



Perspectives de mesure de la masse du quark Top avec le detecteur ATLAS

Pierrick Roy

► **To cite this version:**

Pierrick Roy. Perspectives de mesure de la masse du quark Top avec le detecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2002. Français. <tel-00001673>

HAL Id: tel-00001673

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001673>

Submitted on 11 Sep 2002

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.

Résumé

Ce document présente le travail réalisé pour instrumenter les “Super-Tiroirs”, supports de l’électronique frontale du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d’ATLAS, ainsi que l’analyse préparatoire de mesure de la masse du quark Top avec le détecteur ATLAS. Dans un premier temps, la partie instrumentale expose les différentes étapes ayant conduit à l’instrumentation. Ceci a nécessité en amont une phase dite d’intégration, lors de laquelle des méthodes ont été développées pour résoudre les problèmes liés aux contraintes d’espace et à l’ergonomie lors de l’assemblage des Super-Tiroirs. L’expérience acquise lors de cette première phase a permis la rédaction du protocole de montage des Super-Tiroirs et la mise en place des deux chaînes de montage. Les dix premiers Super-Tiroirs ont ainsi été produits pour la période de faisceaux 2001, et le démarrage de la production en continu des 260 Super-Tiroirs restants doit commencer en juin 2002. Dans la partie analyse, cette thèse traite de la mesure précise de la masse du quark Top dans le canal lepton plus jets. Il est montré en premier lieu que les incertitudes systématiques domineront la précision de la mesure, en particulier la connaissance de l’échelle d’énergie des jets ainsi que les rayonnements de gluons dans l’état final, conduisant à une erreur totale d’environ 2 GeV. Il est ensuite montré que les mêmes événements peuvent être utilisés pour l’étalonnage en énergie des jets légers à mieux que le pour-cent. Enfin l’utilisation d’un ajustement cinématique devrait permettre de réduire l’impact des effets dus à la connaissance de l’échelle d’énergie des jets légers ainsi qu’aux rayonnements dans l’état final. Une incertitude totale sur la mesure de la masse du quark Top à mieux que 1 GeV paraît envisageable en une année de prise de données à basse luminosité, cette incertitude étant dominée par la connaissance de l’échelle d’énergie des jets de quarks b, supposée à 1%.

Mots clés : ATLAS, TILECAL, Super-Tiroir, électronique frontale, quark Top, masse du Top, calibration des jets

Abstract

This document presents the work done to instrument the “Super-Drawers”, supports of the front-end electronics of the Tile Calorimeter, as well as the preparatory analysis of the Top quark mass measurement with ATLAS detector. Initially the instrumental part exposes the various stages having led to the instrumentation. This required upstream a phase called integration, where methods were developed to cope with space and ergonomic constraints during the assembly of the Super-Drawers. The experience accumulated in this first phase allowed the drafting of the protocol of assembly of the Super-Drawers and the installation of the two assembly lines. The first ten Super-Drawers were thus produced for the 2001 test- beam period, and the continuous production of the 260 remaining Super-Drawers must start in June 2002. In the analysis part, this thesis deals with the precise measurement of the Top quark mass in the lepton plus jets channel. It is initially shown that systematic uncertainties will dominate the precision on the measurement, in particular the knowledge of the jet energy scale as well as the final state radiations, leading to a total error of approximately 2 GeV. It is then shown that the same events can be used for the energy calibration of the light jets to better than 1%. Finally, the use of a kinematic fit should make it possible to reduce the impact of the effects due to the knowledge of the light jets energy scale like to the final state radiations. A total uncertainty to the measurement of the Top mass less than 1 GeV appears possible in one year of data taking at low luminosity, this uncertainty being dominated by the knowledge of the b-quark jet energy scale, supposed known at 1% level.

Key words: ATLAS, TILECAL, Super-Drawers, front-end electronic, Top quark, Top mass, jet calibration

Remerciements

Je remercie Monsieur Bernard Michel, Directeur de Recherche au CNRS et Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je suis également très sincèrement reconnaissant envers Monsieur Dominique Pallin, Chargé de Recherche au CNRS, pour avoir encadré et été le guide de cette thèse. Ce travail doit énormément à son dynamisme, ses compétences et, plus que tout, à ses qualités humaines.

Madame Marina Cobal-Grassmann, coordinatrice du groupe de travail Top d'ATLAS, et Monsieur Daniel Fournier, Directeur de Recherche au CNRS, ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse, je les remercie vivement pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce mémoire, ainsi que pour toutes leurs remarques et commentaires.

J'exprime ma profonde gratitude à Madame Vanina Ruhlmann-Kleider, physicienne au CEA, d'avoir accepté de participer à ce jury, ainsi que pour la pertinence de ses commentaires et suggestions.

Je remercie également Monsieur Rupert Leitner, chef de projet du Tilecal, et Monsieur Jean-Paul Martin, Directeur de Recherche au CNRS, de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de cette thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur François Vazeille, responsable de l'équipe ATLAS au laboratoire, de m'avoir accueilli dans l'équipe, et pour sa relecture détaillée de ce document.

Mes remerciements vont également à tous les membres de l'équipe ATLAS, en particulier Fabrice et Christophe pour leur aide en informatique, Philippe Gris pour la lecture de ce document. Je joins à ces remerciements Philippe Grenier, pour son aide précieuse au début de cette thèse, ainsi que pour ces conseils "consistants".

J'adresse mes remerciements à Catherine, Stéphanie, Franck, Régis, et tous ceux que j'ai oubliés, mais qui se reconnaîtront, pour leur sympathie et pour toutes les discussions, aussi variées que possible, lors des pauses cafés.

J'aimerais aussi remercier mes amis bretons qui ont fait le déplacement jusqu'en Auvergne pour venir assister à la soutenance, et bien sûr participer au pot qui a suivi !

Mes remerciements vont également à mes parents, qui m'ont toujours laissé choisir ma voie, et m'ont toujours encouragé. Cette thèse leur doit certainement beaucoup.

Enfin, je ne pourrais terminer ces quelques lignes sans remercier Laura, mon épouse, pour son soutien, sa patience et ses encouragements tout au long de cette thèse.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique du quark Top	3
1.1 Introduction	3
1.2 Des quarks aux jets : cascade de partons et hadronisation	12
1.3 Le quark Top	14
1.3.1 Nombre de familles de quarks	14
1.3.2 Caractéristiques du quark Top	18
1.3.3 Nécessité d'une mesure précise de M_{Top}	24
2 Le dispositif expérimental	27
2.1 Le Large Hadron Collider	27
2.1.1 Description	27
2.1.2 Les détecteurs	28
2.2 Le détecteur ATLAS	29
2.2.1 Programme de physique : impacts sur les sous-détecteurs	29
2.2.2 Les sous-détecteurs d'ATLAS	30
3 Intégration et production de l'électronique frontale du Tilecal	45
3.1 Le Tilecal	45
3.1.1 Description	45
3.1.2 L'optique du Tilecal	46
3.1.3 Supports de l'électronique frontale du Tilecal : les Tiroirs	47
3.2 L'électronique de lecture du Tilecal	49
3.2.1 Les blocs photomultiplicateurs	49
3.2.2 Alimentation en haute-tension des blocs photomultiplicateurs	53
3.2.3 Electronique de lecture	53
3.3 Intégration et assemblage des super-tiroirs	55
3.3.1 Intégration	55
3.3.2 Montage et production	62
4 Méthodes de mesure de la masse du quark Top	65
4.1 Mesure directe de la masse du quark Top au Tevatron	65
4.1.1 Tevatron : Run I	65

