0.27	0.08	0.34	0.47
10	0.70	0.21	0.93	0.56	0.92	0.04	0.97	0.28
11	0.94	0.16	0.98	0.55	0.98	0.05	0.99	0.32
12	0.99	0.14	1.00	0.49	1.00	0.03	1.00	0.21
13	0.57	0.24	0.83	0.58	0.87	0.05	0.92	0.33
14	0.64	0.23	0.91	0.58	0.90	0.04	0.95	0.29
15	0.92	0.17	0.97	0.56	0.98	0.05	0.99	0.33
16	0.52	0.27	0.81	0.60	0.82	0.05	0.89	0.34
17	0.94	0.14	0.98	0.48	0.98	0.03	0.99	0.23
18	0.45	0.24	0.71	0.55	0.79	0.03	0.83	0.24
19	0.48	0.25	0.75	0.55	0.75	0.04	0.83	0.24
20	0.75	0.17	0.86	0.54	0.71	0.04	0.77	0.28
21	0.39	0.29	0.67	0.60	0.54	0.05	0.65	0.30
22	0.57	0.21	0.83	0.50	0.87	0.03	0.92	0.18
23	0.92	0.13	0.97	0.42	0.98	0.02	0.99	0.17
24	0.52	0.24	0.81	0.54	0.82	0.03	0.89	0.22

TAB. 6.24 – Les puretés et efficacités des 24 méthodes de choix de combinaisons de jets sont présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario à 1 b-jet. Les efficacités sont définies par rapport aux évènements sélectionnés (Sélection 1) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.22.

N	Combinaisons de 4 jets				Combinaisons de 5 jets			
	Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés		Evènements sélectionnés		Evènements sélectionnés et associés	
	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté	Efficacité	Pureté
1	1.00	0.16	1.00	0.49	1.00	0.04	1.00	0.23
2	1.00	0.16	1.00	0.49	1.00	0.04	1.00	0.23
3	0.43	0.31	0.70	0.62	0.46	0.07	0.55	0.38
4	0.42	0.30	0.61	0.66	0.35	0.08	0.41	0.46
5	0.47	0.29	0.62	0.70	0.45	0.07	0.49	0.41
6	0.29	0.39	0.52	0.68	0.30	0.09	0.37	0.47
7	0.23	0.50	0.47	0.79	0.23	0.12	0.30	0.58
8	0.23	0.48	0.42	0.84	0.20	0.12	0.25	0.64
9	0.16	0.59	0.36	0.85	0.17	0.13	0.22	0.66
10	0.67	0.25	0.93	0.56	0.91	0.05	0.96	0.30
11	0.94	0.18	0.97	0.56	0.99	0.05	0.99	0.34
12	0.93	0.21	0.99	0.61	0.99	0.05	1.00	0.34
13	0.55	0.28	0.83	0.59	0.86	0.06	0.92	0.34
14	0.41	0.42	0.74	0.75	0.74	0.08	0.83	0.46
15	0.78	0.24	0.90	0.67	0.90	0.07	0.92	0.44
16	0.33	0.47	0.64	0.77	0.62	0.09	0.71	0.50
17	0.94	0.16	0.97	0.48	0.99	0.04	0.99	0.23
18	0.44	0.27	0.71	0.55	0.79	0.04	0.83	0.24
19	0.47	0.28	0.74	0.55	0.74	0.04	0.82	0.25
20	0.33	0.37	0.51	0.78	0.26	0.11	0.32	0.57
21	0.20	0.55	0.42	0.82	0.20	0.12	0.28	0.59
22	0.55	0.24	0.83	0.50	0.86	0.03	0.92	0.19
23	0.78	0.22	0.90	0.60	0.90	0.05	0.92	0.01
24	0.33	0.46	0.64	0.76	0.62	0.08	0.71	0.89

TAB. 6.25 – Les puretés et efficacités des 24 méthodes de choix de combinaisons de jets sont présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario à 2 b-jets. Les efficacités sont définies par rapport aux évènements sélectionnés (Sélection 2) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.22.

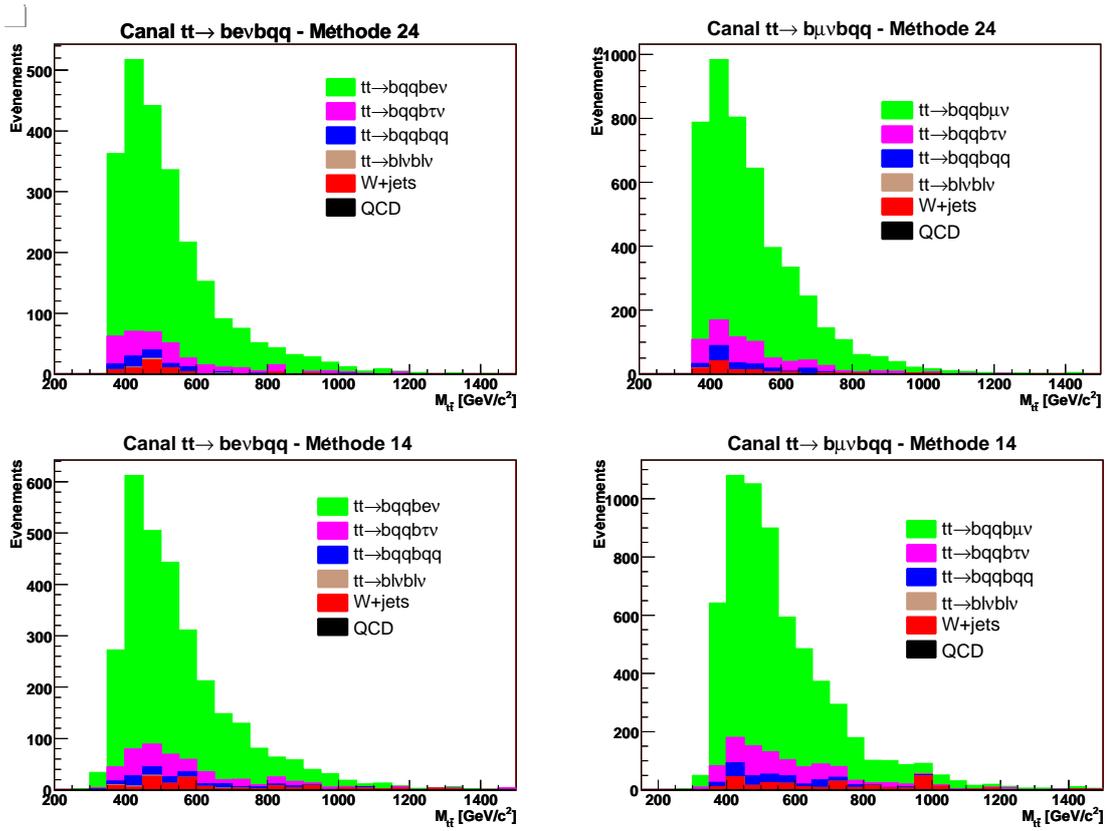


FIG. 6.28 – Distribution de la masse $m_{t\bar{t}}$ dans le canal $t\bar{t} \rightarrow bevbqq$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ (à droite) avec les méthodes 24 (en haut) et 14 (en bas). Le nombre d'évènements attendus correspond à une luminosité de $1 fb^{-1}$.

pour les deux canaux aux différentes étapes de la reconstruction pour les méthodes 22 et 24 (avec ajustement cinématique).

	$t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bjj$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}bjj$	W+jets	QCD	S/B
All	121630	121630	87445	380660	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-09
Sélection 2	8003	1470	528	25	1397	335	2.1
$CMass$	4583	682	192	0	351	0	3.7
+ Cvg	3693	536	129	0	206	0	4.2
+ $Cbjet$ - (24)	2054	268	44	0	55	0	5.6
Cvg	7068	1221	416	0	842	259	2.6
+ $Cbjet$ - (22)	5569	962	295	0	543	0	3.1

TAB. 6.26 – Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$. Les résultats pour les méthodes 22 et 24 sont présentés.

	$t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$	$t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bjj$	$t\bar{t} \rightarrow bl\nu bl\nu$	$t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}bjj$	W+jets	QCD	S/B
All	121630	121630	87445	380660	4.8e+07	5.7e+13	2.1e-10
Sélection 2	17308	3157	1325	26	2733	7	2.4
$CMass$	9156	1426	424	38	569	0	3.7
+ Cvg	7083	1019	244	13	208	0	4.8
+ $Cbjet$ - (24)	3980	536	101	1	93	0	5.4
Cvg	14617	2530	924	43	1228	0	3.1
+ $Cbjet$ - (22)	11347	1875	661	20	780	0	3.4

TAB. 6.27 – Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$. Les résultats pour les méthodes 22 et 24 sont présentés.

Les distributions des résolutions obtenues avec les méthodes 14 et 24 sont présentées sur la figure 6.29, en distinguant les combinaisons associées des autres. Les résolutions obtenues pour les combinaisons associées sont évidemment meilleures que pour les autres (d'environ 15%). L'utilisation d'un ajustement cinématique permet d'améliorer la résolution sur la mesure de la masse invariante de 60 GeV à 40 GeV. Bien que cet effet se fasse ressentir sur l'ensemble de la distribution, l'amélioration est la plus visible sur le sous-ensemble des combinaisons associées. Plus les critères de sélection/reconstruction permettent d'obtenir un échantillon pur, meilleures sont les améliorations réalisées par l'utilisation d'un ajustement cinématique.

Le biais et la résolution sur $m_{t\bar{t}}$ en fonction de $m_{t\bar{t}}^{gen}$ sont présentés sur la figure 6.30 pour les méthodes 14 et 24. L'amélioration de la résolution avec l'ajustement cinématique est visible sur l'ensemble de la distribution. Le biais sur la masse reconstruite dépend de la définition donnée à la masse générée. Les résultats ne présentent pas de biais conséquent par rapport à la masse générée calculée avant radiation.

Sur les graphiques de la figure 6.31, la masse reconstruite $m_{t\bar{t}}^{reco}$ est comparée aux masses générées calculées par les méthodes énoncées en 6.1.2. Si l'on observe la valeur moyenne de $M_{t\bar{t}}^{reco} - M_{t\bar{t}}^{gen}$ pour différentes définitions de masses générées $M_{t\bar{t}}^{gen}$ (cf table 6.28), on observe un biais lorsque l'on prend en compte la masse générée après radiations des quarks issus de la désintégration des quarks top. La masse reconstruite est non biaisée par rapport à $M_{t\bar{t}}$ après radiations des quarks top, tandis qu'elle est sous-estimée par rapport à la masse invariante avant radiations. Cela signifie que les calibrations des jets permettent de récupérer les radiations des partons dont ils sont issus (calibration au niveau partonique), mais que les

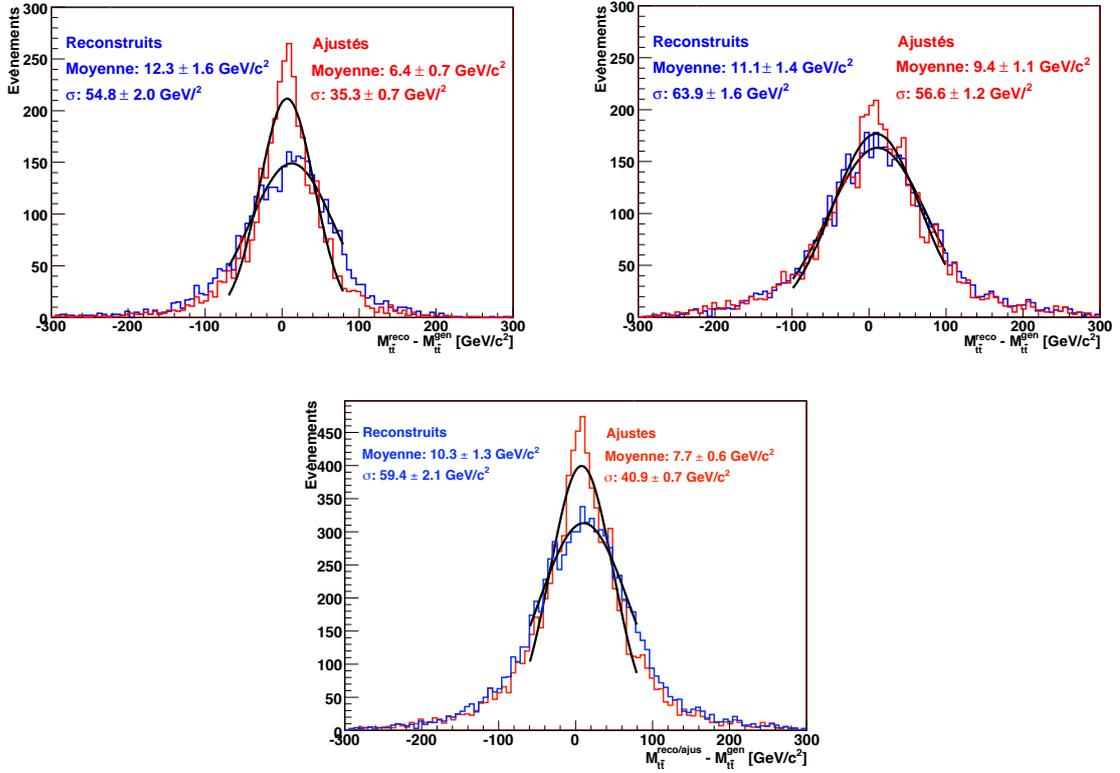


FIG. 6.29 – Résolutions sur la masse invariante pour les combinaisons associées (en haut à gauche), les combinaisons non associées (en haut à droite) et toutes les combinaisons (en bas). L'évaluation est réalisée sur des événements $t\bar{t}$ Modèle Standard avec ou sans ajustement cinématique.

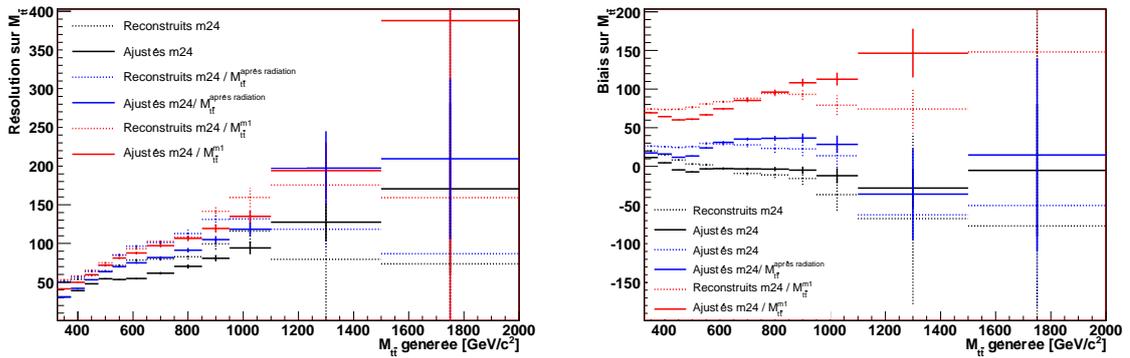


FIG. 6.30 – Résolutions de la masse invariante reconstruite (à gauche) et de son biais (à droite) en fonction de $m_{t\bar{t}}$ pour différentes méthodes. Résolution et biais correspondent respectivement à l'écart type et à la valeur moyenne des distributions gaussiennes ajustées sur les distributions $m_{t\bar{t}}^{rec} - m_{t\bar{t}}^{gen}$ pour chaque intervalle en $m_{t\bar{t}}^{gen}$.

Distribution	Moyenne (GeV/c ²)	RMS (GeV/c ²)
$M_{t\bar{t}}$ avant radiation	-17.1	74.4
$M_{t\bar{t}}$ après radiation des top	0.3	80.0
$M_{t\bar{t}m1}$	74.4	79.7
$M_{t\bar{t}2}$ après radiation des top/quarks	44.9	77.2

 TAB. 6.28 – Valeurs moyennes et RMS des différentes distributions $M_{t\bar{t}} - M_{t\bar{t}}^{gen}$.

radiations des quarks top ne sont pas récupérées et tendent à sous-estimer la masse invariante reconstruite. Ce phénomène observé pour la distribution $M_{t\bar{t}}$ Modèle Standard intégrée (sans intervalle de masse) doit s'amplifier pour les régions à haute masse.

Le graphique à gauche de la figure 6.32, montre des différences de forme entre la distribution $m_{t\bar{t}}$ Monte Carlo initiale (sans coupures) et la distribution ajustée. Ces différences de forme ne proviennent pas uniquement du biais sur la reconstruction de la masse par rapport à la distribution $m_{t\bar{t}}$ Monte Carlo initiale, mais des dépendances d'efficacité de sélection et de reconstruction avec $m_{t\bar{t}}$. Par exemple, le maximum de la distribution est décalé de près de 100 GeV. Les spectres Monte Carlo des événements avant sélection, après sélection et après reconstruction sont renormalisés à l'unité et les variations relatives du nombre d'évènements par intervalle $m_{t\bar{t}}$ sont présentées sur les deux autres graphiques de la figure 6.32. On aperçoit très nettement les distorsions. Les valeurs négatives à basse masse sont liées aux seuils en P_t de la sélection.