4.1.2	Tevatron : Run II	71
4.1.3	Du Tevatron vers le LHC	72
4.2	Mesure de M_{Top} avec ATLAS	73
4.2.1	Canal tout hadronique	73
4.2.2	Canal dilepton	75
4.2.3	Canal avec un J/ψ dans l'état final	75
4.2.4	Canal lepton plus jets	77
5	Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS	79
5.1	Génération des événements et simulation du détecteur	79
5.2	Sélection des événements. Rejection du bruit de fond	80
5.3	Topologie des événements $t\bar{t}$	83
5.4	Reconstruction du côté hadronique	87
5.4.1	Reconstruction du W	87
5.4.2	Reconstruction du quark Top	91
5.4.3	Estimation de la masse du quark Top	97
5.5	Conclusions	103
6	Etalonnage des jets légers	105
6.1	Méthodes de calibration in-situ	105
6.1.1	Calibration des hadrons chargés: méthode E/p	105
6.1.2	Balance en impulsion transverse: Z+jet	106
6.2	Etalonnage des jets légers avec le canal $t\bar{t}$ en lepton plus jets	106
6.2.1	Ajustement en énergie	107
6.2.2	Ajustement en énergie et en direction	111
6.2.3	Correction angulaire	113
6.3	Discussions	115
7	Ajustement cinématique	121
7.1	Introduction	121
7.2	Reconstruction du côté leptonique	121
7.2.1	Reconstruction du neutrino	121
7.2.2	Reconstruction du quark Top	122
7.3	Reconstruction du système $t\bar{t}$	124
7.4	Ajustement cinématique	124
7.4.1	Méthode d'ajustement à la CDF	124
7.4.2	Ajustement en énergie et en direction	127
7.4.3	Qualité de la reconstruction, influence sur la masse du quark Top.	129
7.4.4	Estimation de la masse du quark Top	129
7.5	Erreurs systématiques	131

TABLE DES MATIÈRES**iii**

8	Autres méthodes de mesure de la masse du quark Top	135
8.1	Top de haute impulsion transverse	135
8.2	Définition continue des jets	137
	Conclusions	139

Introduction

Les différents tests du Modèle Standard effectués depuis sa formulation n'ont jamais pu le remettre en cause. Toutes les mesures confirment la description des interactions entre particules données par le Modèle Standard. Celui-ci laisse toutefois des zones d'ombres, en particulier pour ce qui est du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, mécanisme indispensable à la génération de la masse des particules. Tout porte à croire que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective de basse énergie valide jusqu'à l'échelle du TeV.

Le but des prochaines générations de collisionneurs de particules est de défricher le terrain aux alentours du TeV, où la survie de la plupart des théories au delà du Modèle Standard nécessite l'observation de nouveaux phénomènes. Le LHC, ou Large Hadron Collider, a été pensé dans ce sens. La grande énergie disponible (14 TeV) ainsi que la très haute luminosité ($10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) permettront de couvrir un vaste programme de physique, allant des mesures de précision sur les paramètres du Modèle Standard jusqu'à la recherche de nouvelles particules, boson(s) de Higgs inclu(s).

Le détecteur ATLAS sera l'une des expériences qui fonctionnera auprès du LHC. Le travail présenté dans ce mémoire a porté sur l'intégration et l'assemblage de l'électronique frontale du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes, ainsi que sur l'étude prospective d'une mesure précise de la masse du quark Top dans le canal lepton plus jets. De plus, cette étude a conduit naturellement à mettre en oeuvre une méthode originale d'étalonnage à partir de ce canal de désintégration.

Les deux premiers chapitres introduisent le cadre théorique et le dispositif expérimental. Une description du Modèle Standard sera tout d'abord donnée dans le premier chapitre, en insistant sur la nécessité de l'existence du quark Top (découvert en 1995) et l'importance d'une mesure précise de sa masse. L'introduction du LHC, le Grand Collisionneur de Hadrons, et du détecteur ATLAS sera exposé au chapitre deux.

Dans le troisième chapitre, le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes, détecteur de grande importance pour la mesure des jets et donc pour l'étude du quark Top, sera présenté. Seront ensuite exposés, les divers aspects concernant l'intégration de l'électronique frontale, ainsi que les moyens mis en oeuvre pour faciliter et réduire les risques d'erreurs lors de l'assemblage.

Les chapitres suivants s'articulent autour du quark Top, et en particulier la mesure précise de sa masse. Le quatrième chapitre présente les différentes méthodes de mesure qui ont été réalisées auprès du Tevatron ainsi que les performances attendues pour le "run II". Les perspectives de mesure de M_{Top} offertes par ATLAS dans les canaux de désintégration tout hadronique et tout leptonique seront également présentées. Le canal lepton plus jets est étudié dans les chapitres suivants, les chapitres cinq, six et sept détaillant les analyses

effectuées dans le cadre de cette thèse, le chapitre huit exposant brièvement deux autres méthodes de mesure de M_{Top} dans ce canal.

Dans le cinquième chapitre, la sélection des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets sera décrite, le point de départ de l'analyse étant l'étude faite pour le TDR¹ d'ATLAS. La prise en compte des événements avec un seul jet étiqueté b a nécessité une amélioration de la sélection permettant ainsi d'obtenir un lot final de pureté comparable avec deux fois plus de statistique. Il sera montré dans ce chapitre que les principales limitations d'une mesure précise de la masse du quark Top viennent de la connaissance limitée de l'échelle d'énergie des jets ainsi que des radiations dans l'état final.

Dans le sixième chapitre une méthode d'étalonnage de l'énergie des jets légers, primordiale pour la mesure de M_{Top} , fondée sur la désintégration des W sera proposée. L'utilisation de la masse du W a déjà été étudiée par le passé comme moyen d'étalonnage, par réajustement global de l'impulsion des jets. L'originalité de la méthode repose ici sur un étalonnage événement par événement sans aucune connaissance à priori de la forme de la fonction de correction en énergie, et permettant de s'affranchir des effets liés aux radiations dans l'état final.

La masse du quark Top sera estimée dans le septième chapitre à l'aide d'un ajustement cinématique. Il sera montré que le traitement particulier de la sortie de l'ajustement devrait permettre une mesure de M_{Top} à 1 GeV près.

Chapitre 1

Physique du quark Top

1.1 Introduction

Notre connaissance actuelle de la matière est décrite par le Modèle Standard, synthèse des théories développées pour décrire les particules fondamentales, formant la matière, et leurs interactions. Dès le début du 19^{ème} siècle, Dalton introduisit l'atome¹(du grec *atomos* “qu'on ne peut couper, indivisible”) pour décrire les différences entre les éléments. Mendeleïev se servit de ce concept pour classer les différents éléments selon leur poids atomique, et put prédire l'existence d'éléments non-encore découverts. L'introduction de l'atome permettait une classification des éléments, mais ne permettait pas une véritable compréhension de la matière.

L'atome indivisible?

Il a fallu attendre la fin du 19^{ème} siècle pour que la matière commence à livrer ses premiers secrets. En 1897, la découverte de l'électron par Thomson fit perdre à l'atome son sens étymologique. La mise en évidence du noyau atomique par Rutherford 10 ans plus tard venait confirmer la structure composite de l'atome, où l'électron de charge négative “gravite” autour du noyau, de charge positive. Au noyau d'hydrogène, fut donné le nom de proton. Néanmoins de nombreux problèmes subsistaient encore. Ainsi, en considérant un atome comme formé d'électrons et de protons, la masse atomique n'est pas proportionnelle à la charge du noyau². La présence d'un objet de même masse que le proton mais ne portant pas de charge électrique était alors soupçonnée, et c'est en 1932 que le neutron fut découvert par James Chadwick.

L'atome possédait donc une structure composée d'électrons, de protons et de neutrons. L'arrangement de ces “briques” fondamentales déterminait les propriétés physico-chimique des éléments. Néanmoins la matière n'avait pas encore dévoilé tous ses mystères.

1. Environ 2000 ans auparavant, le concept d'atome avait été introduit par Démocrite et les *atomistes* comme unique brique fondamentale des quatre éléments.

2. Correspondant au numéro atomique dans la classification de Mendeleïev, et exactement compensée par la charge négative des électrons.

Les particules et leurs interactions

Un an avant la découverte de l'électron, Becquerel avait observé qu'un sel d'uranium produisait un rayonnement inconnu, capable d'ioniser l'air et sensibiliser une plaque photographique dans le noir. Pierre et Marie Curie montrèrent que ce phénomène pouvait être obtenu avec d'autres corps, et lui donnèrent le nom de radioactivité. Parmi les différents types de radioactivité, l'émission de particules β , où un électron s'échappe du noyau radioactif, avait la fâcheuse tendance à ne pas respecter le principe de conservation de l'énergie. En effet l'observation des désintégrations β faisait apparaître deux corps, ce qui aurait dû, en théorie, impliquer un comportement mono-cinétique de l'électron, et pourtant le spectre du rayonnement s'avérait continu.

Dans une lettre datée du 4 décembre 1930 [1], Wolfgang Pauli proposa, pour faire face à "*la gravité de la situation*", l'existence d'une nouvelle particule neutre, de masse très faible, qui allait prendre quelques années plus tard le nom de neutrino. L'émission de ce "*petit neutre*" avec l'électron lors de la désintégration β permettait alors de restaurer la conservation de l'énergie.

En parallèle, avec l'avènement de la mécanique quantique, et de la théorie quantique des champs (où les champs sont définis comme opérateurs création et annihilation de particules), Dirac proposa une équation d'onde relativiste pour décrire l'électron. Les solutions de cette équation faisaient intervenir des énergies positives et des énergies négatives. Dirac considéra au départ cette dernière solution comme une aberration mathématique, mais prit conscience qu'au contraire cette solution pouvait correspondre à une nouvelle particule, identique à l'électron, mais de charge opposée. Son intuition fut confirmée en 1931 lorsque Carl Anderson découvrit le positon. Les fondements de la théorie quantique de l'électromagnétisme, ou ElectroDynamique Quantique (QED), étaient posés. Les interactions électromagnétiques apparaissaient comme une théorie de jauge, véhiculées par le photon.

En se calquant sur QED, Fermi développa en 1933 la théorie décrivant la désintégration β , qui allait servir de base à la description des interactions faibles. La désintégration β y était expliquée comme la désintégration dans le noyau atomique d'un neutron en proton, électron et anti-neutrino, comme schématisée sur la figure 1.1.

Ainsi au milieu des années trente, l'électrodynamique quantique et la force nucléaire faible permettaient une description de la cohésion électron-noyau et de la désintégration β , néanmoins la cohésion du noyau n'avait pas d'explication satisfaisante. Dans un noyau, la charge positive des protons aurait dû impliquer qu'ils se repoussent, ce qui contredisait l'observation expérimentale. Pour contrecarrer les effets électromagnétiques du proton, une nouvelle interaction était nécessaire, l'interaction nucléaire forte. En 1935, Hideki Yukawa proposa que, comme dans le cas de QED, l'interaction forte devait se traduire par l'échange de nouvelles particules, les pions. La différence avec QED venait du fait que puisque l'interaction forte était confinée à l'intérieur du noyau, la particule "messagère" devait être environ 200 fois plus lourde que l'électron. Elle devait de plus posséder un spin entier. Ces mésons furent découverts une dizaine d'années plus tard. Entre temps le muon fut découvert, et on pensait au départ qu'il pouvait s'agir, compte tenu de sa masse, du pion de Yukawa, mais la durée de vie de cette nouvelle particule était trop grande par

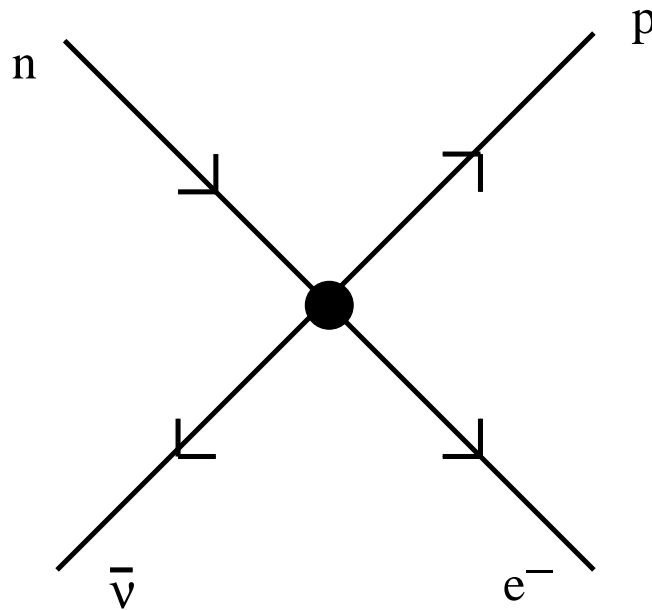


FIG. 1.1 – Schéma de désintégration β . Le neutron se désintègre pour donner un proton, un électron et un anti-neutrino.

rapport aux prédictions de Yukawa.

Les quarks

Les théories de l'interaction électromagnétique, faible et forte, allaient être tour à tour modifiées, pour tenir compte aussi bien des problèmes théoriques que des découvertes expérimentales. L'introduction de la renormalisation, par Feynman, Tomonaga, Schwinger et Dyson, à la fin des années 40 permet de contourner les problèmes de divergences ultraviolettes et de reformuler l'Electrodynamique Quantique dans sa forme finale.