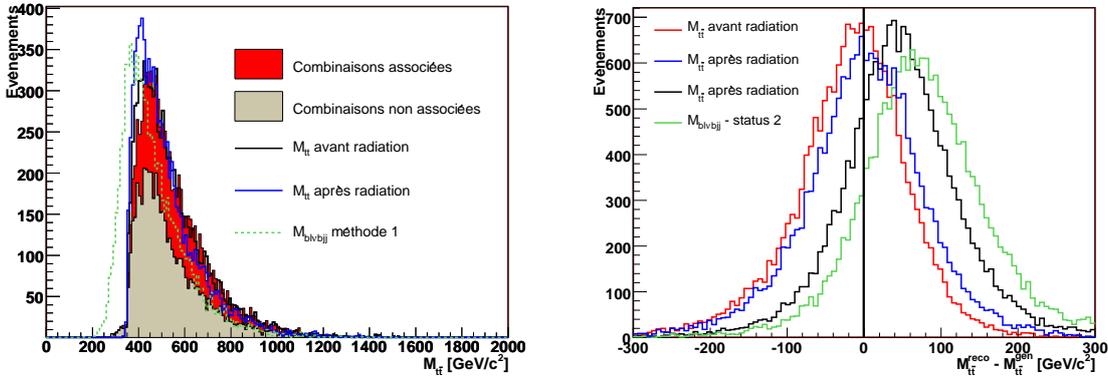


FIG. 6.31 – Le graphique à gauche présente la distribution $m_{t\bar{t}}$ reconstruite avec la méthode 14 et les distributions Monte Carlo associées pour les mêmes événements. Le graphique à droite montre les différences entre masses reconstruites et masses générées pour différentes définitions de masse générée. Les valeurs moyennes et le RMS de ces distributions sont présentés dans la table 6.28.

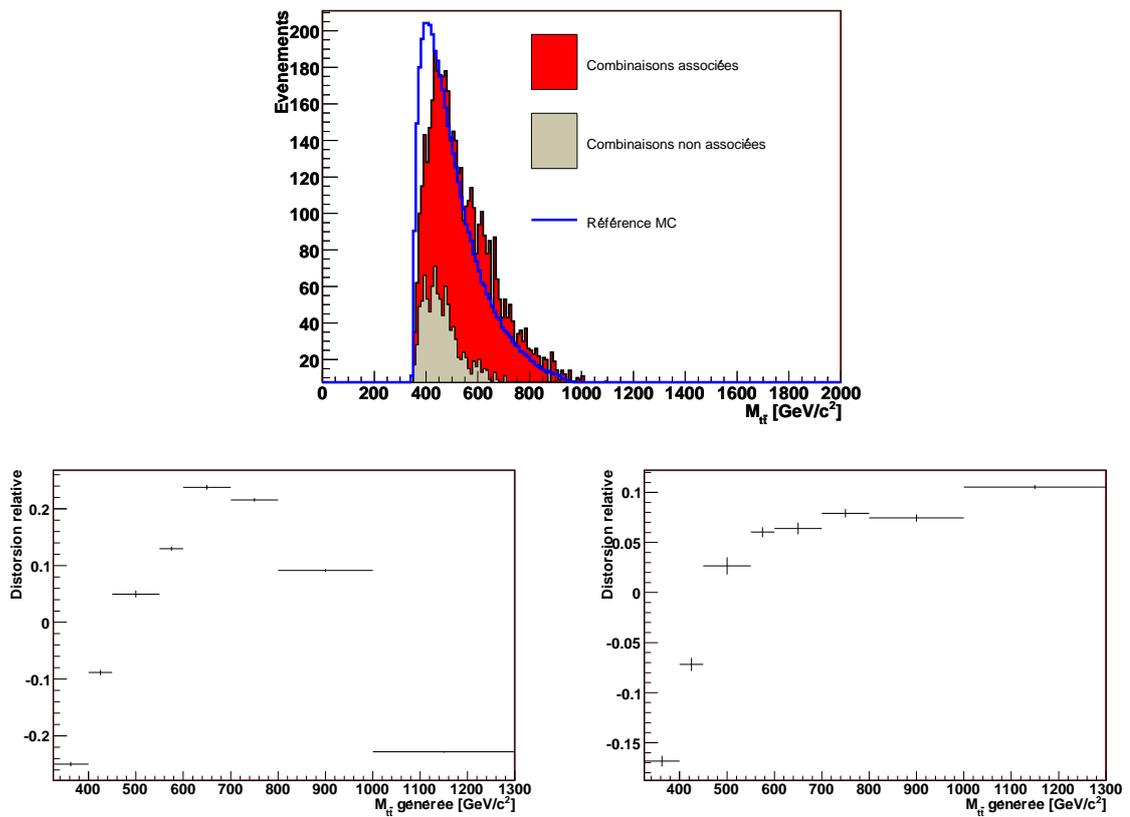


FIG. 6.32 – Le graphique du haut présente la distribution $m_{t\bar{t}}$ ajustée (méthode 24) et la distribution Monte Carlo initiale renormalisée au même nombre d'évènements. Distorsion sur les spectres $t\bar{t}$ (pourcentage relatif) après sélection (en bas à gauche) et reconstruction (en bas à droite) en comparaison avec le spectre Monte Carlo (avant radiation). Les distributions ayant été normalisées à l'unité.

6.4.3 Les résultats sur la nouvelle physique

Les performances de la reconstruction sont évaluées sur les échantillons MadGraph de bosons Z' à 1, 2, 3 et 4 TeV/c^2 . La figure 6.33 montre les distributions $m_{t\bar{t}}$ obtenues avec la méthode 24 et les spectres Monte Carlo associés événement par événement pour des Z' de 1 et 2 TeV/c^2 . Les efficacités de reconstruction obtenues sont présentées dans les tables 6.29 et 6.30 respectivement pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj\bar{j}$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$. Les efficacités sont ici définies comme le nombre d'événements passant les critères, normalisé au nombre d'événements générés.

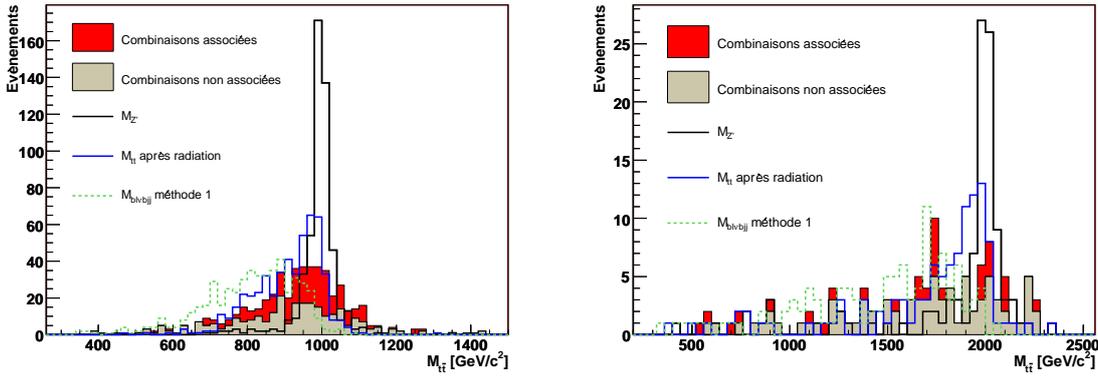


FIG. 6.33 – Spectres $m_{t\bar{t}}$ reconstruits pour une résonance Z' de 1 et 2 TeV/c^2 avec les spectres Monte Carlo associés événement par événement.

	Z' 1 TeV/c^2	Z' 2 TeV/c^2	Z' 3 TeV/c^2	Z' 4 TeV/c^2
Sélection 2	9.3%	6.8%	5.8%	4.6%
$CMass$	3.5%	0.8%	0.40%	0.20%
Cvg	2.6%	0.4%	0.15%	0.10%
+ $Cbjets$ (24)	1.7%	0.2%	0.11%	0.03%
Cvg	7.5%	3.4%	1.0%	0.45%
+ $Cbjets$ (22)	6.0%	1.8%	0.5%	0.15%

TAB. 6.29 – Pourcentage d'événements de nouvelle physique passant les critères de reconstruction pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj\bar{j}$. Les résultats sont présentés pour les méthodes de reconstruction 22 et 24 décrites dans la table 6.22.

Les coupures sur les masses reconstruites ($CMass$) échouent de plus en plus à haute masse. En effet, alors que pour la distribution $m_{t\bar{t}}$ Modèle Standard, les coupures représentent une fenêtre de 2σ autour des masses du W et top, à haute masse la résolution absolue sur les objets est plus grande et par conséquent celle sur les masses invariantes M_{jj} et M_{jjb} aussi. Cette coupure doit être enlevée pour ne pas réduire trop considérablement l'efficacité sur le signal. On s'intéressera alors seulement aux méthodes de reconstruction 12 et 22 respectivement sans et avec ajustement cinématique.

Le taux de convergence de l'ajustement cinématique diminue également, passant d'environ 80% à 1 TeV/c^2 à moins de 10% à 4 TeV/c^2 . Ceci donne une indication sur le fait qu'à haute masse, l'ajustement cinématique n'est pas la méthode la plus efficace à utiliser et doit être remplacée par d'autres méthodes. La comparaison des efficacités obtenues pour le Modèle

	Z' 1 TeV/c ²	Z' 2 TeV/c ²	Z' 3 TeV/c ²	Z' 4 TeV/c ²
Sélection 2	18.9%	15.4%	16.6%	15.6%
<i>C</i> Mass	6.7%	1.3%	0.7%	0.55%
<i>C</i> vg	4.9%	0.5%	0.25%	0.18%
+ <i>C</i> bjet (24)	3.1%	0.3%	0.15%	0.08%
<i>C</i> vg	15.3%	6.8%	2.5%	1.4%
+ <i>C</i> bjet (22)	11.1%	3.4%	1.2%	0.8%

TAB. 6.30 – Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de reconstruction pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$. Les résultats sont présentés pour les méthodes de reconstruction 22 et 24 décrites dans la table 6.22.

Standard et pour la nouvelle physique à $m_{t\bar{t}}$ donné, présente des différences. L'efficacité pour les Z' est meilleure que pour les paires $t\bar{t}$ Modèle Standard.

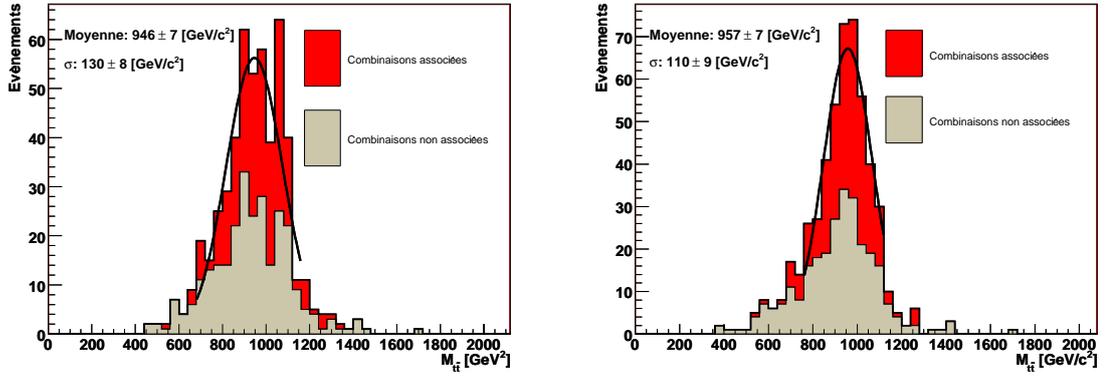


FIG. 6.34 – Spectres $M_{t\bar{t}}$ reconstruits (à gauche) et ajustés (à droite) pour une résonance Z' de 1 TeV/c²

La figure 6.34 présente le spectre Monte Carlo reconstruit par les méthodes 12 et 22 pour des bosons Z' de 1 TeV/c². L'ajustement cinématique fonctionne également sur les évènements de nouvelle physique et permet d'améliorer la résolution sur la masse invariante, comme l'illustre également la figure 6.35. La résolution passe de 130 à 95 GeV/c².

En vue de mettre des limites sur la présence de nouvelle physique dans la distribution inclusive $m_{t\bar{t}}$, les efficacités des échantillons Z' sont évaluées en utilisant une nouvelle définition. Il s'agit du rapport entre le nombre d'évènements reconstruits collectés dans un intervalle $[M_{Z'} - 2\sigma_{exp}, M_{Z'} + 2\sigma_{exp}]$ et le nombre d'évènements générés. σ_{exp} est la résolution évaluée par un ajustement à partir des résultats mesurés sur le Modèle Standard dans le même intervalle de masse. Les résultats sont présentés dans la table 6.31, et montrent qu'avec cette définition, les valeurs obtenues sont bien inférieures à celles présentées dans les tables 6.29 et 6.30. L'explication provient du fait de l'étalement des distributions reconstruites lié à la non récupération des radiations, principalement les ISR. Ce sont à partir de ces dernières efficacités que seront calculées les limites sur la présence de nouvelle physique.

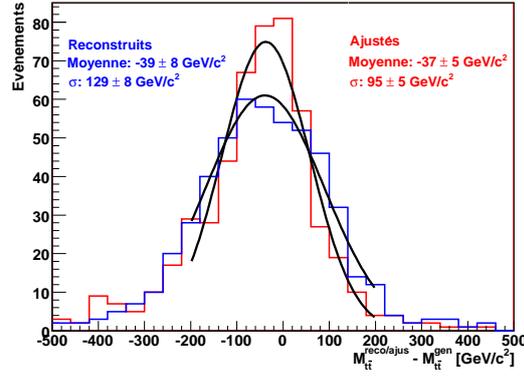


FIG. 6.35 – Différences entre les masses reconstruites (ou ajustées) et générées (avant radiation) pour une résonance Z' de $1 \text{ TeV}/c^2$. Résultats obtenus sur les combinaisons associées.

Résonance	Evènements générés	Evènements reconstruits	Efficacité
$1 \text{ TeV}/c^2$	24055	1628	6.8%
$2 \text{ TeV}/c^2$	26654	424	1.6%
$3 \text{ TeV}/c^2$	25159	68	0.27%
$4 \text{ TeV}/c^2$	14153	11	0.08%

TAB. 6.31 – Efficacités de la reconstruction des évènements $t\bar{t}$ semi-leptoniques (canaux e/μ combinés) reconstruits par la méthode 22. L'efficacité est ici définie par le nombre d'évènements reconstruits collectés dans un intervalle $[M_{Z'} - 2\sigma_{exp}, M_{Z'} - 2\tau_{exp}]$, où τ_{ext} est la résolution évaluée par un ajustement à partir des résultats mesurés sur le Modèle Standard.

6.5 Les erreurs systématiques

La reconstruction de la distribution $m_{t\bar{t}}$ dépend de la prédiction de la normalisation et de la forme des distributions de masse invariante pour le signal et les bruits de fond. Les incertitudes systématiques peuvent affecter ces deux composantes. Elles peuvent être de nature expérimentale ou théorique. Les incertitudes expérimentales incluent la connaissance de l'échelle en énergie et la résolution en énergie et impulsion des jets et des leptons ainsi que la connaissance des performances de l'étiquetage des b-jets. Les incertitudes théoriques incluent les incertitudes sur les sections efficaces des bruits de fond, la forme de leur distribution ainsi que la description de la radiation et de la fragmentation dans le Monte Carlo. Toutes les études systématiques n'ont pas pu être traitées dans cette thèse, les échantillons nécessaires n'étant pas disponibles. Pour les incertitudes expérimentales, la connaissance de l'échelle en énergie des jets et celle de l'alignement et de la calibration du détecteur ont été étudiées et sont présentées dans cette section. Pour les incertitudes théoriques, seules celles sur les sections efficaces ont été prises en compte.

6.5.1 L'échelle en énergie des jets

La correction de l'énergie des jets s'accompagne d'une incertitude sur leur échelle en énergie, ce qui peut affecter les efficacités de sélection, mais également se traduire par des incertitudes sur les masses reconstruites dont $m_{t\bar{t}}$. L'incertitude sur l'échelle en énergie des jets devrait être de 3% avec moins de 10 fb^{-1} en utilisant des contraintes sur la masse du W [119]. Cette étude a été réalisée à partir d'un échantillon de 360 000 événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques produits avec le générateur MadGraph. Différents scénarii d'échelle en énergie ont été appliqués à partir de l'échantillon initial. L'échelle en énergie a été portée à 90%, 95%, 105% et 110% de la valeur d'origine. Les facteurs correctifs ont été appliqués à tous les jets avant toute sélection ou reconstruction. Au final, les 4 nouveaux échantillons peuvent être comparés au premier afin d'observer l'effet de l'échelle en énergie sur la sélection et la reconstruction. La figure 6.36 présente l'évolution de la valeur moyenne de la masse des W et top hadroniques en fonction de la variation sur l'échelle en énergie des jets (communément appelée JES³⁵). La valeur moyenne est calculée à partir d'un ajustement gaussien sur la distribution des masses. Si l'on se place dans un scénario d'une connaissance à 5% de l'échelle en énergie des jets, cela se traduit par une incertitude de $2.8 \text{ GeV}/c^2$ sur M_{jj} et $6 \text{ GeV}/c^2$ sur $M_{j\bar{t}}$ qui sont les masses reconstruites mais non ajustées.