Dans les années 50, Lee et Yang prédirent que les interactions faibles devaient violer la parité, ce qui fut confirmé expérimentalement en étudiant la désintégration β du cobalt 60 [2]. La conséquence était que seuls les neutrinos d'hélicité gauche (resp. antineutrinos d'hélicité droite) étaient sensibles aux interactions faibles à courants chargés. Les années 50 se caractérisèrent également par la découverte d'une multitude de nouvelles particules, mésons de spins entiers, et baryons de spins demi-entiers, ce qui poussa Gell-Mann, Nee'man et Zweig à postuler en 1964 l'existence d'une structure composite aux hadrons, les quarks. Ceux-ci ont été introduits comme représentation fondamentale du groupe $SU(3)_s$. L'apparition de trois quarks et de trois anti-quarks permettait alors la "construction" des hadrons observés. Ces quarks se différencient par leur saveur : Up(quark u), Down(quark d) et Strange(quark s). Avec l'observation du baryon Δ^{++} , un nouveau nombre quantique, la couleur, est nécessaire pour respecter le principe d'exclusion de Pauli. Ce nombre quantique sera identifié plus tard comme correspondant à la charge de l'interaction forte.

L'hypothèse des quarks fut considérée au départ comme un artifice mathématique, pratique pour classer la centaine de particules découvertes. Néanmoins l'existence des quarks

fut confirmée à la fin des années 60 avec des expériences de diffusion électron-nucléon profondément inélastique. A leur tour, le proton et le neutron devenaient des particules composites.

Les interactions électrofaibles

Plusieurs tentatives pour unifier les interactions électromagnétique et faible furent développées avant d'aboutir à la théorie des interactions électrofaibles utilisée aujourd'hui. Celle-ci est fondée sur les travaux de Glashow, [3], Salam [4] et Weinberg [5]. Les interactions faibles et les interactions électromagnétiques sont décrites dans ce modèle par le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, et sont véhiculées par les bosons W^+ , W^- , Z^0 et γ^3 . Les générateurs du groupe de jauge sont l'isospin faible \vec{T} pour $SU(2)_L$, et l'hypercharge faible pour $U(1)_Y$. L'application de la relation de Gell-Mann Nishijima permet de relier ces quantités à la charge électrique :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

Une des caractéristiques des interactions électrofaibles est leur aspect chiral. La prise en compte de la violation de la parité dans les interactions faibles implique que les fermions droits et les fermions gauches ne sont pas traités de la même manière, c'est l'origine de la structure V-A des courants faibles : les fermions se décomposent ainsi en champ gauche et droit, respectivement doublet et singlet de $SU(2)_L$. Les courants chargés vont être issus de l'interaction entre un boson W^\pm et un fermion (anti-fermion) gauche (droit).

C'est par construction que le modèle des interactions faibles de Glashow, Salam et Weinberg (GSW) introduit le boson vecteur Z^0 . Ce modèle prédit par conséquent l'existence d'interactions à courant faible neutre, comme indiqué sur la figure 1.2. La découverte des courants faibles neutres en 1973 au CERN [6], a été l'un des premiers succès du modèle électrofaible GSW.

Là où la théorie de Fermi décrit les interactions faibles sans faire intervenir d'échange de particule, le modèle GSW introduit les bosons vecteurs massifs W et Z . A basse énergie, ces deux descriptions doivent être les mêmes, ce qui permet de relier la constante de couplage de Fermi à une nouvelle constante sans dimension :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.2)$$

Un des points clés de la théorie GSW est l'origine de la masse des particules. L'interaction faible, de par sa faible portée, nécessite que les bosons de jauge soient massifs, ce qui n'est pas prédit a priori par la théorie. Une méthode pourrait être d'inclure les termes de masse "à la main" dans le lagrangien, ce qui aurait pour effet de briser la symétrie, mais surtout de briser l'invariance de jauge. Le mécanisme utilisé par GSW est le mécanisme de Higgs [7], qui brise spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, tout en

3. Ces bosons sont les champs physiques apparaissant après la brisure de la symétrie électrofaible.

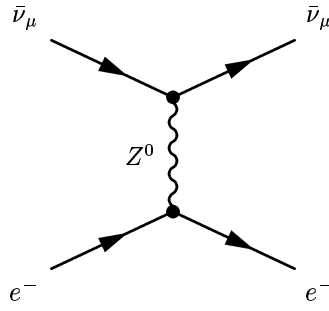


FIG. 1.2 – Diagramme d'interaction à courant faible neutre : $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$.

gardant l'invariance de jauge du lagrangien. Ce mécanisme introduit un doublet de deux champs scalaires complexes :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

En utilisant l'équation 1.1, on en déduit que $Y=1$. Le potentiel intervenant dans le lagrangien est de la forme, avec $\lambda > 0$:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.4)$$

Au minimum du potentiel, on doit avoir :

$$\Phi^\dagger\Phi = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2 \quad (1.5)$$

Pour $\mu^2 > 0$, le minimum est unique. Il est à champ nul et laisse la symétrie invariante. Au contraire, pour $\mu^2 < 0$, le minimum à champ nul est instable, et le minimum stable est à champ non-nul, brisant spontanément la symétrie. Le choix de Higgs a été de prendre [8] :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Le paramètre v est la valeur moyenne dans le vide, non-nulle lorsque la symétrie est brisée. Cette valeur va définir l'état fondamental du vide. En utilisant l'invariance de jauge sous une transformation locale et en développant le champ de Higgs autour de la valeur moyenne dans le vide on obtient :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

En injectant l'expression du champ dans le lagrangien électrofaible, les masses des bosons W^\pm et Z^0 s'expriment par :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.8)$$

Les fermions vont également acquérir une masse, nous en reparlerons dans la section 1.3.1.

Des quatre degrés de libertés définissant le champs (1.3), trois vont être absorbés par les bosons de jauge W^\pm et Z^0 qui acquièrent ainsi une composante longitudinale et par conséquent une masse. Le degré de liberté restant suggère l'existence d'une nouvelle particule scalaire, le boson de Higgs.

Le modèle de Glashow, Salam et Weinberg va introduire une relation entre les masses des bosons de jauge, sans toutefois les prédire explicitement :

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \quad (1.9)$$

D'autre part, à partir de la valeur de la masse du boson W , une estimation du paramètre v est possible :

$$v^2 = 4 \frac{M_W^2}{g^2} = 4M_W^2 \frac{\sqrt{2}}{8M_W^2 G_F} = \frac{\sqrt{2}}{2G_F} \quad (1.10)$$

ce qui donne pour une valeur de la constante de couplage de Fermi de $1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, une valeur $v \simeq 246 \text{ GeV}$, qui correspond à l'échelle d'énergie de la brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Par construction, le boson de Higgs est neutre, ce qui permet au photon de rester sans masse. La symétrie $U(1)_{EM}$ associée à QED reste donc une symétrie exacte.

Le Lagrangien global des interactions électrofaibles va donc faire intervenir [9]:

- Les termes d'énergie cinétiques et d'auto-interaction des bosons de jauge.
- Les termes trilineaires et quadrilineaires des bosons de jauge du secteur faible (reflétant le caractère non-abelien de $SU(2)_L$).
- Les termes d'énergie cinétiques des fermions et leurs interactions avec les bosons de jauge.
- Les termes de masses des bosons de jauge, du boson de Higgs, et les interactions dans les couplages bosons de jauge et de Higgs.
- Les termes de masse des fermions et leur couplage au boson de Higgs. Nous reviendront sur cette composante du Lagrangien dans la section 1.3.

Avant de décrire brièvement l'interaction forte, on peut remarquer que le boson de Higgs, en plus de générer la masse des bosons et des fermions, permet également de garantir la renormalisabilité de la théorie. Le calcul de la section efficace de diffusion élastique $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, en considérant les diagrammes de la figure 1.3, diverge comme s/M_W^2 . Cette divergence est compensée en incluant la contribution du boson de Higgs (diagrammes de la figure 1.4) au calcul de la section efficace. En plus d'être le fondement du mécanisme de génération de la masse, le boson de Higgs est nécessaire pour que la théorie soit renormalisable.

L'interaction forte

Comme nous l'avons vu précédemment, l'interaction forte était décrite au départ en terme d'échange de mésons entre les nucléons. Le postulat de Gell-Mann, et la preuve

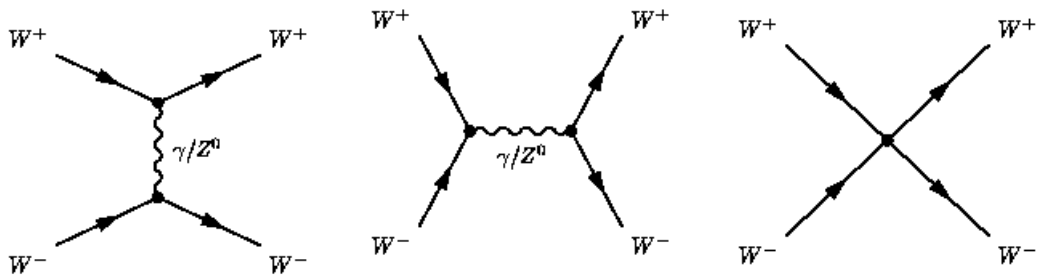


FIG. 1.3 – Diagrammes contribuant à la diffusion W^+W^- , dans la voie t et dans la voie s avec échange d'un boson γ/Z , et par couplage quadrilinéaire.

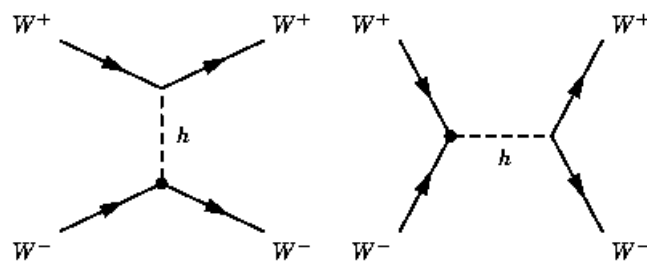


FIG. 1.4 – Diagrammes contribuant à la diffusion W^+W^- , avec échange d'un boson de Higgs.

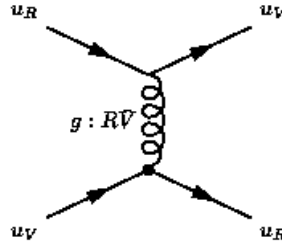


FIG. 1.5 – *Diagramme d'échange de couleur entre deux quarks.*

expérimentale d'une sous-structure au proton ont conduit à modifier notre vision de l'interaction forte. L'existence du baryon Δ^{++} a conduit, par application du principe d'exclusion de Pauli, à l'introduction d'un nouveau nombre quantique, propre aux quarks, la couleur.

La ChromoDynamique Quantique (QCD), née au début des années 1970, est la théorie décrivant l'interaction forte. Elle est basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C$, dont les générateurs sont les huit matrices λ de Gell-Mann associés aux huit états de couleur du boson de jauge de l'interaction forte: le gluon. Les quarks sont traités sous la forme de triplets de couleur :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ \Psi_B \\ \Psi_V \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Les quarks interagissent entre eux par interaction forte en échangeant leur couleur. Le gluon est le vecteur de cet échange, un exemple est donné sur la figure 1.5. Les gluons étant porteurs de couleurs, ils pourront, au contraire du photon, interagir entre eux, reflétant le caractère non-abélien du groupe de jauge.

Dans la section 1.2, la phénoménologie liée à l'interaction forte sera introduite.

Le Modèle Standard

Le Modèle Standard⁴ est la théorie actuelle décrivant l'ensemble des interactions fondamentales entre particules. Il inclut les modèles d'interactions électrofaibles (modèle de Glashow, Salam, Weinberg) et d'interactions fortes (QCD). Le groupe de jauge associé au Modèle Standard est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, qui correspond au produit direct des groupes de jauge définis auparavant. Ce produit direct signifie qu'il n'y a pas unification des interactions fortes et électrofaibles.

Le mécanisme de génération de la masse des bosons et des fermions entraîne que la symétrie est brisée vers le groupe $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$. Cette symétrie apparente traduit la conservation des charges électrique et de couleur dans toutes les interactions.

4. Nous considérons ici le Modèle Standard Minimal, c'est à dire avec un seul doublet de Higgs. Le Modèle Standard en lui-même ne prédit pas le nombre de doublet de Higgs.

	Masse	Charge Electrique (Unité de e)	Année de Découverte
Leptons			
Electron	~ 0.511 MeV	-1	1897
ν_e	< 3 eV	0	1956
Muon	~ 105.7 MeV	-1	1937
ν_μ	< 0.19 MeV	0	1962
Tau	~ 1.78 GeV	-1	1975
ν_τ	< 18.2 MeV	0	2000[13]
Quarks			
Up	1-5 MeV	2/3	
Down	3-9 MeV	-1/3	
Charm	1.15-1.35 GeV	2/3	1974
Strange	75-170 MeV	-1/3	
Top	~ 175 GeV	2/3	1995
Bottom	4.0-4.4 GeV	-1/3	1977
Bosons			
Photon	0	0	1923
W^\pm	80.42 GeV	± 1	1983
Z^0	91.19 GeV	0	1983
gluons	0	0	1979
Higgs	> 114.3 GeV	0	?

TAB. 1.1 – *Contenu en particules du Modèle Standard.*

Le tableau 1.1 donne le contenu en particules dans le Modèle Standard. Elles ont toutes été mises en évidence expérimentalement, sauf le boson de Higgs⁵, dont les recherches directes au LEP ont permis de poser une limite inférieure sur sa masse [11]. Les leptons et les quarks se divisent chacun en trois familles de doublet d'isospin faible. Le Modèle Standard ne prédit pas à priori le nombre de familles, nous verrons dans la section 1.3 que ce nombre est d'au moins trois.

Les différents tests effectués pour vérifier le Modèle Standard n'ont, pour l'instant, pas pu le remettre en cause. Les observables du Modèle Standard sont reliées entre-elles en prenant en compte les corrections radiatives, autorisant ainsi un test de cohérence interne entre les valeurs expérimentales et les valeurs prédites. Les expériences au LEP et au SLC (ainsi qu'au Tevatron pour M_{Top}) ont effectué des mesures de grande précision de ces observables. La figure 1.6 représente l'écart (le nombre d'écart-standard) entre ces valeurs et les valeurs prédites par le Modèle Standard [10]. L'écart le plus important est observé pour l'asymétrie avant-arrière pour les quarks b. Néanmoins, en utilisant toutes

5. Quelques événements ayant une topologie caractéristique d'événements Higgs ont été observés à 115 GeV, limite de sensibilité en M_H du LEP.

les valeurs des observables électrofaibles [12], l'écart des données par rapport aux valeurs prédites du Modèle Standard se traduit par $\chi^2/\text{n.d.l.} = 47.3/38$, soit une probabilité de χ^2 de 14%.