La figure 6.37 présente les variations sur la $M_{t\bar{t}}$ reconstruite par la méthode 14 à gauche et ajustée par la méthode 24 à droite pour différentes variations d'échelle en énergie. Les variations sont nettement moins conséquentes pour la masse ajustée que pour la masse reconstruite. La variation relative $\Delta(M_{t\bar{t}})/M_{t\bar{t}}$ est quasiment constante. Dans le cas de la masse reconstruite, on observe une variation $\Delta(M_{t\bar{t}})/M_{t\bar{t}} = 0.0052 \pm 0.0002 \times \Delta_{JES}$ où Δ_{JES} est la variation de l'échelle en énergie exprimée en pourcents. Dans le cas de la masse ajustée, les résultats sont $\Delta(M_{t\bar{t}})/M_{t\bar{t}} = 0.0029 \pm 0.0002 \times \Delta_{JES}$. L'échelle en masse invariante (ou son biais) est beaucoup moins dépendante (d'un facteur 3.4) de l'échelle en énergie des jets dans le cas de l'utilisation d'un ajustement cinématique.

La figure 6.38 présente l'efficacité de sélection en fonction de $M_{t\bar{t}}$ pour les différentes valeurs d'échelle en énergie. Les variations sont indépendantes de $M_{t\bar{t}}$. Pour 5% d'incertitude sur l'échelle en énergie des jets on obtient une incertitude sur l'efficacité de sélection de 0.9%. Si l'on considère maintenant l'efficacité de sélection/reconstruction, l'incertitude est de

³⁵JES : Jet Energy Scale

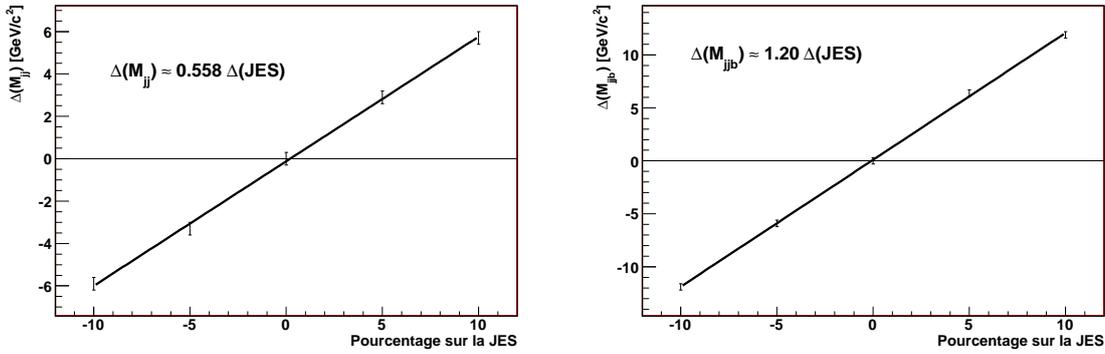


FIG. 6.36 – Variations sur la valeur moyenne des masses du W hadronique (à gauche) et du top hadronique (à droite) en fonction de la variation de l'échelle en énergie des jets.

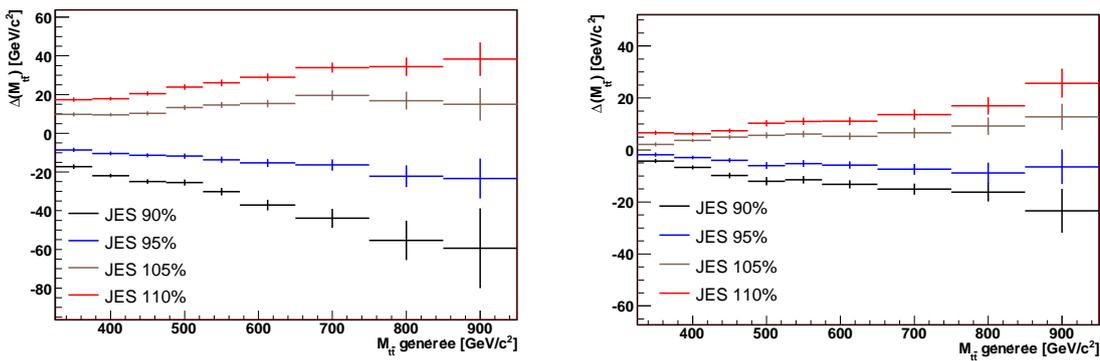


FIG. 6.37 – Variations sur la valeur moyenne de la masse M_{top} en fonction de la variation de l'échelle en énergie des jets sans (à gauche) et avec (à droite) ajustement cinématique.

4% pour la méthode d'utilisation d'un ajustement cinématique et 8% pour l'autre méthode. L'erreur systématique est améliorée par l'utilisation d'un ajustement cinématique. Ces erreurs seront traduites en incertitudes sur les limites de découvertes de nouvelle physique sans tenir compte du biais dépendant de l'échelle en énergie ; le biais restant inférieur à la résolution expérimentale sur la masse invariante.

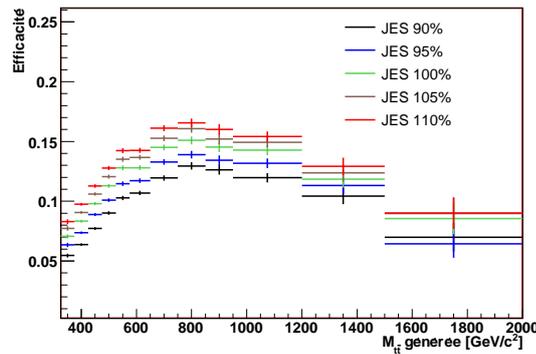


FIG. 6.38 – Efficacité de sélection des événements semi-leptoniques Modèle Standard pour différents scénarii d'échelle en énergie des jets.

6.5.2 Les incertitudes sur l'alignement et la calibration du détecteur

L'incertitude sur l'alignement du détecteur affecte la reconstruction des traces et donc des leptons ainsi que les performances des algorithmes d'étiquetage des jets. L'incertitude sur la calibration du détecteur affecte la mesure des énergies, dans notre cas il s'agit de l'électron et des jets. L'objectif est d'observer l'effet sur la sélection des événements et sur la reconstruction de $m_{t\bar{t}}$. Cette étude a été réalisée sur des échantillons d'environ 1.2 millions d'événements $t\bar{t}$ inclusifs, produits avec le générateur ALPGEN. Différents scénarii d'alignement et de calibration du détecteur ont été implémentés.

- Le détecteur idéal, parfaitement aligné
- Le détecteur au démarrage
- Le détecteur après 10 pb^{-1} de données collectées. Ce scénario suppose un alignement du trajectographe à partir de muons cosmiques et de traces provenant d'événements de biais minimum et de résonances à basse masse telle que le J/ψ

Pour le trajectographe silicium, un alignement avec une précision de $100 \mu\text{m}$ est supposé pour l'ensemble des rods et des pétales, ainsi qu'un alignement relatif d'environ $60 \mu\text{m}$ entre les disques des bouchons et entre les tonneaux internes et externes. Les performances des algorithmes d'étiquetage des jets de b seront dégradées.

- Le détecteur après 100 pb^{-1} de données collectées. En plus des échantillons précédemment mentionnés pour l'alignement du trajectographe, l'alignement à partir d'échantillons de Z et W est considéré. L'alignement du trajectographe silicium et du détecteur à pixel sera réalisé simultanément avec une précision de $20 \mu\text{m}$ pour le détecteur à pixels et $30\text{-}50 \mu\text{m}$ pour le trajectographe silicium.

Le scénario de détecteur idéal, référence utilisée dans toute la première partie du chapitre, peut être comparé au scénario à 100 pb^{-1} . Par conséquent l'alignement du détecteur avec une telle luminosité correspondra au scénario à 100 pb^{-1} .

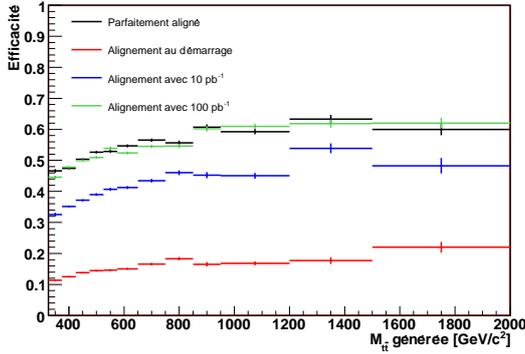
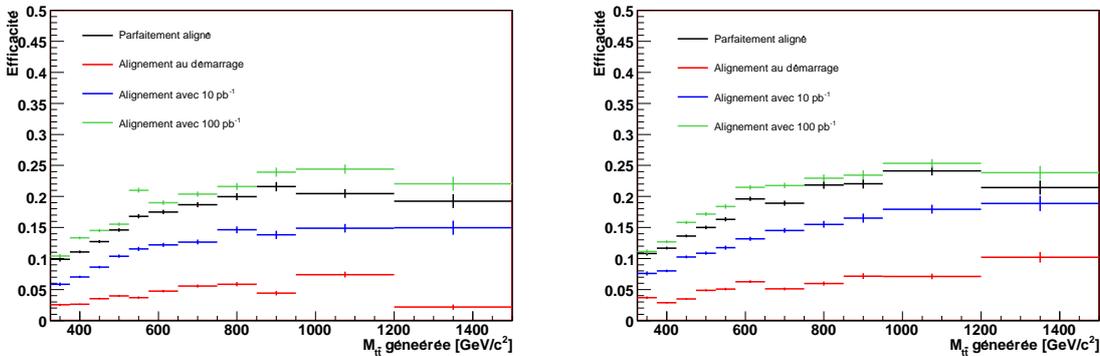


FIG. 6.39 – Efficacité de sélection de 2 jets étiquetés pour différents scénarii d'alignement.

La figure 6.39 présente l'efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ par la requête de 4 jets de $E_t > 30$ GeV/c. De manière globale, on constate des différences allant de 5% à 20% entre les scénarii. Les résultats sur l'efficacité de sélection de 2 jets étiquetés b montrent des différences pour les scénarii de démarrage et à 10 pb^{-1} (dans un rapport de 1.4 à 4).

La figure 6.41 présente les dépendances des variables d'isolation obtenues pour différents scénarii de connaissance de l'alignement et de la calibration du détecteur. Enfin la distribution 6.42 présente les distributions de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ pour les deux canaux semi-leptoniques. D'importantes différences sont visibles, et les distributions pour le scénario d'alignement à 100 pb^{-1} serviront de référence pour calculer les incertitudes sur les limites de nouvelle physique.


 FIG. 6.40 – Efficacité de sélection (sélection 2) pour le canal $t\bar{t} \rightarrow bevbjj$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj j$ (à droite) avec différents scénarii d'alignement et de calibration du détecteur.

6.5.3 Les incertitudes sur les sections efficaces

La prédiction théorique sur la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au NLO est de 833_{-39}^{+52} [106] et pour le principal bruit de fond W+jets, l'erreur sur les calculs NLO est de 2%, dominée par des dépendances d'échelle [107]. Ces incertitudes sur les sections efficaces sont traduites en incertitudes sur la sensibilité à la nouvelle physique dans la dernière partie de ce chapitre.

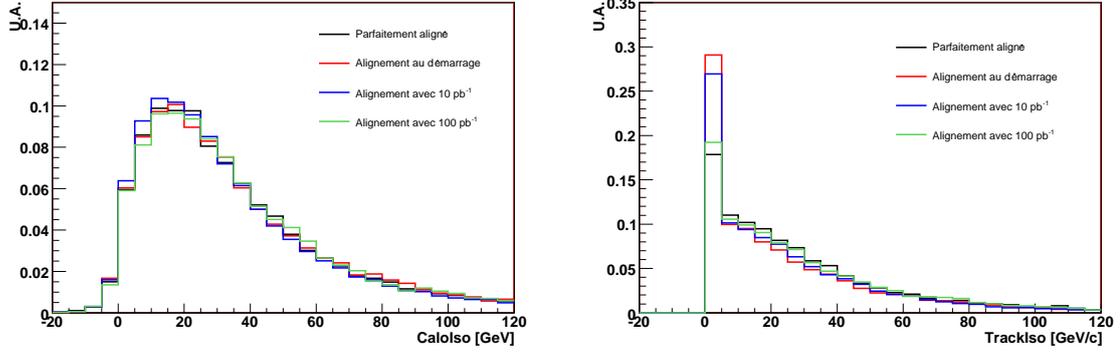


FIG. 6.41 – Distribution des variables $CaloIso$ pour les électrons (à gauche) et $TrackIso$ (à droite) pour les muons avec différents scénarii d’alignement et de calibration du détecteur.

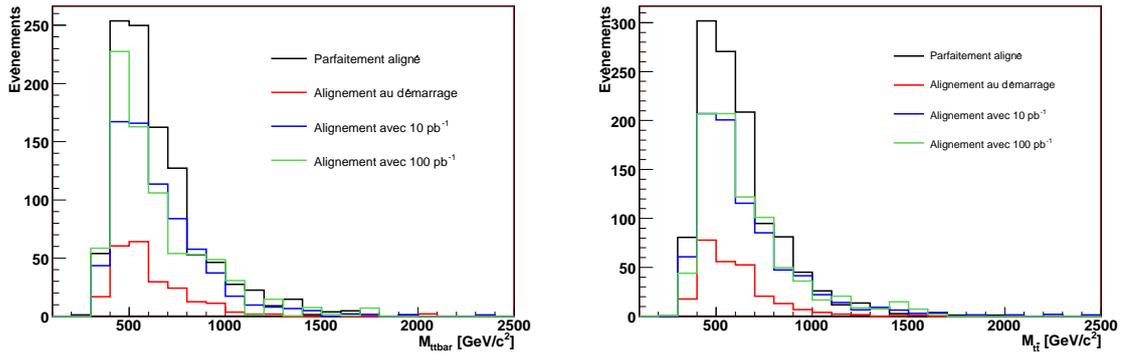


FIG. 6.42 – Distribution de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ reconstruite pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$ (à droite) avec différents scénarii d’alignement et de calibration du détecteur.

6.6 La recherche de nouvelle physique

Les performances de l'analyse présentées précédemment peuvent être traduites en potentiel de découverte de nouvelle physique en combinant les deux canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$. Dans cette partie la présence d'une résonance se désintégrant en paire $t\bar{t}$ sera considérée comme du signal tandis que la production de paires $t\bar{t}$ prédite par le Modèle Standard sera considérée comme du bruit de fond. La production $t\bar{t}$ QCD en est la principale composante à 86.6% si l'on compte les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques avec électrons ou muons (96.2% si l'on inclut $t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu bjj$). Le nombre d'événements attendu pour les bruits de fond ($t\bar{t}$, W+jets et QCD) sera normalisé à la luminosité considérée L . Le bruit de fond est calculé à partir d'une fonction de Landau ajustée sur la distribution du nombre d'événements attendus par fb^{-1} , afin de pallier au manque de statistique à haute masse (cf figure 6.43).

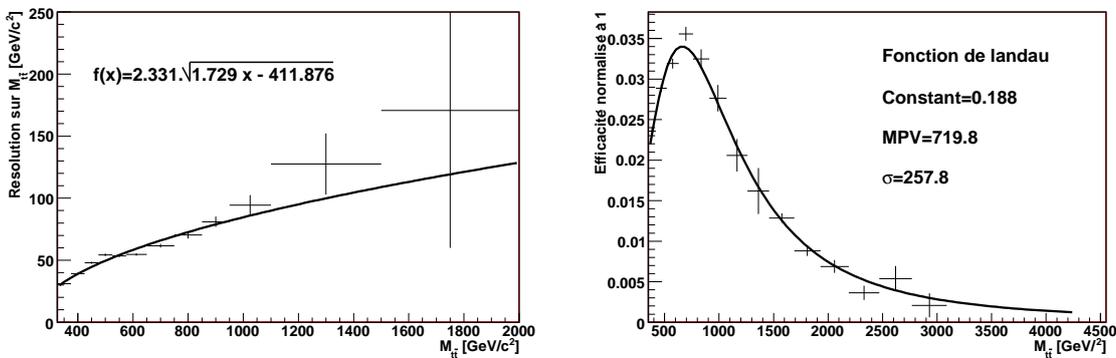


FIG. 6.43 – Fonctions de résolution sur la mesure de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ (à gauche) et sur le nombre d'événements attendu par fb^{-1} (à droite) La fonction de résolution sur la masse invariante a été choisie sous la forme $a \times \sqrt{bx - c}$ car la contribution majeure provient de la résolution sur l'énergie des 4 jets dont le terme dominant est en \sqrt{E} . La fonction de Landau a été choisie de manière empirique pour ajuster le distribution du nombre d'événements attendu par fb^{-1} , il n'y a pas de motivation physique sous-jacente. .

L'approche adoptée dans cette thèse se veut la plus modèle-indépendante possible, et les hypothèses faites sont réduites au minimum. Les limites de découverte de nouvelle physique présentées dans cette thèse ne concernent que le cas des résonances étroites, c'est à dire les résonances pour lesquelles la largeur est inférieure à la résolution expérimentale. Ces résonances correspondent aux modèles prédisant des bosons Z' de spin 1, mais peuvent également, en première approximation, fonctionner dans un certain nombre de modèles prédisant la présence de pic(s) étroit(s) : les excitations de Kaluza-Klein dans les modèles de Randall-Sundrum (graviton de spin 2), les particules scalaires présentant un pic prononcé dans l'effet d'interférence (cf chapitre 4) . . . Pour être complet, les limites de nouvelle physique pourraient être étendues à d'autres particules en observant les dépendances de spin.

Soit une résonance étroite X de masse M_X et de largeur Γ_X , le spectre de masse théorique est une Breit-Wigner. On modélise le spectre $m_{t\bar{t}}$ reconstruit par une gaussienne de moyenne M_X et d'écart type Γ_{exp} , où Γ_X est inférieure à la résolution expérimentale Γ_{exp} . Le nombre moyen d'événements attendus après reconstruction dans l'élément infinitésimal dm est :

$$n_X(m)dm = L\epsilon_X(m)(\sigma_X \times Br_{X \rightarrow t\bar{t}})Br_{t\bar{t} \rightarrow bl\nu bjj} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma_{exp}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-M_X}{\Gamma_{exp}}\right)^2} dm \quad (6.16)$$

avec

- L : la luminosité intégrée
- σ_X : la section efficace de production de la résonance X
- $Br_{X \rightarrow t\bar{t}}$: le rapport d'embranchement de la désintégration de la résonance en paire $t\bar{t}$
 $X \rightarrow t\bar{t}$
- $Br_{t\bar{t} \rightarrow b\nu bjj} = 0.29$: le rapport d'embranchement des désintégration $t\bar{t} \rightarrow b\nu bjj$ et
 $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$

Le spectre reconstruit est la convolution du spectre théorique et de l'effet de la résolution expérimentale. Dans le cas limite où la distribution théorique est un pic de Dirac, cette expression est complètement exacte. Si l'on considère des spectres théoriques suffisamment étroits, c'est à dire pour lesquels la largeur est inférieure à la résolution expérimentale, l'approximation gaussienne reste valide. Cela suppose également que les queues de distribution soient négligeables, ce qui est resté vrai pour des largeurs de résonances Z' faibles (moins de quelques centaines de GeV/c^2). Lorsque l'on intègre cette expression sur un intervalle suffisamment grand par rapport à la largeur de la résonance, le nombre d'évènements devient presque indépendant de la largeur de la résonance, l'effet dominant étant la résolution expérimentale. Dans l'hypothèse d'une résonance étroite et sans prendre en compte l'effet des radiations décrit dans la partie X, le nombre d'évènements contenus dans un intervalle de $\pm 2\Gamma_{exp}$ devrait avoisiner 95%.

$$\int_{M_{res}-2\Gamma_{exp}}^{M_{res}+2\Gamma_{exp}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\Gamma_{exp}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-M_{res}}{\Gamma_{res}}\right)^2} dm \approx 0.9545 \quad (6.17)$$

Calculer les limites sur la nouvelle physique dans le cas de résonances étroites suppose de connaître la résolution expérimentale $\Gamma_{exp}(m_{t\bar{t}})$ et les efficacités de reconstruction de la masse invariante qui dépend de $m_{t\bar{t}}$ pour le signal et le bruit de fond. La figure 6.43 présente la résolution évaluée sur les évènements $t\bar{t}$ en fonction de $m_{t\bar{t}}$. La distribution a été ajustée par une fonction afin de pouvoir être calculée en n'importe quel point et de limiter les effets liés au manque de statistique à haute masse. Le nombre d'évènements de bruit de fond est évalué au sein d'un intervalle $[M_{res} - 2\Gamma_{exp}, M_{res} + 2\Gamma_{exp}]$ centré sur la masse de la résonance recherchée M_X . Les limites dépendent alors de l'efficacité de reconstruction de la résonance. Deux possibilités se présentent alors. Une possibilité serait de supposer que l'efficacité de reconstruction pour une masse donnée est la même pour la nouvelle physique que pour les évènements $t\bar{t}$ non résonants. Cela permettrait de rester le plus modèle-indépendant possible. Les efficacités estimées sur les échantillons Z' à 1, 2, 3 et 4 TeV montrent que l'hypothèse $\epsilon_{BSM} = \epsilon_{MS}$ n'est pas correcte ($\epsilon_{Z'} \neq \epsilon_{MS}$). Les études précédentes ont montré des différences topologiques qui peuvent conduire à l'explication des différences d'efficacités mesurées entre $\epsilon_{Z'}$ et ϵ_{MS} . Finalement on peut utiliser les efficacités évaluées sur les échantillons de Z' simulés. Pour être le plus général possible, il faudrait alors vérifier si les efficacités pour une masse donnée sont les mêmes quelque soit le modèle auquel appartient la résonance.

Plusieurs modes de calculs des efficacités sont possibles. L'efficacité est définie de manière générale comme le nombre d'évènements reconstruits sur le nombre d'évènements générés. Si l'on considère l'ensemble des évènements reconstruits indépendamment de leur masse invariante reconstruite, on estimera le nombre d'évènements contenus dans l'intervalle $[M_{res} - 2\Gamma_{exp}, M_{res} + 2\Gamma_{exp}]$ égal à $N_{gen} \times \epsilon(m) \times 0.9545$. Or les résultats précédents ont montré que les radiations tendent à diminuer la masse reconstruite, ce qui se traduit par des queues prononcées aux basses masses. L'hypothèse bien que valide à l'échelle du TeV devient rapidement fautive. On doit donc considérer l'efficacité ϵ' comme le nombre d'évènements reconstruits dans l'intervalle $[M_{res} - 2\Gamma_{exp}, M_{res} + 2\Gamma_{exp}]$ divisé par le nombre d'évènements générés. Les

efficacités de reconstruction des Z' sont ajustées sur les 4 échantillons par une exponentielle décroissante, l'efficacité en deçà du TeV est ajustée par une fonction de Landau pour obtenir la même forme que les efficacités $t\bar{t}_{MS}$ mais de sorte à coïncider avec l'efficacité mesurée sur les Z' à 1 TeV/c². Tous les ingrédients nécessaires à l'évaluation des limites sont énoncés, il faut maintenant choisir une méthode.

Les estimateurs Les limites sur la nouvelle physique se traduisent par des valeurs minimales sur le produit ($\sigma_{res} \times Br_{X \rightarrow t\bar{t}}$), ($\sigma \times BR$ sur les graphiques) qui représente la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ par désintégration d'une résonance de spin 1 (cas traité dans cette thèse).

Il existe différents estimateurs pour imposer des limites sur la présence d'un signal. Pour chaque intervalle en $m_{t\bar{t}}$ il s'agit d'une simple expérience de comptage. Soit B, le nombre d'évènements de bruit de fond attendus et S le nombre d'évènements de signal, différents estimateurs permettent de poser des limites sur S en fonction de B. Par la suite nous considérerons deux hypothèses :

- H_0 : Le modèle de référence est vrai et prédit un nombre d'évènements égal à B. Il n'y a pas de nouvelle physique.
- H_1 : Le modèle de nouvelle physique est vrai et prédit un nombre d'évènements S en plus des B évènements prédit par le modèle de référence.

Une mesure expérimentale conduisant à un certain nombre d'évènements N_{mes} , peut être traduits en probabilités que l'hypothèse H_0 soit vraie $p(N_{mes}|B)$ ou que l'hypothèse H_1 soit vraie $p(N_{mes}|B+S)$. Si B est suffisamment grand, la distribution du nombre d'évènements attendus peut être modélisée par une gaussienne. Lorsque N_{mes} est supérieur à $B+3\times\sigma$ (σ étant l'écart type de la gaussienne), on parle de mise en évidence. La probabilité de mesurer un nombre d'évènements supérieur ou égal à $B+3\times\sigma$ dans le cadre de l'hypothèse H_0 est inférieure à 2.7×10^{-3} . Lorsque N_{mes} est supérieur à $B+5\times\sigma$, on parle de découverte à 5σ . La probabilité de mesurer un nombre d'évènements supérieur ou égal à $B+5\times\sigma$ dans le cadre de l'hypothèse H_0 est inférieure à 5.7×10^{-7} . La découverte de nouvelle physique dans ces cas, est attribuée au rejet de l'hypothèse H_0 , et les limites définissent un nombre minimal d'évènements mesuré expérimentalement.

La référence [120] propose une méthode pour poser des limites sur des modèles de nouvelle physique avec une probabilité α que l'hypothèse H_0 soit vraie et une probabilité β que l'hypothèse H_1 soit vrai. Les limites sont alors définies par le couple (α, β) où α et β peuvent être choisis indépendamment. Le traitement des cas où le nombre d'évènements attendu est faible est décrit par l'utilisation de la distribution de Poisson à la place de la distribution gaussienne. Dans ce cas, la probabilité de mesurer n évènements sachant que l'on en attend B est :

$$p(n|B) = e^{-B} \frac{B^n}{n!} \quad (6.18)$$

Le graphique de gauche sur la figure 6.44 présente une illustration de cette méthode. Le nombre d'évènements noté N^* , correspond au nombre minimal d'évènements pour lequel la probabilité que l'hypothèse H_0 soit vraie est inférieure à α . On recherche alors le nombre minimal d'évènements de signal de nouvelle physique prédit S_m , tel que la probabilité de mesurer plus de N^* évènements dans l'hypothèse H_1 est supérieure à β . Le couplage (α, β) correspond donc à la fois à la rejection de l'hypothèse H_0 et à la découverte de la nouvelle physique à $1 - \beta$. Par la suite, les limites à $(5\sigma, CL=95\%)$, $(5\sigma, 3\sigma)$ et $(5\sigma, 5\sigma)$ seront présentées.

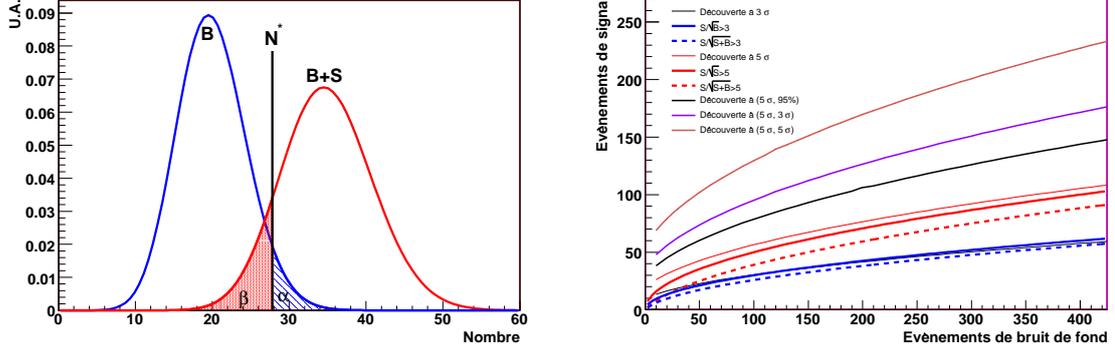


FIG. 6.44 – Le graphique de gauche est une illustration de la méthode présentée dans l'article [120]. La courbe bleue décrit la distribution du nombre d'évènements sous l'hypothèse H_0 et la courbe rouge sous l'hypothèse H_1 . La mesure de N^* correspond aux limites (α, β) . Le graphique de droite présente le nombre limite d'évènements en fonction du nombre d'évènements de bruit de fond attendu pour différents estimateurs.

Sur le graphique de droite de la figure 6.44, le nombre d'évènements de signal est représenté en fonction du nombre d'évènements de bruit de fond pour différents estimateurs. Les courbes $S/\sqrt{B} > N \times \sigma$ sont compatibles avec les courbes de découverte à $N \sigma$ ($N = 3$ ou 5) à haute statistique, mais divergent dans le cas contraire. Le nombre d'évènements de nouvelle physique attendu calculé avec la méthode (α, β) est évidemment plus important puisqu'il traduit une limite sur le nombre d'évènements prédit par un modèle S et non pas le nombre d'évènements mesuré N^* pouvant prétendre à clamer une découverte. Les limites de sensibilité à la nouvelle physique sont fortement dépendantes de l'estimateur utilisé.

Pour un intervalle en $m_{t\bar{t}}$ considéré, le nombre minimal d'évènements de nouvelle physique obtenu à partir d'une des méthodes peut être converti en $\sigma_X \times Br_{X \rightarrow t\bar{t}}$ de la manière suivante :

$$\sigma_X \times Br_{X \rightarrow t\bar{t}} = \frac{S_m}{\epsilon_{BSM}(m_X) \times L \times Br_{t\bar{t} \rightarrow b_l \nu b_j j}} \quad (6.19)$$

Les résultats Deux méthodes de reconstruction des paires $t\bar{t}$ présentées précédemment sont comparées dans cette section. La sélection des évènements est basée sur la requête de deux jets étiquetés b et la reconstruction des évènements est effectuée avec ou sans ajustement cinématique. Pour les limites présentées dans cette section, lorsque le nombre d'évènements de bruit de fond attendu est inférieur à un, le nombre minimal de signal a été fixé à un seuil de 10 évènements de manière conservatrice, ce qui correspond à une découverte à 5σ pour un évènement de bruit de fond attendu.

La figure 6.45 présente les courbes de mise en évidence à 3σ et de découverte à 5σ pour une luminosité de $10 fb^{-1}$ sous deux hypothèses : l'efficacité de reconstruction de nouvelles résonances est égale à l'efficacité $t\bar{t}$ Modèle Standard aux mêmes masses, ou bien aux bosons Z' . Les résultats obtenus à partir des deux hypothèses sont très différents, surtout pour la méthode sans ajustement cinématique. L'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ produites par des Z' étant plus grande que pour le Modèle Standard à même $m_{t\bar{t}}$, les limites sont plus basses dans l'hypothèse $\epsilon(BSM) = \epsilon(Z')$.

Sur la figure 6.46, le graphique de gauche montre le potentiel de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ pour deux scénérii d'intervalles de masse considérés à ± 1 ou $2 \Gamma_{exp}$. La méthode à ± 1

Γ_{exp} permet de limiter le bruit de fond dans la région à basse masse et donne les meilleures limites de sensibilité. A l'inverse, la méthode à $\pm 2 \Gamma_{exp}$ permet de collecter plus de signal dans la région à haute masse où le bruit de fond est faible, et donne de meilleures limites. Les différences relatives entre les deux méthodes restent inférieures à 25%. Par la suite, seule l'utilisation d'intervalle $[M_{t\bar{t}} \pm 2\sigma]$ sera considérée.

Sur la figure 6.46, le graphique de droite présente les courbes de découverte pour différents estimateurs avec une luminosité de 10 fb^{-1} . Pour une résonance à $1 \text{ TeV}/c^2$, les limites sont comprises entre 1 et 3 fb selon la méthode utilisée.

Sur la figure 6.47, le graphique de gauche présente les incertitudes systématiques sur le potentiel de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ pour une luminosité de 1 fb^{-1} . Les incertitudes évoquées dans la section précédente sont traduites en incertitudes sur les limites. Les incertitudes sur les sections efficaces et sur l'échelle en énergie des jets donnent des résultats comparables et négligeables au regard des incertitudes sur le désalignement et la calibration du détecteur. Le scénario de performances du détecteur à 100 pb^{-1} a montré une baisse d'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ d'environ 20% par rapport au cas idéal. Cette diminution prise en compte à la fois pour le signal et le bruit de fond se traduit par une incertitude d'environ 10% à 20% sur les limites (de basse masse à haute masse).

Sur la figure 6.47, le graphique de droite présente les courbes de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues pour différents scénarii de luminosité. L'amélioration de la sensibilité a un comportement asymptotique avec la luminosité. Avec 10 fb^{-1} , les limites sont déjà en deça de 10 pb .

6.7 Conclusion

Les études topologiques des événements $t\bar{t}$ en simulation complète ont montré des dépendances vis à vis de $m_{t\bar{t}}$ et des différences entre Modèle Standard et nouvelle physique à masse invariante donnée. Le premier point suggère d'adopter différentes stratégies pour la recherche de nouvelle physique en fonction de la région de masse considérée, et le second point montre la limitation d'une approche modèle-indépendante. L'accent a été mis sur les résonances de basse masse apparaissant dans la topologie lepton+ 4 jets, et les études de nouvelle physique ont porté sur le cas des résonances étroites de spin 1. L'étude sur les efficacités de déclenchement a montré que l'emploi de chemins de déclenchement alternatifs permettait de collecter efficacement les événements $t\bar{t}$ sur tout le spectre $m_{t\bar{t}}$.