On peut remarquer que malgré les confirmations expérimentales de la cohésion du Modèle Standard au pour mille près, de nombreuses questions restent sans réponses. On peut citer par exemple l'origine du nombre de familles de fermions, la disparité entre les masses des différents fermions, qui s'étalent sur six ordres de grandeurs (sans considérer les neutrinos), ou encore le nombre de paramètres libres dans la théorie : les trois constantes de couplage, les neuf masses des fermions (en supposant la masse des neutrinos nulle), les quatre paramètres de la matrice CKM et les deux paramètres μ et λ du secteur scalaire, ce qui porte à 18 le nombre de paramètres arbitraires : c'est une des lacunes du Modèle Standard.

D'autre part, le secteur scalaire de la théorie souffre d'insuffisances théoriques. L'origine de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est mal connue, celle-ci étant introduite "ad hoc" dans le Modèle Standard pour tenir compte de la masse des bosons W et Z et des fermions. En conséquence, les masses des particules sont des paramètres libres de la théorie. Il apparaît également des insuffisances si l'on regarde les corrections radiatives de la masse du Higgs, celles-ci sont en effet indépendantes de la masse du boson de Higgs, et varient comme le carré de l'échelle d'énergie Λ . Ainsi pour des énergies approchant l'échelle de Planck, ou de Grande Unification, la masse du Higgs est attirée vers ces échelles. C'est le problème de non-naturalité. La seule issue pour la cohérence du Modèle Standard est d'effectuer un ajustement très fin des paramètres du secteur scalaire.

A l'heure actuelle, tout porte à croire que le Modèle Standard est, à son tour, une théorie effective de "basse" énergie, valide jusqu'à une échelle de l'ordre du TeV. La question la plus fondamentale étant sans doute l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, en d'autres termes : quelle est l'origine de la masse des particules ?

1.2 Des quarks aux jets : cascade de partons et hadronisation

Les quarks sont les seules particules à subir les trois interactions décrites précédemment⁶. Porteurs de couleurs, ils interagissent donc par interaction forte. La couleur n'a jamais été observée expérimentalement, et par voie de conséquence on n'a jamais observé de quarks libres. C'est le phénomène de confinement qui entraîne que les seules particules observées sont neutres de couleur. Les quarks apparaissent donc sous la forme d'états liés, les hadrons.

Ce comportement implique que la constante de couplage de l'interaction forte α_S doit décroître avec l'énergie, et tendre vers 0 lorsque l'énergie tend vers l'infini, c'est la liberté

6. Les quarks possédant une masse, ils devraient à priori également subir l'interaction gravitationnelle, qui compte tenu de sa faiblesse n'a pas été considérée ici.

Winter 2001

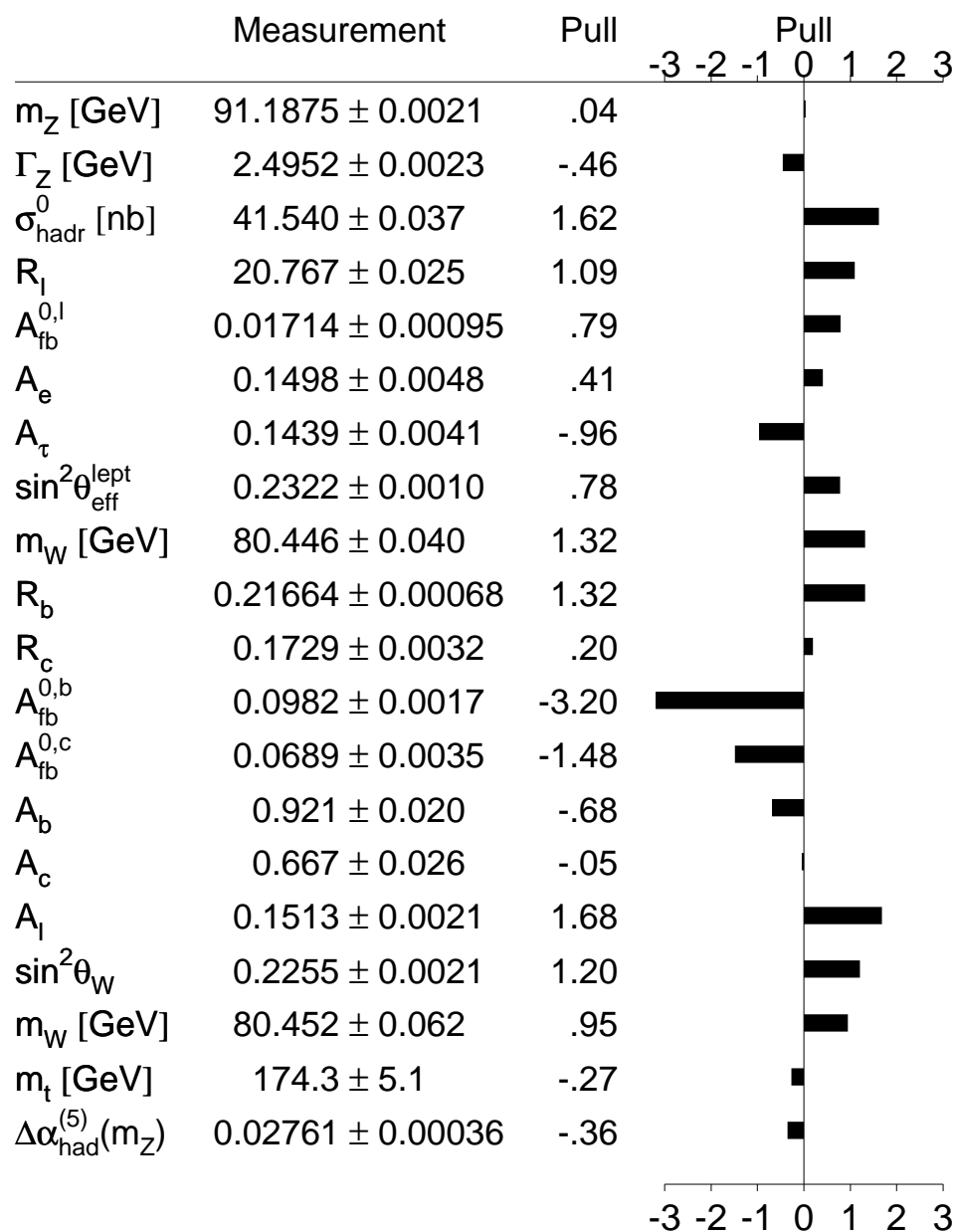


FIG. 1.6 – *Ecart entre les valeurs mesurées des observables électrofaibles et les valeurs prédites par le Modèle Standard.*

asymptotique, qui permet un traitement perturbatif de QCD. A basse énergie au contraire, le confinement complique les choses, rendant instable un système coloré à grande distance. QCD devient non perturbative à une certaine échelle d'énergie, Λ_{QCD} , de l'ordre de 200 MeV. A grande énergie, les partons (quarks et gluons) peuvent donc être considérés comme libres. L'évolution se traduit en premier lieu par la cascade de parton, qui peut faire appel à un traitement perturbatif. Cette cascade se traduit par les processus $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$, où chaque processus est décrit par une probabilité de type $1 \rightarrow 2$. L'évolution de ces probabilités en fonction de Q^2 est décrite par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [15]. Ces équations sont utilisables dans le domaine de perturbativité, d'un point de vue phénoménologique la cascade de parton prend fin typiquement lorsque l'énergie disponible est de l'ordre du GeV.