Dans le régime des basses masses, la recherche de résonances nécessite l'utilisation de critères de sélection suffisamment stricts pour rejeter les principaux bruits de fond W+jets et QCD. La sélection mise en place permet le contrôle du bruit de fond et l'utilisation de l'étiquetage des jets permet d'augmenter la pureté des échantillons. L'utilisation d'un ajustement cinématique pour la reconstruction des événements s'est avérée être un atout dans la recherche de résonances $t\bar{t}$. Il permet de réduire les dépendances vis à vis des incertitudes expérimentales, et améliore la résolution sur la masse invariante ainsi que la pureté des échantillons. Cette méthode est préférentiellement adaptée à la région des basses masses, car son efficacité décroît avec $m_{t\bar{t}}$. Des méthodes de reconstruction alternatives sont alors à développer et la sélection doit alors être adaptée à la topologie des événements où les quatre quarks ne sont plus expérimentalement distinguables et où les leptons sont moins isolés.

L'étude des erreurs systématiques a montré que la connaissance du détecteur était la principale source d'incertitude. Au démarrage de l'expérience, l'énergie dans le centre de masse sera de 10 TeV (décision prise au cours de l'année 2008) alors que les études Monte

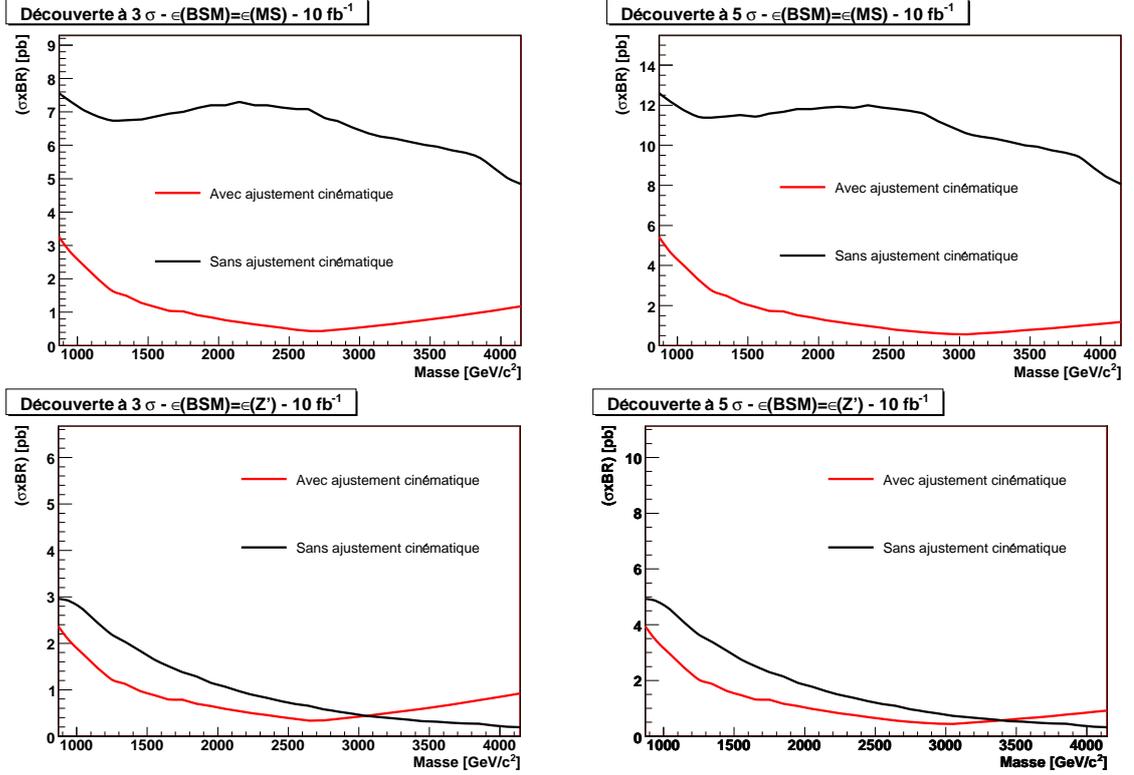


FIG. 6.45 – Courbes de mise en évidence à 3σ (à gauche) et de découverte à 5σ (à droite) pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les résultats sont présentés pour deux hypothèses : $\epsilon(BSM) = \epsilon(MS)$ (en haut) et $\epsilon(BSM) = \epsilon(Z')$ (en bas). Sur chaque graphique deux méthodes de reconstruction sont comparées, avec (en rouge) ou sans (en noir) utilisation d'un ajustement cinématique.

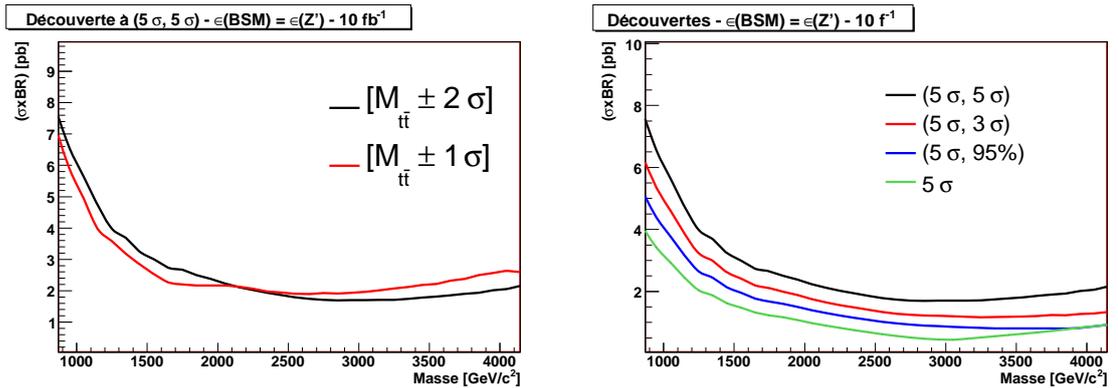


FIG. 6.46 – Courbes de découverte obtenues pour la méthode de reconstruction avec ajustement cinématique en utilisant les efficacités évaluées sur les échantillons de bosons Z' . Le graphique à droite présente les limites à $(5\sigma, 5\sigma)$ obtenues en intégrant le signal dans un intervalle de ± 1 ou 2 fois la résolution expérimentale. Le graphique de gauche présente les limites pour différents estimateurs (en intégrant le signal sur ± 2 fois la résolution expérimentale) : trois couples (α, β) et la découverte à 5σ .

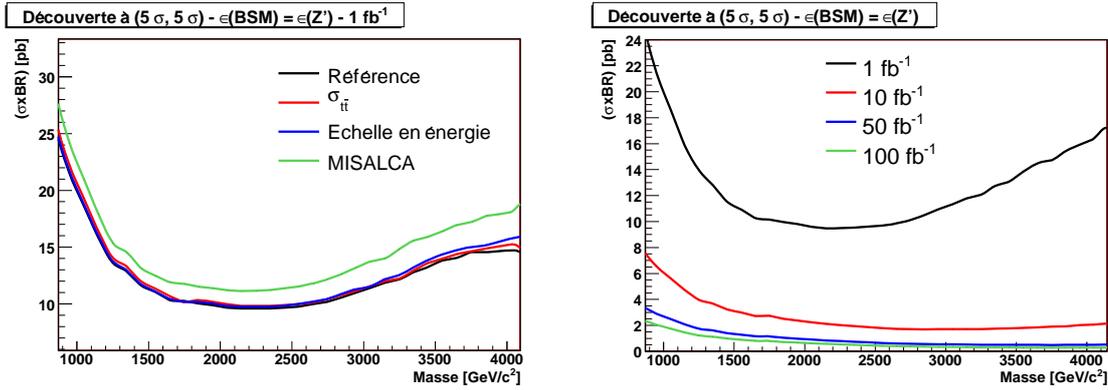


FIG. 6.47 – Le graphique de gauche présente les courbes de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues avec une luminosité de 1 fb^{-1} et les incertitudes systématiques associées. Le graphique de droite présente les courbes de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues avec différentes luminosités (de 1 à 100 fb^{-1}).

Carlo ont été menées pour une énergie de 14 TeV. Les sections efficaces seront plus faibles³⁶, la statistique sera donc encore plus limitée et l'efficacité de reconstruction devra être privilégiée à la réduction du bruit de fond afin d'améliorer la sensibilité à la nouvelle physique. Les études réalisées sur la sélection et la reconstruction ont montré l'étendue des possibilités pour ajuster l'efficacité, la réjection du bruit de fond et la pureté. Les seuils devront être adaptés pour $\sqrt{S}=10$ TeV, mais la stratégie de reconstruction reste valide.

L'étude de la sensibilité à la présence de nouvelle physique pourrait être étendue à des résonances de spin 0 et 2. D'autres outils statistiques devraient être utilisés pour intégrer le signal sur un continuum et non plus dans un seul intervalle en $m_{t\bar{t}}$. On s'attend à une meilleure sensibilité pour des résonances étroites (du type boson Z') puisque le signal est contenu dans une région limitée du plan $m_{t\bar{t}}$.

Pour conclure, avec 10 fb^{-1} de données à 14 TeV, la stratégie mise en place dans ce chapitre devrait permettre de sonder la présence de résonances ayant des sections efficaces de quelques pb et des masses inférieures à 2 TeV, permettant d'accroître en terme de masse et de section efficace les limites posées par les expériences du Tevatron.

³⁶La section efficace $t\bar{t}$ au NLO+NLL est de 414 pb pour $\sqrt{s}=10$ TeV [121].

Conclusion

Durant la période de rédaction de ce document, les derniers tests de mise en œuvre des détecteurs du Large Hadron Collider ont été achevés, aboutissant à la mise en service de l'expérience début septembre. Les premières collisions qui suivront dans les prochaines semaines initieront la première étape de la vie du détecteur : la phase de calibration à partir des données.

Cette thèse effectuée au sein de la collaboration CMS, est articulée en deux axes. Le premier axe consacré au détecteur, met en avant le travail effectué pour réaliser l'intégration d'un bouchon du trajectographe silicium de CMS. Le deuxième axe se trouve à la frontière entre la physique du quark top et la recherche de nouvelle physique. L'étude de la distribution de la masse invariante de paires $t\bar{t}$ est une des voies privilégiées pour la recherche de physique au delà du Modèle Standard via la recherche de résonances très massives ($m_X > 2 \times m_{top}$) se désintégrant en paires de quark top.

Le trajectographe silicium de CMS est à l'heure actuelle le plus grand détecteur silicium jamais construit au monde, avec une surface active de près de 200 m². Après des années de recherche et développement aboutissant à des choix technologiques, puis à des années de construction en partenariat avec différentes entreprises du secteur privé, la phase d'assemblage et de tests a permis de concrétiser le projet initial. La construction de cet appareil est un défi technologique qui s'est achevé avec succès à la fin de 2007. Au cours de l'année 2006, les différentes sous-structures du trajectographe silicium de CMS furent assemblées dans l'enceinte du CERN avant d'être assemblées ensemble au sein d'un tube support.

Constitués de dix géométries de modules différentes, les bouchons sont des sous-systèmes complexes du trajectographe. Ils représentent 6400 des 15148 modules que compte le trajectographe. Un des deux bouchons : le TEC-, a été intégré par l'équipe de Lyon au sein d'une installation du CERN dédiée à l'assemblage du trajectographe : le Tracker Integration Facility.

Les sous-structures des bouchons communément appelées "pétales", ont été produites dans des centres d'intégration puis acheminées au CERN, où elles furent testées sur un banc afin de vérifier qu'aucun dommage ne soit survenu durant le transport ou la manipulation des pétales. L'intégration des pétales a été réalisée secteur par secteur ³⁷, incluant des opérations de connection des services et de prise de données.

Les études menées au sein de cette thèse ont permis d'évaluer le fonctionnement du bouchon et de le qualifier au travers du contrôle des paramètres vitaux de l'électronique et des services. Tous les résultats obtenus et présentés dans ce document sont en accord avec le cahier des charges pré-établi par la collaboration. Les tests de fonctionnement du bouchon réalisés à température ambiante et à des températures inférieures à -10 ° C ont démontré la stabilité du système, que ce soient les services électriques, le refroidissement de l'électronique ou bien le fonctionnement de l'électronique et de la chaîne optique.

³⁷Le bouchon est constitué de huit secteurs de dix-huit pétales

La vérification de la très bonne qualité des liens optiques laisse une marge de sécurité pour compenser à l'avenir les pertes d'intensité dues aux dommages occasionnés par les radiations lors du fonctionnement du LHC. Le bruit est un des paramètres essentiels à contrôler. En effet, il est sensible à tout dysfonctionnement de l'électronique, de l'acquisition ou du schéma des masses. Le bruit plat observé pour la quasi-totalité des modules et la mesure du mode commun inférieur à 25% du bruit intrinsèque démontrent le bon fonctionnement de l'architecture du bouchon. D'autre part les performances de reconstruction des traces sont directement liées à la qualité du rapport signal sur bruit. Le niveau de bruit mesuré dans le mode déconvolution est conforme aux attentes pour toutes les géométries des modules : inférieur à 2000 électrons. A la fin de la procédure d'intégration du TEC-, seuls 0.18 % des canaux de l'électronique présentent des dysfonctionnements.

Après cette phase de tests intensifs aboutissant à sa qualification, le TEC- fut intégré avec les autres sous-structure du trajectographe dans le tube support. Les tests qui suivirent furent effectués sur le trajectographe dans son intégralité et furent concluant. Transporté au point 5, dans la caverne de l'expérience, le trajectographe est aujourd'hui en état de fonctionnement et devrait pouvoir fournir à la collaboration les informations sur les traces de particules pour les dix prochaines années.

La seconde partie de cette thèse est dédiée à la physique du top. Les deux principaux objectifs scientifiques de CMS sont la recherche du boson de Higgs et la recherche de signatures de nouvelle physique. Un certain nombre de considérations théoriques laissent à penser que le Modèle Standard est une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. De nombreuses théories ont vu le jour ces dernières décennies proposant des solutions alternatives au mécanisme de Higgs pour expliquer la brisure de symétrie électrofaible ou bien pour combler les lacunes du Modèle Standard. Dans cette multitude d'idées théoriques, nombre de modèles de nouvelle physique prédisent l'existence de résonances se désintégrant préférentiellement en paires $t\bar{t}$.

Pour rechercher la présence de ces résonances expérimentalement, l'idée consiste à reconstruire la masse invariante de paires de quarks top et observer toute déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Des études topologiques ont été menées sur des échantillons des processus de production du Modèle Standard et de bosons Z' en simulation détaillée. Les principales variables caractéristiques ont montré des dépendances vis à vis de $m_{t\bar{t}}$, ainsi que des différences entre les deux modes de production : Modèle Standard et nouvelle physique. Une analyse aussi indépendante du modèle que possible a été mise en place, en se focalisant sur la région des basses masses (entre $350 \text{ GeV}/c^2$ et $2 \text{ TeV}/c^2$) dans le canal lepton + 4 jets, afin d'étendre les limites posées par le Tevatron et d'être sensible à la présence de résonance à l'échelle du TeV.

Pour rejeter les principaux bruits de fond, à savoir W +jets et QCD, des critères de sélection assez stricts doivent être appliqués avec notamment l'emploi de critère d'isolation sur les leptons et des seuils sur les impulsions transverses assez élevés. L'utilisation de l'étiquetage des b-jets dans la sélection des événements a démontré qu'elle permettait à la fois d'augmenter la pureté des échantillons, mais également de réduire le bruit de fond combinatoire. Toutefois, cette méthode étant très dépendante de l'alignement du trajectographe, il faudra atteindre une luminosité suffisante pour que son utilisation s'avère suffisamment efficace et robuste.

Différentes stratégies d'analyse ont été mises en place, étudiées et comparées entre elles. L'utilisation d'un ajustement cinématique s'est avéré être un atout majeur dans la recherche de résonances $t\bar{t}$, en améliorant la résolution sur la masse invariante, la pureté des échantillons ainsi que la sensibilité à la présence de résonance. D'autre part, son emploi a montré qu'il permettait de réduire les dépendances vis à vis des incertitudes expérimentales, notamment vis

à vis de l'échelle en énergie des jets. Cette méthode est cependant préférentiellement adaptée à la région des basses masses, car son efficacité décroît avec $m_{t\bar{t}}$.

Les performances de l'analyse ont été étudiées sur des résonances de spin 1, des bosons Z' , et ont été traduites en limite en terme de $\sigma_X \times BR_{X \rightarrow t\bar{t}}$. Avec une luminosité de $10 fb^{-1}$, il est possible de mettre en évidence la présence d'une résonance de spin 1 de $1 TeV/c^2$ ayant une section efficace $\sigma \times BR$ supérieure à 2.5 pb (7 pb) avec (sans) l'utilisation d'un ajustement cinématique à 4 contraintes.

Pour augmenter la sensibilité à plus haute masse, des méthodes de reconstruction alternatives doivent être développées, et la sélection doit alors être adaptée à la topologie des événements où les quatre quarks ne sont plus expérimentalement distinguables et où les leptons sont moins isolés en raison des effets liés au "boost" des quarks top.

L'analyse présentée dans cette thèse devrait couvrir le domaine des basses masses jusqu'à environ $2 TeV/c^2$, au delà, des méthodes alternatives sont à développer. En adoptant différentes approches, l'ensemble du spectre $m_{t\bar{t}}$ couvert devrait permettre d'arbitrer entre les différents modèles théoriques proposés comme extension du Modèle Standard.

Au cours de l'année 2008, la décision a été prise de démarrer l'expérience avec une énergie dans le centre de masse de $10 TeV/c^2$ au lieu de $14 TeV/c^2$. Les études réalisées en simulation détaillée doivent être réajustées aux nouvelles sections efficaces obtenues, notamment en réévaluant les seuils des sélections, mais la stratégie demeure inchangée. La faisabilité de la recherche de résonance a été démontrée au sein de ce document, en donnant un ordre de grandeur de la sensibilité et en pointant l'ensemble des difficultés qui devront être surmontées lors de la prise de donnée.

Au cours de l'année 2009, la statistique de données accumulées devrait être de l'ordre de $1 fb^{-1}$, et la recherche de résonances $t\bar{t}$ devrait pouvoir commencer à explorer au delà des limites du Tevatron. La découverte de résonances produites avec des sections efficaces de quelques dizaines de pb est déjà envisageable pour la première année de prise de données.

Liste des tableaux

1.1	<i>Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC.</i>	8
2.1	<i>Caractéristiques géométriques et nombre de modules en fonction de leur emplacement dans le trajectomètre. Les notations IB X et OB X réfèrent à la couche de détection numéro X dans le tonneau interne (IB) ou externe (OB). La notation ID X réfère à la couche de détection numéro X (1<X<3) dans les trois disques internes (ID). La notation EC X réfère à la couche de détection numéro X (1<X<7) dans les neuf disques externes (EC). Pour les modules des disques internes et des bouchons, le pas inter-pistes est variable, les valeurs minimales et maximales sont présentées.</i>	34
3.1	Description des pétales en fonction de leur position dans la structure.	58
3.2	Informations relatives aux modules en fonction de leur répartition par anneaux sur les pétales	58
3.3	Débit de fuite normalisé en 10^{-5} mbar.l.s ⁻¹	77
3.4	Valeur moyenne de la hauteur du signal "tick mark" par secteur, ainsi que le RMS et la fraction de lasers dans l'intervalle à 25 %.	81
3.5	Résumé des défauts relevés sur le bouchon intégré dans sa version finale.	86
4.1	Table des particules élémentaires regroupées en trois familles de quarks et leptons.	90
4.2	Table des bosons médiateurs des interactions fondamentales.	91
4.3	Les champs du Modèle Standard et leurs nombres quantiques. T et T_3 sont l'isospin faible et sa troisième composante, et Q est la charge électrique. Les indices L et R font respectivement référence aux particules gauches et droites.	95
4.4	Sections efficaces $t\bar{t}$ au LO, NLO et NLO+NLL pour le Tevatron et le LHC.	107
4.5	Classification des résonances $t\bar{t}$ en fonction de leurs caractéristiques : spin, contenu coloré et parité CP.	116
5.1	Définition de la sélection appliquée pour l'identification des électrons basés sur les classes d'électrons dans le bouchon et les tonneaux du calorimètre électromagnétique [104].	141
6.1	Les sections efficaces de production des bruits de fond physiques sont présentées dans cette table. Les sections efficaces calculées avec ALPGEN sont définies après des coupures générateurs explicitées en référence [105]. La production des événements QCD est réalisée avec PYTHIA. La section efficace de production de quarks top célibataires est calculée au NLO sans coupures.	144
6.2	Sections efficaces et nombre d'événements générés avec ALPGEN pour les processus $t\bar{t}+nj$	145

6.3	Nombre d'évènements de nouvelle physique générés avec MadGraph. La largeur des bosons Z' (même couplage que le boson Z') est imposée à $3\% \times m_{Z'}$, conduisant aux sections efficaces mentionnées ici. Ces paramètres ne sont pas rattachés à un modèle particulier.	146
6.4	Sections efficaces et nombre d'évènements générés avec PYTHIA pour la production QCD en fonction de \hat{P}_t , l'impulsion transverse dans le centre de masse de la collision.	147
6.5	Sections efficaces et nombre d'évènements générés avec ALPGEN pour les processus $W+nj$	147
6.6	Pourcentage d'évènements pour lesquels l'angle entre les deux quarks issus du W est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique. . .	151
6.7	Pourcentage d'évènements pour lesquels le plus petit angle entre un quark issu du W et le quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique.	151
6.8	Pourcentage d'évènements pour lesquels le plus petit angle entre un quark issu du W et le quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur l'échantillon MadGraph Modèle Standard pour différents intervalles de masse.	153
6.9	Pourcentage d'évènements pour lesquels l'angle entre muon et quark b provenant de la désintégration du même quark top, est inférieur à 0.5 ou 1.0 . Les résultats sont présentés sur les échantillons produits par MadGraph pour le Modèle Standard et la nouvelle physique.	153
6.10	Valeur maximale des distributions pour la masse invariante m_{blvqq}^{m1} calculée après radiation (méthode 1), et intervalle contenant 75% du signal pour différentes masses de bosons Z'	156
6.11	Chemins de déclenchement extraits de la table à $L = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$. La fréquence totale de sortie est de 150 Hz. [112]	158
6.12	Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$	167
6.13	Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$	167
6.14	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de présélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$	167
6.15	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de présélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$	167
6.16	Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$ après différentes coupures de sélection.	171
6.17	Nombre d'évènements attendus avec $1 fb^{-1}$ pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$ après différentes coupures de sélection.	172
6.18	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de sélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$	172
6.19	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de sélection pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$	172

6.20	L'efficacité, le biais et le RMS des distributions $m_{t\bar{t}}$ reconstruites pour différents échantillons de bosons Z' sont présentés pour les différentes paramétrisations de l'ajustement cinématique. L'efficacité est définie comme rapport entre le nombre d'évènements présélectionnés et reconstruits sur le nombre d'évènements présélectionnés. Le biais est la valeur moyenne de la distribution $m_{t\bar{t}}$ reconstruite. Les paramétrisations X-Y-Z correspondent au choix de paramétrisations pour les jets, leptons et MET. On assigne le chiffre 0 à la paramétrisation EMom, le chiffre 1 à la paramétrisation (E_t, η, ϕ) et le chiffre 2 à la paramétrisation (E_t, θ, ϕ)	182
6.21	Méthodes de sélection d'une combinaison de jet proposées dans le scénario à 0 b-jet. On distingue deux types de méthodes, celles pour lesquelles une combinaison est choisie en premier (par les critères <i>ChoixLR</i> ou <i>Choixχ^2</i>) puis doit passer les coupures (indiquées par le signe +), et celles pour lesquelles des coupures sont préalablement appliquées sur toutes les combinaisons puis un choix est effectué sur les combinaisons restantes (indiqué par le signe \rightarrow).	186
6.22	Méthodes de sélection d'une combinaison de jets proposées dans le scénario à 1/2 b-jet(s). On distingue deux types de méthodes, celles pour lesquelles une combinaison est choisie en premier (par les critères <i>ChoixLR</i> ou <i>Choixχ^2</i>) puis doit passer les coupures (indiquées par le signe +), et celles pour lesquelles des coupures sont préalablement appliquées sur toutes les combinaisons puis un choix est effectué sur les combinaisons restantes (indiquées par le signe \rightarrow).	187
6.23	Puretés et efficacités des 12 méthodes de choix de combinaisons de jets présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario sans étiquetage des b-jets. Les efficacités sont définies par rapport aux évènements sélectionnés (Sélection 0) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.21.	188
6.24	Les puretés et efficacités des 24 méthodes de choix de combinaisons de jets sont présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario à 1 b-jet. Les efficacités sont définies par rapport aux évènements sélectionnés (Sélection 1) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.22.	189
6.25	Les puretés et efficacités des 24 méthodes de choix de combinaisons de jets sont présentées pour N=4 et N=5 jets dans le scénario à 2 b-jets. Les efficacités sont définies par rapport aux évènement sélectionnés (Sélection 2) et les puretés par rapport aux évènements sélectionnés ou sélectionnés et associés selon la colonne. Le numéro des méthodes fait référence à la table 6.22.	190
6.26	Nombre d'évènements attendus avec 1 fb^{-1} pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$. Les résultats pour les méthodes 22 et 24 sont présentés.	192
6.27	Nombre d'évènements attendus avec 1 fb^{-1} pour le signal et le bruit de fond dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$. Les résultats pour les méthodes 22 et 24 sont présentés.	192
6.28	Valeurs moyennes et RMS des différentes distributions $M_{t\bar{t}} - M_{t\bar{t}}^{gen}$	194
6.29	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de reconstruction pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$. Les résultats sont présentés pour les méthodes de reconstruction 22 et 24 décrites dans la table 6.22.	196
6.30	Pourcentage d'évènements de nouvelle physique passant les critères de reconstruction pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$. Les résultats sont présentés pour les méthodes de reconstruction 22 et 24 décrites dans la table 6.22.	197

6.31 Efficacités de la reconstruction des évènements $t\bar{t}$ semi-leptoniques (canaux e/μ combinés) reconstruits par la méthode 22. L'efficacité est ici définie par le nombre d'évènements reconstruits collectés dans un intervalle $[M_{Z'} - 2\sigma_{exp}, M_{Z'} - 2\tau_{ext}]$, où τ_{ext} est la résolution évaluée par un ajustement à partir des résultats mesurés sur le Modèle Standard.	198
--	-----

Table des figures

1.1	<i>Les différents cycles d'accélération du LHC</i>	7
1.2	<i>Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC.</i>	7
1.3	<i>Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique.</i>	7
1.4	<i>Vue des différentes parties du détecteur CMS.</i>	9
1.5	<i>Vue schématique du site de l'expérience CMS.</i>	12
1.6	<i>Les différents composants de l'aimant supra-conducteur.</i>	12
1.7	<i>Valeur du champ magnétique en fonction de la position dans le détecteur CMS.</i>	12
1.8	<i>Vue en coupe d'un quart de trajectographe. Dans la partie centrale on rencontre trois couches cylindriques et deux disques de détecteurs à pixels. Les détecteurs au silicium à micro-pistes sont ensuite assemblés dans la partie dite interne en 4 couches (tonneau) et 3 disques (bouchon) puis dans la partie dite externe en 6 couches (tonneau) et 9 disques (bouchon).</i>	13
1.9	<i>Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels, composé de trois couches de détection dans le tonneau ($R=4.4, 7.3$ et 10.2 cm) et de deux disques ($z=\pm 34.5$ et ± 46.5 cm) dans chaque bouchon.</i>	13
1.10	<i>Vue en coupe d'un quart du calorimètre électromagnétique.</i>	14
1.11	<i>Vue en coupe d'un demi-tonneau du calorimètre hadronique et du calorimètre très à l'avant.</i>	17
1.12	<i>Vue en coupe transversale aux faisceaux des chambres à muons dans la partie tonneau.</i>	18
1.13	<i>Architecture du déclenchement de niveau I. [23]</i>	20
2.1	<i>Niveaux de radiations reçues par différentes couches du trajectographe. Les doses correspondent à une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 pb^{-1}$. Ces données sont issues de simulation et les barres d'erreurs sont statistiques. Pour la contribution des neutrons, un seuil supérieur à 100 keV a été utilisé [24].</i>	25
2.2	<i>Matériel par unité de longueur de radiation en fonction de la pseudorapidité η pour les différents sous-détecteurs (à gauche) et pour les différentes fonctionnalités (à droite) [23].</i>	26
2.3	<i>Vue en coupe schématique du trajectographe de CMS. Chaque ligne représente un module. Les lignes doubles indiquent la présence de modules stéréo. [23]</i>	27
2.4	<i>Densité de particules chargées par cm^2 pour $\eta = 0$ avec scénario de 20 collisions par croisement de faisceaux pour toutes les traces soumises à un champ magnétique de 0 ou 4 Tesla et pour les traces dont l'impulsion transverse est supérieure à 1 GeV/c. [24]</i>	27

2.5	Nombre de points mesurés dans le trajectographe silicium (sans les pixels) en fonction de la pseudorapidité η . Les cercles montrent le nombre total (les modules stéréo comptant comme un) tandis que les carrés montrent le nombre de couches stéréo (constitués de deux modules susperposés légèrement tournés l'un par rapport à l'autre). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques obtenues lors des simulations. [23]	28
2.6	Dessin schématique du sous assemblage TIB/TID- avec la margarita. [23]	29
2.7	Photo du tonneau externe.	30
2.8	Vue d'un bouchon (TEC)	30
2.9	<i>Vue en coupe d'un module du détecteur à micro-pistes de silicium.</i>	31
2.10	Vue éclatée d'un module du trajectographe à deux senseurs (à gauche) et diversité géométrique des modules (à droite). [23]	33
2.11	<i>Distributions de résidus (en μm) par rapport à un point de référence sur les modules obtenues pour les différents centres d'assemblage [23]. Cela montre la précision obtenue sur les chaînes d'assemblage de modules robotisées ("Gantry"), comme celle présentée à droite.</i>	33
2.12	Le schéma de l'électronique du trajectographe de CMS. [23]	36
2.13	La structure de l'hybride en vue de dessus (à gauche) et traversale (à droite) sont présentées. [23]	36
2.14	<i>Un exemple d'hybride pour un module à 4 APVs.</i>	37
2.15	<i>La chaîne de traitement de l'APV.</i>	38
2.16	<i>Le signal de l'APV en mode "peak" (en bleu) et en mode "deconvolution" (en rouge).</i>	38
2.17	<i>Le signal de l'APV en mode "peak" (en bleu) et en mode "deconvolution" (en rouge) pour deux impulsions séparées de 25 ns (à gauche) et 50 ns (à droite).</i>	39
2.18	<i>La chaîne de traitement des FEDs.</i>	40
2.19	<i>Signal de déclenchement (en bas) et signal combiné de l'horloge et de déclenchement (en haut).</i>	41
2.20	<i>L'écran thermique placé au sein du tube support du trajectographe et ses 32 panneaux régulateurs.</i>	43
2.21	<i>Représentation schématique du système d'alignement laser. Les faisceaux laser sont distribués par des diviseurs (BS : Beam Splitter) et des tubes d'alignements (AT : Alignment Tube). L'alignement relatif avec le détecteur à muon est effectué via les anneaux d'alignement (AR : Alignment Ring) qui sont connectés aux disques arrière du trajectographe. [23]</i>	46
2.22	Efficacité de l'algorithme (à gauche) et efficacité globale (à droite) de reconstruction de la trace des muons (en haut) et pions (en bas) de $p_t = 1, 10, 100$ GeV/c. [21]	50
2.23	Résolution sur la mesure de p_t et d_0 pour des muons d'impulsion transverse de 1, 10 et 100 GeV/c. [21]	51
3.1	<i>La structure mécanique du bouchon dans laquelle viennent s'insérer les pétales est visible à gauche tandis que le "bulkhead" du TEC- inséré dans le support du trajectographe ainsi que les panneaux et les câbles sont visibles sur la photographie de droite</i>	56
3.2	<i>Vue schématique d'un disque du bouchon et des pétales montés de part et d'autre [46].</i>	56