Dans le domaine non-perturbatif, il est nécessaire de faire appel à des modèles phénoménologiques pour décrire l'hadronisation. Le modèle généralement employé, comme dans le programme de simulation Pythia[74], est le modèle des cordes (modèle de Lund). Schématiquement, deux partons sont reliés par une corde dont la tension, donc l'énergie potentielle, augmente avec la distance entre les deux partons. Lorsque l'énergie potentielle accumulée est suffisante, la corde se rompt et laisse apparaître à chaque bout un nouveau parton. Ce processus est itéré jusqu'à ce que la masse invariante du nouveau système soit inférieure à un certain seuil. Dans ce cas, un hadron est formé. Suivant leur stabilité, ces hadrons peuvent se désintégrer. Un jet est donc un ensemble de particules stables résultant de l'hadronisation d'un quark.

Pour rendre compte des spectres d'impulsions observés, on utilise des fonctions de fragmentation qui décrivent la fraction d'énergie emportée par le hadron formé. Pour des quarks u, d ou s, la fonction utilisée en général est la fonction de fragmentation symétrique de Lund. Pour les quarks c et b, la fonction que nous avons utilisée est la fonction de Peterson, qui fait apparaître un seul paramètre $\epsilon_{c,b}$.

1.3 Le quark Top

Le quark Top est le sixième quark, et le dernier nécessaire à la cohérence du Modèle Standard. Nous introduisons dans un premier temps les arguments qui ont conduit à la nécessité d'avoir au minimum six quarks, regroupés en trois doublets d'isospin.

Nous discuterons ensuite le rôle que joue le quark Top dans le cadre du Modèle Standard, en insistant particulièrement sur l'intérêt d'une connaissance précise de sa masse.

Enfin nous passerons en revue les mécanismes de production et de désintégration des quarks Top.

1.3.1 Nombre de familles de quarks

Les quarks avant 1970

La théorie de Fermi des désintégrations β pouvait s'appliquer sur les nouvelles résonances découvertes au cours des années 50, ce qui donnait des prédictions sur les rapports d'embranchements. En particulier la désintégration β du baryon étrange Λ^0 fut étudiée par

Feynman et Gell-Mann, qui calculèrent un rapport d'embranchement de 1.6% [14]. Ce résultat s'avéra en désaccord avec les données expérimentales qui obtenaient un rapport de seulement 0.085%.

Ce désaccord semblait indiquer que la constante de couplage faible n'était pas universelle, ce qui n'était pas très satisfaisant pour la cohésion de la théorie. L'idée de Cabibbo [16] fut de supposer l'existence d'un mélange, dans les désintégrations du Λ^0 , de processus avec et sans conservation de l'étrangeté. En terme de quarks, cela revenait à supposer que les états propres de l'interaction faible étaient des combinaisons linéaires des états propres de masse :

$$d^I = \cos\theta_C \times d^M + \sin\theta_C \times s^M \quad (1.12)$$

L'indice I spécifie l'état propre d'interaction faible, l'indice M se référant à l'état propre de masse. Le paramètre θ_C représente l'angle de mélange de Cabibbo.

Cette approche permettait alors d'assurer l'universalité de la constante de couplage faible. En comparant les désintégrations $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, l'angle de Cabibbo a pu être déterminé. Avec ce schéma de désintégration, le rapport d'embranchement $BR(\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \nu)$ vaut environ 0.075%, en bon accord avec l'expérience.

Vers deux familles de quarks : le mécanisme de GIM et les anomalies de triangles

Au début des années 70, deux familles de leptons avaient été observées (électron, muon et leur neutrino associés), et la preuve de l'existence d'une sous-structure des nucléons indiquait qu'il y avait au moins trois quarks, de saveurs u, d et s.

Glashow, Iliopoulos et Maiani supposèrent l'existence d'un quatrième quark, le charme [17]. Ils étendirent la formulation de Cabibbo à une matrice de mélange 2×2 unitaire et réelle :

$$U = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

décrivant le mélange des états propres de masse :

$$\begin{aligned} d^I &= \cos\theta_C \times d^M + \sin\theta_C \times s^M \\ s^I &= -\sin\theta_C \times d^M + \cos\theta_C \times s^M \end{aligned} \quad (1.14)$$

L'introduction d'un quatrième quark avait le mérite, outre d'introduire une symétrie lepton-quarks, d'expliquer l'absence de changement de saveur par courant neutre. Ceci était rendu possible par la contrainte d'unitarité de la matrice de mélange. Ce mécanisme permettait de plus d'accorder le calcul de la différence de masse observée dans le système des kaons neutres avec le résultat expérimental.

Un autre argument théorique en faveur de l'existence de deux familles de quarks, en considérant deux familles de leptons, vient des anomalies de triangles. De telles anomalies peuvent survenir avec des diagrammes en triangle, représentés sur la figure 1.7. La renormalisabilité de la théorie requiert l'absence d'anomalies de triangle. Ceci nécessite que la condition suivante soit réalisée :

$$\sum_{N_f} c_{Af} Q_f^2 = 0 \quad (1.15)$$

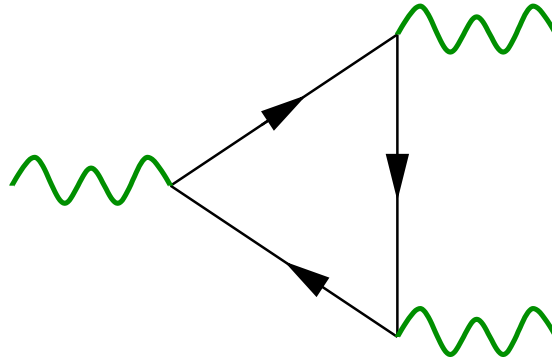


FIG. 1.7 – Boucle de fermions en triangle.

où c_{Af} représente le couplage axial du courant faible neutre et Q_f est la charge électrique. L'absence d'anomalies de triangles implique donc que les leptons et les quarks doivent être classés en famille, et que le nombre de famille de leptons soit égal au nombre de famille de quarks.

La découverte du J/Ψ , état lié $c\bar{c}$, en 1974 confirma l'hypothèse formulée par Glashow, Iliopoulos et Maiani.