3.3	<i>Photographies du circuit de refroidissement situé au sein du pétale (à gauche) et de l'ICB d'un pétale (à droite)</i>	58
3.4	<i>Photographies des deux vues d'un pétale "avant" pouvant aller sur les disques 1 à 3, la face A (à gauche) et la face B (à droite)</i>	59
3.5	<i>Photographies de techniciens en train d'assembler un pétale (à gauche) et du réfrigérateur utilisé pour les tests de qualification des pétales avec les cycles en température (à droite). Ces photographies proviennent du PIC CERN</i>	61
3.6	<i>Production des pétales pour les différents PICs avec une vision chronologique à gauche et une vision globale à droite</i>	61
3.7	<i>Quelques résultats obtenus dans les PICs avec l'étude du RMS relatif du bruit (à gauche) et le courant de fuite sur les modules (à droite)</i>	62
3.8	<i>Photographies des mallettes utilisées pour le transport des pétales. A gauche, on aperçoit le pétale ainsi que deux senseurs de chocs, tandis qu'à droite on voit un exemple de transport de quatre pétales. Ils sont fixés à un cadre métallique et recouverts par des plaques de protection.</i>	63
3.9	<i>Opérateurs en train de vérifier les vis des modules lors de l'inspection optique d'un pétale</i>	64
3.10	<i>Photo d'un DOHM monté sur un pétale "arrière" [46].</i>	65
3.11	<i>Répartition des HMXs au sein du bouchon (en orange les pétales "avant" et en rouge les pétales "arrière"). Les identifiants sont donnés en fonction de la position dans le bouchon (disque, secteur et type de pétale).</i>	65
3.12	<i>Le banc de test pour la réception des pétales (à gauche) et la zone de stockage des pétales avant l'intégration dans le bouchon</i>	66
3.13	<i>Une partie du dispositif expérimental composé des alimentations CAEN (à gauche) et des FECs (à droite) tous deux disposés au sein d'armoires.</i>	68
3.14	<i>Rotation du bouchon via la manipulation du "cradle" par un technicien (à gauche). Secteurs intégrés et connectés du bouchon (à droite). Les services (en doré), les connexions électriques (en gris) et les fibres optiques (en vert) sont apparents.</i>	69
3.15	<i>Connexions d'un secteur du bouchon sur le 'bulkhead' [46].</i>	70
3.16	<i>Connexions à la sortie d'un pétale [46].</i>	71
3.17	<i>Répartition des pétales au sein du bouchon. Les grades des pétales sont représentés sur la figure du haut et le nombre de modules sans bonding à l'arrière sur celle du bas.</i>	72
3.18	<i>Lecture des basses tensions 1.25 V (en haut) et 2.50 V (en bas) reçue sur les hybrides et lues par les DCUs. Les valeurs sont présentées anneau par anneau à droite et toutes intégrées à gauche.</i>	78
3.19	<i>Températures mesurées par les DCUs de tous le bouchon sur les hybrides (à gauche) et sur les senseurs (à droite).</i>	79
3.20	<i>Courant de fuite mesuré pour tous les senseurs du bouchon.</i>	79
3.21	<i>Résultats des gains.</i>	80
3.22	<i>Paramètres optimaux pour les contrôleurs lasers (en haut), le courant de base (à gauche) et le gain (à droite). Informations sur le signal 'tick mark' digitisé par les FECs (en bas) qui sont la conséquence des paramètres précédents, la ligne de base (à gauche) et la hauteur du signal (à droite).</i>	81
3.23	<i>Bruit normalisé mesuré en mode "peak", canal par canal (à gauche) et en valeur moyenne en fonction de la longueur des pistes (à droite).</i>	82

3.24	Représentation du bruit normalisé mesuré en mode "peak" pour l'ensemble du bouchon en fonction de la position dans les secteurs.	83
3.25	Nombre de canaux défectueux par APV (à gauche) et position de ces canaux au sein de l'APV. Toutes ces données ont été obtenues pour l'ensemble du bouchon en mode "peak".	83
3.26	Résumé des canaux problématiques pour l'ensemble du bouchon observé en mode "peak" (à gauche) et en mode "deconvolution" (à droite)	84
3.27	Résumé des canaux problématiques pour l'ensemble du bouchon observé en mode "peak" avec une représentation géométrique du bouchon	84
3.28	Vision chronologique du nombre de pétales disponibles, intégrés ou testés dans des secteurs au cours des mois de l'année 2006.	85
3.29	Techniciens en train d'effectuer le changement de connecteurs Mollex sur l'ensemble du bouchon	87
4.1	Allure du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Le potentiel est représenté dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$. Le choix d'un minimum particulier brise la symétrie.	98
4.2	Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ . La borne supérieure provient de la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure est obtenue par la contrainte de stabilité du vide. L'incertitude théorique sur les deux bornes a été calculée avec $m_t = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ [51].	99
4.3	À gauche : exemple de potentiel de Higgs instable. À droite : évolution de la constante de couplage λ en fonction de l'échelle de nouvelle physique Λ pour différentes masses de Higgs. La masse du quark top est prise égale à $174 \text{ GeV}/c^2$ [52]	100
4.4	Sur le graphique de gauche, sont comparées les mesures de la masse du boson W et du quark top obtenues à partir des données de LEP-1 et SLD avec les résultats sur les mesures obtenues par LEP-2 et le Tevatron combinés. La dépendance logarithmique de la valeur la plus probable du boson de Higgs est également illustrée. Sur la figure de droite, est présenté le résultat de l'ajustement ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$) en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs standard, en utilisant toutes les données des mesures de précision des observables électrofaibles (été 2008) [53]. La bande bleutée autour de la ligne continue représente l'incertitude théorique. La ligne discontinue rouge montre le résultat de l'ajustement avec une valeur différente de $\Delta\alpha_{had}$ qui représente la contribution des boucles de quarks légers à la valeur de $\alpha_{em}(m_Z)$. La ligne discontinue rose représente le même ajustement en incluant les mesures réalisées à bas Q^2 par l'expérience NuTeV. Enfin, la zone jaune représente la zone exclue par la recherche directe [54].	101
4.5	Les principales observables électrofaibles du Modèle Standard sont donnée ici avec leur valeur mesurée, la valeur prédite à partir d'un ajustement global et leur écart relatif (résultats de l'été 2008). Les faibles écarts observés (tous inférieurs à 3σ) sont une démonstration du succès du Modèle Standard. [53] .	102
4.6	Évolution des constantes de couplage des interactions forte et électrofaible ($\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{\alpha_{QED}}{\cos^2 \theta_W}$, $\alpha_2 = \frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W}$, $\alpha_3 = \alpha_s$) en fonction de l'échelle d'énergie Q. .	104
4.7	Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte.	105

4.8	Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de top célibataire par interaction électrofaible.	105
4.9	Description d'une collision dure en utilisant l'approche de factorisation.	106
4.10	Prédiction QCD pour les sections efficaces au LHC et au Tevatron [57]. La coupure dans la figure à 4 TeV marque la transition entre le calcul pour des systèmes $p\bar{p}$ (Tevatron) et pp (LHC). La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est ici indiquée par σ_t	107
4.11	Section efficace $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top. La dépendance d'échelle est présentée pour les calculs NLO et NLO+NLL [58].	108
4.12	Les distributions $m_{t\bar{t}}$ produites avec MC@NLO calculées au LO et au NLO sont présentées sur le graphique de gauche. Les distributions sont normalisées à la section efficace NLO. La masse du quark top générée est ici de 170 GeV/c ² . Sur le graphique de droite, les masses invariantes normalisées comprises entre 800 et 4000 GeV/c ² sont calculées à différents ordres. [58].	109
4.13	La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ (à gauche) et la valeur moyenne de la distribution $m_{t\bar{t}}$ (à droite) sont présentées en fonction de la masse du quark top en incluant la dépendance d'échelle [58].	109
4.14	Différents rapports d'embranchement pour les différents modes de désintégration de paires $t\bar{t}$	111
4.15	Mesure de la masse du quark top par combinaisons des résultats obtenus par les expériences CDF et DØ du Tevatron au cours du Run-I et du Run-II avec 2.1 fb ⁻¹ (mars 2008) [60].	112
4.16	La conservation du moment angulaire interdit la désintégration du quark top de spin 1/2 via la production d'un boson W d'hélicité droite (+1). Le boson W doit être longitudinal (0) ou d'hélicité gauche (-1).	113
4.17	Représentation de la corrélation de spin dans les modes de production de paires $t\bar{t}$ par annihilation $q\bar{q}$ (à gauche) et fusion de gluons (à droite) Ces représentations ne sont valides que pour les productions au seuil, les effets du moment angulaire orbital doivent être pris en compte au delà.	114
4.18	Limites à 95% CL pour la recherche de résonances dans le spectre $m_{t\bar{t}}$ auprès des expériences CDF (à gauche) et DØ (à droite).	115
4.19	Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant la présence d'un boson de Higgs pour différentes masses de Higgs (de 400 à 800 GeV/c ²). L'effet d'interférence est clairement visible ("peak-dip") et dépend de la masse de la résonance [68].	118
4.20	Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence de résonances de Kaluza-Klein prédit par le modèle Randall-Sandrum.	119
4.21	Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence d'un continuum d'excitations de graviton de Kaluza-Klein prédit par le modèle ADD avec $n=3$ extra-dimensions pour différentes échelles de cut-off M_S	121
4.22	Représentation schématique de la géométrie à 5 dimensions avec les deux branes et le "bulk" utilisée dans le modèle de Randall-Sundrum.	122
4.23	Distribution invariante inclusive $m_{t\bar{t}}$ montrant l'effet de la présence de résonances de Kaluza-Klein prédit par le modèle Randall-Sandrum. La masse du premier mode d'excitation est $m_1=600$ GeV/c ² et les différentes lignes colorées représentent différents choix pour le rapport $\frac{\kappa}{M_{pl}}$	123

5.1	Représentation schématique de la chaîne de génération des interactions entre protons. Les radiations de gluons des partons dans l'état initial ne sont pas représentés pour ne pas encombrer le graphique. [89]	126
5.2	Sur la graphique de gauche, les principales PDF sont représentées pour CTEQ5L (avec $Q^2 = (350 \text{ GeV})^2$). Sur le graphique de droite, l'incertitude sur le PDF du gluon est représentée en fonction de x [89].	128
5.3	Masse ajustée du W en fonction du décalage effectué sur l'énergie des jets qui constituent le W hadronique.	133
5.4	Performance des algorithmes TrackCounting avec $n=2$ (à gauche)et TrackProbability (à droite) en terme de mauvaise identification en fonction de l'efficacité d'identification d'un jet de b. Les événements ont été évalués sur des échantillons $t\bar{t}$ [99].	135
5.5	Biais relatif (à gauche) et résolution sur la mesure de l'énergie manquante (à droite) dans les événements semi-leptoniques avec différentes corrections. [89]	138
5.6	Efficacité de reconstruction des muons en fonction de p_t (à gauche) et de η (à droite) pour les deux méthodes de reconstruction : standalone et globale [89].	139
5.7	Incertainitude relative sur la mesure de l'impulsion transverse des muons en fonction de p_t pour les deux méthodes de reconstruction : standalone et globale [89].	139
5.8	Résolutions sur l'énergie de l'électron par la mesure de l'énergie du super amas ("ECAL"), la mesure de l'impulsion de la trace ("Tracker") ou par la combinaison des deux mesures ("Combined") [103].	141
6.1	<i>Section efficace de production des événements QCD en fonction de \hat{P}_t.</i>	146
6.2	Distribution du $\beta = v/c$ des quarks top dans le référentiel du laboratoire pour différents intervalles de masse invariante (à gauche : production Modèle Standard), et pour différentes masses de boson Z' (à droite.	149
6.3	Distributions des composantes transversales (à gauche) et longitudinale (à droite) de $\beta = v/c$ des quarks top dans le référentiel du laboratoire pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard.	149
6.4	Distributions de la pseudo-rapacité des quarks top (à gauche) et des quarks légers issus de la désintégration des bosons W (à droite) pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard.	149
6.5	La distribution de l'angle entre les deux quarks top est présentée à gauche tandis que la distribution de la composante en ϕ est présentée à droite pour différentes masses de boson Z' et pour la production Modèle Standard. . . .	150
6.6	Distributions de l'énergie transverse des quarks top pour différentes masses de bosons Z' (à gauche) et distributions de l'énergie transverse des quarks issus de la désintégration des quarks top pour la production Modèle Standard (à droite).	150
6.7	Distributions angulaires des produits de désintégration des paires de quarks top obtenues avec les différents échantillons générés avec MadGraph (Modèle Standard et nouvelle physique) : (a) l'angle entre les deux quarks issu d'un W, (b) l'angle minimal entre un de ces quarks et un quark de b issus de la désintégration du même quark top, (c) l'angle entre un muon et un quark b issus d'un même quark top, (d) l'angle entre les deux quarks b appartenant à deux quarks top différents.	152
6.8	Distributions angulaires entre les deux quarks légers issus des bosons W pour différents intervalles de masse invariante obtenues sur l'échantillon $t\bar{t}$ Modèle Standard.	152

6.9	Spectre $m_{t\bar{t}}$ généré obtenu pour les échantillons MadGraph Modèle Standard (en haut à gauche) et les échantillons MadGraph de nouvelle physique (en haut à droite). Sur le graphique en haut à gauche, la ligne à 350 GeV délimite la production au seuil ($2 \times m_{top}$ avec $m_{top}=175$ GeV/ c^2), un zoom présente la queue de la distribution en échelle logarithmique. Sur le graphique du bas, les bosons Z' ont été rajoutés sur le spectre Modèle Standard avec des sections efficaces 100 fois supérieures à celles indiquées dans la table 6.3.	155
6.10	Distributions de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ calculées par 5 méthodes distinctes pour les quatre échantillons de Z' � 1, 2, 3, et 4 TeV/ c^2	157
6.11	Distributions de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ calculées par 5 méthodes distinctes pour la production Modèle Standard.	157
6.12	Efficacité de déclenchement pour des �v�nements semi-leptoniques avec un électron (� gauche) ou un muon (� droite) en fonction de la masse invariante générée de la paire de quarks top.	159
6.13	Nombre d'électrons, muons, jets et jets étiquetés b présents dans les �v�nements $t\bar{t}$ semi-leptoniques Modèle Standard (�chantillons ALPGEN). Les collections d'objets sont distinguées en trois catégories : sans sélection, avec présélection, avec sélection. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.	160
6.14	Distributions normalisées des variables d'isolation <i>CaloIso</i> (en haut) et <i>VarIso</i> (en bas), présentées pour les électrons (� gauche) et les muons (� droite).	163
6.15	Distributions des variables d'isolation <i>CaloIso</i> (en haut) et <i>TrackIso</i> (en bas), présentées pour les électrons (� gauche) et les muons (� droite) issus d'un W. Les courbes sont obtenues pour différents échantillons $t\bar{t}$ (Modèle Standard et bosons Z').	164
6.16	Distribution du discriminateur (significace du paramètre d'impact de la deuxième trace de plus grande significace) de l'algorithme <i>TrackCounting</i> pour différents échantillons de jets (� gauche), et pour les jets issus de quarks b produits dans les différents échantillons $t\bar{t}$ MadGraph, Modèle Standard et bosons Z' (� droite).	166
6.17	Efficacités des critères de présélection sur les �v�nements $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ (� gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ (� droite) en fonction de $m_{t\bar{t}}$	167
6.18	Pourcentage d'�v�nements où 4 jets sont associés aux 4 quarks de l'�v�nement dur. Différentes collections de jets sont considérées.	169
6.19	Les efficacités de sélection pour les différentes coupures et scénarii de sélection sont présentées en haut à gauche pour les �v�nements $t\bar{t} \rightarrow be\nu bjj$ et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bjj$ à droite. Les puretés associées sont présentées en dessous pour ces mêmes canaux.	171
6.20	Résolution (� gauche) et biais (� droite) sur la mesure de $m_{t\bar{t}}$ en fonction de $m_{t\bar{t}}$. Ces résultats ont été obtenus sur les combinaisons associées (4 jets + lepton) des �v�nements $t\bar{t}$ semi-leptoniques pour l'échantillon Modèle Standard MadGraph. Les courbes noires ont été obtenues avec $P_z^\nu = 0$ et celles en rouge avec P_z^ν calculée avec la méthode décrite dans cette section.	174
6.21	Distributions des masses invariantes M_{jj} (en haut à gauche), M_{jjb} (en haut à droite) et $M_{t\bar{t}}$ (en bas) reconstruites à partir de la minimisation de l'estimateur $ M_{jj} - M_W + M_{jjb} - M_{top} + M_{l\nu b} - M_{top} $	175
6.22	Résolutions sur E_t, θ, ϕ (de haut en bas) pour les jets légers (� gauche) et pour les jets étiquetés b (� droite) en fonction de E_t des jets et pour différents intervalles en η . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN.	179

6.23 Résolutions sur E_t, θ, ϕ (de haut en bas) pour les muons (à gauche) et pour les électrons (à droite) en fonction de E_t des jets et pour différents intervalles en η . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN.	180
6.24 Résolutions sur E_t (à gauche) et ϕ (à droite) de l'énergie transverse manquante en fonction E_t . Les résolutions sont obtenues sur les échantillons $t\bar{t}$ ALPGEN en faisant l'association entre la mesure de l'énergie transverse manquante et le neutrino produit dans les évènements semi-leptoniques.	181
6.25 Nombre de solutions convergentes pour les évènements $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ sélectionnés.	183
6.26 Probabilité du rapport de vraisemblance (à gauche) et de l'ajustement cinématique (à droite) pour les évènements $t\bar{t}$ Modèle Standard sélectionnés reconstitués. Une distinction est faite entre les combinaisons de jets associées et le bruit de fond combinatoire.	184
6.27 Masses des W hadroniques candidats (à gauche) et des tops hadroniques candidats (à droite).	185
6.28 Distribution de la masse $m_{t\bar{t}}$ dans le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bqq$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq$ (à droite) avec les méthodes 24 (en haut) et 14 (en bas). Le nombre d'évènements attendus correspond à une luminosité de $1 fb^{-1}$	191
6.29 Résolutions sur la masse invariante pour les combinaisons associées (en haut à gauche), les combinaisons non associées (en haut à droite) et toutes les combinaisons (en bas). L'évaluation est réalisée sur des évènements $t\bar{t}$ Modèle Standard avec ou sans ajustement cinématique.	193
6.30 Résolutions de la masse invariante reconstruite (à gauche) et de son biais (à droite) en fonction de $m_{t\bar{t}}$ pour différentes méthodes. Résolution et biais correspondent respectivement à l'écart type et la valeur moyenne des distributions gaussiennes ajustées sur les distributions $m_{t\bar{t}}^{rec} - m_{t\bar{t}}^{gen}$ pour chaque intervalle en $m_{t\bar{t}}^{gen}$	193
6.31 Le graphique à gauche présente la distribution $m_{t\bar{t}}$ reconstruite avec la méthode 14 et les distributions Monte Carlo associées pour les mêmes évènements. Le graphique à droite montre les différences entre masses reconstruites et masses générées pour différentes définitions de masse générée. Les valeurs moyennes et le RMS de ces distributions sont présentés dans la table 6.28.	194
6.32 Le graphique du haut présente la distribution $m_{t\bar{t}}$ ajustée (méthode 24) et la distribution Monte Carlo initiale renormalisée au même nombre d'évènements. Distorsion sur les spectres $t\bar{t}$ (pourcentage relatif) après sélection (en bas à gauche) et reconstruction (en bas à droite) en comparaison avec le spectre Monte Carlo (avant radiation). Les distributions ayant été normalisées à l'unité.	195
6.33 Spectres $m_{t\bar{t}}$ reconstruits pour une résonance Z' de 1 et 2 TeV/ c^2 avec les spectres Monte Carlo associés événement par événement.	196
6.34 Spectres $M_{t\bar{t}}$ reconstruits (à gauche) et ajustés (à droite) pour une résonance Z' de 1 TeV/ c^2	197
6.35 Différences entre les masses reconstruites (ou ajustées) et générées (avant radiation) pour une résonance Z' de 1 TeV/ c^2 . Résultats obtenus sur les combinaisons associées.	198
6.36 Variations sur la valeur moyenne des masses du W hadronique (à gauche) et du top hadronique (à droite) en fonction de la variation de l'échelle en énergie des jets.	200

6.37	Variations sur la valeur moyenne de la masse $M_{t\bar{t}}$ en fonction de la variation de l'échelle en énergie des jets sans (à gauche) et avec (à droite) ajustement cinématique.	200
6.38	Efficacité de sélection des événements semi-leptoniques Modèle Standard pour différents scénarii d'échelle en énergie des jets.	201
6.39	Efficacité de sélection de 2 jets étiquetés bpour différents scénarii d'alignement.	202
6.40	Efficacité de sélection (sélection 2) pour le canal $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj\bar{j}$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$ (à droite) avec différents scénarii d'alignement et de calibration du détecteur.	202
6.41	Distribution des variables <i>CaloIso</i> pour les électrons (à gauche) et <i>TrackIso</i> (à droite) pour les muons avec différents scénarii d'alignement et de calibration du détecteur.	203
6.42	Distribution de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ reconstruite pour les canaux $t\bar{t} \rightarrow be\nu bj\bar{j}$ (à gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bj\bar{j}$ (à droite) avec différents scénarii d'alignement et de calibration du détecteur.	203
6.43	Fonctions de résolution sur la mesure de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$ (à gauche) et sur le nombre d'évènements attendu par fb^{-1} (à droite) La fonction de résolution sur la masse invariante a été choisie sous la forme $a \times \sqrt{bx - c}$ car la contribution majeure provient de la résolution sur l'énergie des 4 jets dont le terme dominant est en \sqrt{E} . La fonction de Landau a été choisie de manière empirique pour ajuster le distribution du nombre d'évènements attendu par fb^{-1} , il n'y a pas de motivation physique sous-jacente.	204
6.44	Le graphique de gauche est une illustration de la méthode présentée dans l'article [120]. La courbe bleue décrit la distribution du nombre d'évènements sous l'hypothèse H_0 et la courbe rouge sous l'hypothèse H_1 . La mesure de N^* correspond aux limites (α, β) . Le graphique de droite présente le nombre limite d'évènements en fonction du nombre d'évènements de bruit de fond attendu pour différents estimateurs.	207
6.45	Courbes de mise en évidence à 3σ (à gauche) et de découverte à 5σ (à droite) pour une luminosité de $10 fb^{-1}$. Les résultats sont présentés pour deux hypothèses : $\epsilon(BSM) = \epsilon(MS)$ (en haut) et $\epsilon(BSM) = \epsilon(Z')$ (en bas). Sur chaque graphique deux méthodes de reconstruction sont comparées, avec (en rouge) ou sans (en noir) utilisation d'un ajustement cinématique.	209
6.46	Courbes de découverte obtenues pour la méthode de reconstruction avec ajustement cinématique en utilisant les efficacités évaluées sur les échantillons de bosons Z' . Le graphique à droite présente les limites à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues en intégrant le signal dans un intervalle de ± 1 ou 2 fois la résolution expérimentale. Le graphique de gauche présente les limites pour différents estimateurs (en intégrant le signal sur ± 2 fois la résolution expérimentale) : trois couples (α, β) et la découverte à 5σ	209
6.47	Le graphique de gauche présente les courbes de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues avec une luminosité de $1 fb^{-1}$ et les incertitudes systématiques associées. Le graphique de droite présente les courbes de découverte à $(5 \sigma, 5 \sigma)$ obtenues avec différentes luminosités (de 1 à $100 fb^{-1}$).	210

Bibliographie

- [1] J. Hewett et T. Rizzo.
- [2] A. Leike. The phenomenology of extra neutral gauge boson.
- [3] CERN. The Large Hadron Collider, Conceptual Design, 1995.
- [4] LEP. <http://committees.web.cern.ch/Committees/LEPC/WelcomeLEPC.html>.
- [5] Tevatron. <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [6] ILC. <http://www.linearcollider.org/cms/>.
- [7] G. Abbiendi et al. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *Phys. Rev. Lett.*, B565 :61–75, 2003.
- [8] The D0 experiment. <http://www-d0.fnal.gov/>.
- [9] The CDF experiment. <http://www-cdf.fnal.gov/physics/physics.html>.
- [10] C.E. Hill et al. Tests of the cern proton linac performance for lhc-type beams. In *Conférence internationale Linac 2000*, 2000.
- [11] R. Cappi et al. The CERN PS complex as part of the LHC injector chain. In *IEEE Particles Accelerators*, 1991.
- [12] CERN. *The SPS as Injector for LHC, Conceptual Design*. P. Collier, 1997.
- [13] Collaboration ATLAS. ATLAS : A Toroidal LHC Apparatus Technical Proposal, 1994.
- [14] Collaboration CMS. The Compact Muon Solenoid Technical Proposal, 1994.
- [15] Collaboration ALICE. A Large Ion Collider Experiment Technical Design Report, Avril 1995.
- [16] Collaboration LHCb. A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays LHCb Technical Proposal, 1998.
- [17] Collaboration TOTEM. TOTEM Technical Design Report : Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN, 2004.
- [18] D.H. Perkins. Introduction to High Energy Physics, 1987.
- [19] The L3 experiment. www.cern.ch.
- [20] The ALEPH experiment. <http://aleph.web.cern.ch/aleph/>.
- [21] CMS Collaboration. CMS : Detector Performance and Software, Physics Technical Design Report, Volume I, février 2006.
- [22] CMS HCAL Collaboration. Design, performance, and calibration of cms hadron end cap calorimeters.
- [23] CMS Collaboration. The CMS experiment at the LHC experiment. submitted to the Journal of Instrumentation, November 2007.

-
- [24] CMS Collaboration. CMS : The Tracker Project Technical Design Report, avril 1998.
- [25] L.Borello et al. Sensor Design for the CMS Silicon Strip Tracker, 2003.
- [26] M.Axer et al. Tests of Silicon Detector Modules for the Tracker End Cap with the ARC System, 2003.
- [27] J.C.Fontaine et al. Petal Integration for the CMS Tracker End Caps. *CMS Note*, April 2008.
- [28] U.Goerlach. Industrial Production of Front-End Hybrids for the CMS Silicon Tracker. In *9th Workshop on Electronics for LHC Experiments*, Amsterdam, Netherlands, 2003.
- [29] L.Jones. APV25 User's Guide, 2002.
- [30] P.Murray. APVMUX User's Guide, 2000.
- [31] J.Troska et al. Prototype Analogue Optohybrids for the CMS Outer Barrel and Endcap Tracker. In *6th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, Stockholm, 2001.
- [32] J.Troska et al. Optical Readout and Control Systems for the CMS tracker. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 50, 2003.
- [33] J.Coughlan et al. The CMS Tracker Front-End Driver. In *9th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, Amsterdam, Netherlands, 2003.
- [34] P.Morcira K.Kloukinas, A.Marchioro and P.Placidi. A 40 MHz clock and trigger recovery circuit for the CMS tracker fabricated in a 0.25 μm CMOS technology using a self calibration technique. In *5th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, Snowmass, Colorado, USA, 1999.
- [35] A.Marchioro G.Magazzu and P.Moreira. The Detector Control Unit :An ASIC for the Monitoring of the CMS Silicon Tracker. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 51, 2004.
- [36] E.Noah et al. Qualification of the CMS Tracker Control Link Digital Optohybrid. In *10th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, Boston, 2004.
- [37] A.Marchioro C.Ljustin and C.Paillard. The CCU25 : a network oriented Communication and Control Unit integrated circuit in a 0.25 μm CMOS technology. In *8th Workshop on Electronics for the LHC experiments*, Colmar, France, 2002.
- [38] Philips Semiconductors. The I^2C -bus specification, janvier 2000.
- [39] K.Gill et al. Progress on the CMS Tracker System Control. In *11th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments LEEC*, Heidelberg, Germany, 2005.
- [40] CERN. TTCvx Technical description and users manual.
- [41] RWTH Aachen. Data sheet for Multi-Service Cables.
- [42] R.Adolphi. *Construction and Calibration of the Laser Alignment System for the CMS Tracker*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2006.
- [43] W. Adam E.Widl, R. Fruhwirth. A Kalman Filter for Track-based Alignment, 2006.
- [44] V.Blobel and C.Kleinwort. A new method for high-precision alignment of track detectors. In *Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics*, Durham, England, 2002.
- [45] CMS Collaboration. The Compact Muon Solenoid : Technical Proposal, décembre 1994.
- [46] Richard Brauer. *Integration of the End Cap TEC+ of the CMS Silicon Strip Tracker*. PhD thesis, Aachen, 2008.
- [47] CERN. <http://itcobe.web.cern.ch/itcobe/Services/Pvss/GettingStarted/introductionToPvss.html>.

-
- [48] Molex. <http://www.molex.com>.
- [49] P. W. Higgs.
- [50] G.Parisi et R.Petronzio N.Cabbibo, L.Maiani.
- [51] Kurt Riesselmann. Limitations of a standard model higgs boson.
- [52] G. Isidori G.Altarelli.
- [53] LEP Working Group.
- [54] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches. Search for the standard model higgs boson at lep.
- [55] et al The Super-Kamiokande Collaboration : Y.Ashie. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys.Rev.Lett.*, 101801, 2004.
- [56] J. K. Yoh. The discovery of the b quark at fermilab in 1977 : the experiment coordinator's story.
- [57] Stefano Catani. Aspects of qcd, from the tevatron to the lhc.
- [58] F. Maltoni R. Frederix. Top pair invariant mass distribution : a window on new physics.
- [59] D. Stump et al. Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics. *Journal of High Energy Physics*, 10, 2003.
- [60] DZero Collaboration.
- [61] L.H. Orr U. Baur, M. Buice. Direct measurement of the top quark charge at hadron colliders.
- [62] CDF Collaboration. Limits on the production of narrow tt resonances in ppbar collisions at sqrt(s)=1.96 tev.
- [63] DØ Collaboration.
- [64] J.Kalinowski A. Djoudi and M.Spira. Hdecay : a program for higgs boson decay in the standard model and its supersymmetric extension. 1998.
- [65] A. Strange et S. Willenbrock D.Dicus. Higgs decay to top quarks at hadron colliders.
- [66] K. Gaemers et F. Hoogeveen.
- [67] S. Dawson. The mssm and why it works.
- [68] S. Willenbrock D.Dicus, A. Stange. Higgs decay to top quarks at hadron colliders.
- [69] S. Glashow and S. Weinberg.
- [70] G.D'Ambrosio et al. Minimal flavour violation : an effective field theory approach.
- [71] A. Manohar et M. Wise. Flavor changing neutral currents, and extended scalar sector, and the higgs production rate at the lhc.
- [72] H. Georgi and S. Glashow. Unity of all elementary forces.
- [73] J. Pati and A. Salam. Lepton number as the fourth color.
- [74] J. Schwarz E. Cremmer, J. Scherk. Spontaneously broken n=8 supergravity.
- [75] S. Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking.
- [76] L. Susskind. Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the weinberg-salam theory.
- [77] E. Eichten and K. Lane. Dynamical breaking of weak interaction symmetries.
- [78] C. T. Hill and S. Parke. Top production : sensitivity to new physics.

-
- [79] C. T. Hill R. Harris and S. Parke. Cross section for topcolor z' decaying to $t\bar{t}$.
- [80] P. Frampton and S. Glashow. Chiral color : an alternative to the standard model.
- [81] G. Rodrigo. Axigluon signatures at hadron colliders.
- [82] G. Dvali N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos. The hierachy problem and new dimensions at a millimeter.
- [83] R. Sundrun L. Randall. A large mass hierachy from small extra dimension.
- [84] T. Sjostrand. Monte Carlo generators.
- [85] T.Sjostrand et al. *Comput.Phys.Commun.*, 135, 2001.
- [86] et al. G. Corcella. HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes).
- [87] M.L. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *Journal of High Energy Physics*, 0307, 2003.
- [88] Tim Stelzer Fabio Maltoni. *Journal of High Energy Physics*, 0302, 2003.
- [89] J.Heyninck. *The CMS Top Quark Physics Potential with 1 fb⁻¹ of Data*. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, 2008.
- [90] A. D. Martin et al. Parton distributions and the LHC : W and Z production. *European Physics Journal*, C14, 2000.
- [91] Jonathan Pumplin et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *Journal of High Energy Physics*, 07, 2002.
- [92] Tim Stelzer Fabio Maltoni. *Journal of High Energy Physics*, 0302, 2003.
- [93] S. Agostinelli et al. GEANT4 Collaboration. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506, 2003.
- [94] CMS Fast Simulation.
- [95] A. Heister et al. Measurement of jets with the CMS detector at the LHC. 2006.
- [96] R.Harris. Jet calibration from dijet balancing. 2005.
- [97] A.Ulyanov V.Konopliankov, O.Kodolova. Jet Calibration using gamma+jet Events in the CMS Detector. 2006.
- [98] J. DHondt et al. Light Quark Jet Energy-Scale Calibration Using the W-Mass Constraint in Single-Leptonic $t\bar{t}$ Events. 2006.
- [99] S.Lowette. *B-Tagging as a Tool for Charged Higgs Boson Identification in CMS*. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, 2006.
- [100] Christian Uwe Weiser. A Combined Secondary Vertex Based B-Tagging Algorithm in CMS. 2006.
- [101] A. Bocci et al. Tagging b jets with electrons and muons at CMS. 2006.
- [102] CMS Collaboration. Missing Et performance in CMS. December 2007.
- [103] S.Baffioni et al. Electron reconstruction in CMS. 2006.
- [104] S.Baffioni et al. Discovery Potential for the SM Higgs Boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ Decay Channel. 2006.
- [105] CMS. Section efficaces calculées avec ALPGEN.
- [106] R.Bonciani et al. *Nucl.Phys.*, B529, 1998.
- [107] M.L. Mangano S. Frixione. How accurately can we measure the W cross section ? *Journal of High Energy Physic*, 405, 2004.

-
- [108] D.R. Stump. A new generation of CTEQ parton distribution functions with uncertainty analysis. In *31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002)*, Amsterdam, The Netherlands, July 2002.
- [109] A. De Roeck P. Bartalini, R. Chierici. Guidelines for the Estimation of Theoretical Uncertainties at the LHC.
- [110] CMS. Cmssw application framework.
- [111] S.Lowette et al. The Top Quark Analysis Framework. December 2007.
- [112] CMS Collaboration. CMS High Level Trigger. [https : //twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/HighLevelTrigger06ExerciseDocumentation/hlt_temp_v2.5.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/HighLevelTrigger06ExerciseDocumentation/hlt_temp_v2.5.pdf) June 2007.
- [113] Ian Tomalin. b Tagging in CMS. 2007.
- [114] Yumiceva. Operating points for 07' notes (CMSSW 13X).
- [115] B-tagging operating points.
- [116] Particle Data Group.
- [117] J.Wolberg. *Data Analysis Using the Least-squares Method : How to extract the most information from experiments*. Springer, 2006.
- [118] J. DHondt et al. Fitting of Event Topologies with External Kinematic Constraints in CMS. 2006.
- [119] D'Hondt et al. Light quark jet energy scale calibration using the W mass constraint in single-leptonic ttbar events. 2006.
- [120] Giovanni Punzi. Sensitivity of searches for new signals and its optimization.
- [121] MatteoCacciari et al. Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC. 2008.