Nécessité d'une troisième famille : CKM

Avec la notion de familles de quarks, intéressons nous de plus près au secteur scalaire du Modèle Standard. Le lagrangien d'interaction des quarks au boson de Higgs s'écrit ⁷ :

$$L_{\text{scalaire}} = -(Y_{ij}^d \overline{Q_{Li}^I} \Phi d_{Rj}^I + Y_{ij}^u \overline{Q_{Li}^I} \Phi_c u_{Rj}^I) + h.c. \quad (1.16)$$

Avec Q_{Li}^I un doublet de $SU(2)_L$ et Φ est le doublet de Higgs. Pour n familles de quarks, les deux matrices de Yukawa Y^u et Y^d sont, dans le cas le plus général, des matrices $n \times n$ complexes. Les termes de masses des quarks s'écrivent :

$$M^f = Y^f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.17)$$

Les états propres de masse vont être obtenus par diagonalisation des matrices de masse M^f . Il existe toujours des matrices unitaires V_L^f et V_R^f telles que :

$$V_L^f M^f V_R^{f\dagger} = \tilde{M} \quad (1.18)$$

où \tilde{M} est une matrice diagonale et réelle. Les états propres de masse s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} d_{Li}^M &= (V_{dL})_{ij} d_{Lj}^I & d_{Ri}^M &= (V_{dR})_{ij} d_{Rj}^I \\ u_{Li}^M &= (V_{uL})_{ij} u_{Lj}^I & u_{Ri}^M &= (V_{uR})_{ij} u_{Rj}^I \end{aligned} \quad (1.19)$$

7. Pour les leptons, ce lagrangien est similaire, néanmoins en l'absence de neutrino droits, on ne peut écrire d'interaction de Yukawa, de fait ils sont sans masse.

Les interactions faibles à courant chargé s'expriment suivant le lagrangien :

$$L_{W^\pm} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu (V_{uL} V_{dL}^\dagger)_{ij} d_{Lj} W_\mu^\pm + h.c. \quad (1.20)$$

La matrice $V = (V_{uL} V_{dL}^\dagger)$ définit une matrice de mélange complexe pour n famille de quarks. Une telle matrice $n \times n$ possède $2n^2$ paramètres réels. La contrainte d'unitarité permet de réduire ce nombre à n^2 . Parmi ces n^2 paramètres, $n(n-1)/2$ peuvent être choisis comme des angles d'Euler (c'est le nombre de rotations indépendantes dans un espace à n dimensions). Les paramètres restants sont des phases. Les champs physiques étant définis à une phase près, $2n-1$ phases peuvent être absorbées sans nuire à la généralité du problème. On a donc $n^2 - (2n-1)$ paramètres indépendants, dont $n(n-1)/2$ sont des angles, soit $(n-1)(n-2)/2$ phases. Pour deux familles de quarks, on aura par conséquent un seul paramètre réel, l'angle de Cabibbo dans notre cas, et aucune phase. Pour $n \geq 3$, il apparaît une ou plusieurs phases qui rend la matrice de mélange complexe.

Considérons maintenant le lagrangien défini par l'équation 1.20 :

$$L_{W^\pm} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_i \gamma^\mu V_{ij} d_j W_\mu^+ + \bar{d}_i \gamma^\mu V_{ij}^* u_j W_\mu^-) \quad (1.21)$$

qui se transforme sous l'action de CP

$$(CP)L_{W^\pm}(CP)^{-1} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_i \gamma^\mu V_{ij}^* d_j W_\mu^+ + \bar{d}_i \gamma^\mu V_{ij} u_j W_\mu^-)$$

On voit donc que pour inclure la violation de la symétrie CP dans le contexte du Modèle Standard, il est nécessaire d'avoir au moins trois familles de quarks. On peut remarquer qu'il est nécessaire également que les quarks de type Up ou Down ne soient pas dégénérés en masse, ce qui dans le cas contraire permettrait la redéfinition de la phase et donc de rendre la matrice réelle. C'est pour tenir compte de l'observation de la violation CP [18] que Kobayashi et Maskawa [19] ont proposé d'étendre le formalisme de Cabibbo-GIM à trois familles de quarks. La matrice CKM s'écrit [12] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Les valeurs actuelles de ces éléments sont, en supposant l'unitarité de la matrice et seulement trois familles de quarks :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Ces valeurs montrent que les transitions ont lieu préférentiellement, mais non exclusivement, au sein d'une même famille. D'autre part, en conservant l'unitarité, mais avec plus de trois familles, les valeurs des éléments de matrices ne sont plus aussi contraintes, en particulier pour les transitions de la troisième famille. Par exemple l'intervalle à 90% de confiance pour V_{tb} devient [0.07-0.993].

Découverte du quark Top

Avec la découverte du lepton τ en 1975 puis du quark b en 1977, l'existence du quark Top devenait un problème crucial pour la validité du Modèle Standard. L'étude des nombres quantiques du quark b montrait de plus son appartenance à un doublet d'isospin, renforçant encore les soupçons d'existence du quark Top.

L'accès à des énergies de plus en plus élevées permettait de poser des limites, en l'absence d'observations directes, sur la masse du quark Top. En 1989 les données des expériences UA1 et UA2 indiquaient une masse supérieure à 60 GeV, en 1994 cette limite était de 131 GeV, donnée par les expériences CDF et D0 à Tevatron.

En parallèle, l'étude des observables électrofaibles au pôle du Z avec les expériences LEP permit une prédiction de la masse du quark Top. En 1994, celle-ci était de [20]:

$$M_{\text{Top}}^{\text{ind.}} = 177 \pm 11_{-19}^{+18} \text{ GeV} \quad (1.24)$$

Les indices de l'existence du quark Top furent révélés en 1994, et c'est en 1995 que la découverte du quark Top fut annoncée officiellement, conjointement par CDF et D0 [21], avec l'estimation de sa masse en très bon accord avec les prévisions de LEP :

$$\begin{aligned} \text{CDF} : M_{\text{Top}} &= 176 \pm 8 \pm 10 \text{ GeV} \\ \text{D0} : M_{\text{Top}} &= 199_{-21}^{+19} \pm 22 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Les expériences CDF et D0 ont depuis mesuré plus précisément la masse du quark Top. La figure 1.8 indique les mesures effectuées dans les différents canaux d'observation du Top. La mesure actuelle est :

$$M_{\text{Top}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \quad (1.26)$$

La mesure indirecte obtenue à partir des observables électrofaibles est quant à elle de [12]:

$$M_{\text{Top}} = 168.2_{-7.4}^{+9.6} \text{ GeV} \quad (1.27)$$

Cette mesure indirecte est en bon accord avec l'expérience, en l'état actuel des connaissances théoriques et des mesures de précision.

1.3.2 Caractéristiques du quark Top

Conséquences de la masse du quark Top

De par sa grande masse, le quark Top est un quark très particulier. La figure 1.9 présente le spectre de masse des quarks. Cinq ordres de grandeur séparent la masse du quark u de celle du quark Top. D'autre part, malgré le fait que le quark Top soit le dernier quark découvert, sa masse est connue avec plus de précision que celle des autres quarks.

La masse du quark Top lui permet de posséder une largeur de désintégration de l'ordre de 1.42 GeV [23], soit un temps de vie de l'ordre de 0.4×10^{-24} s. En comparaison, l'échelle de temps caractéristique d'hadronisation est d'environ 3×10^{-24} s. La conséquence est que le quark Top se désintègre avant hadronisation. Cela signifie qu'au contraire des autres

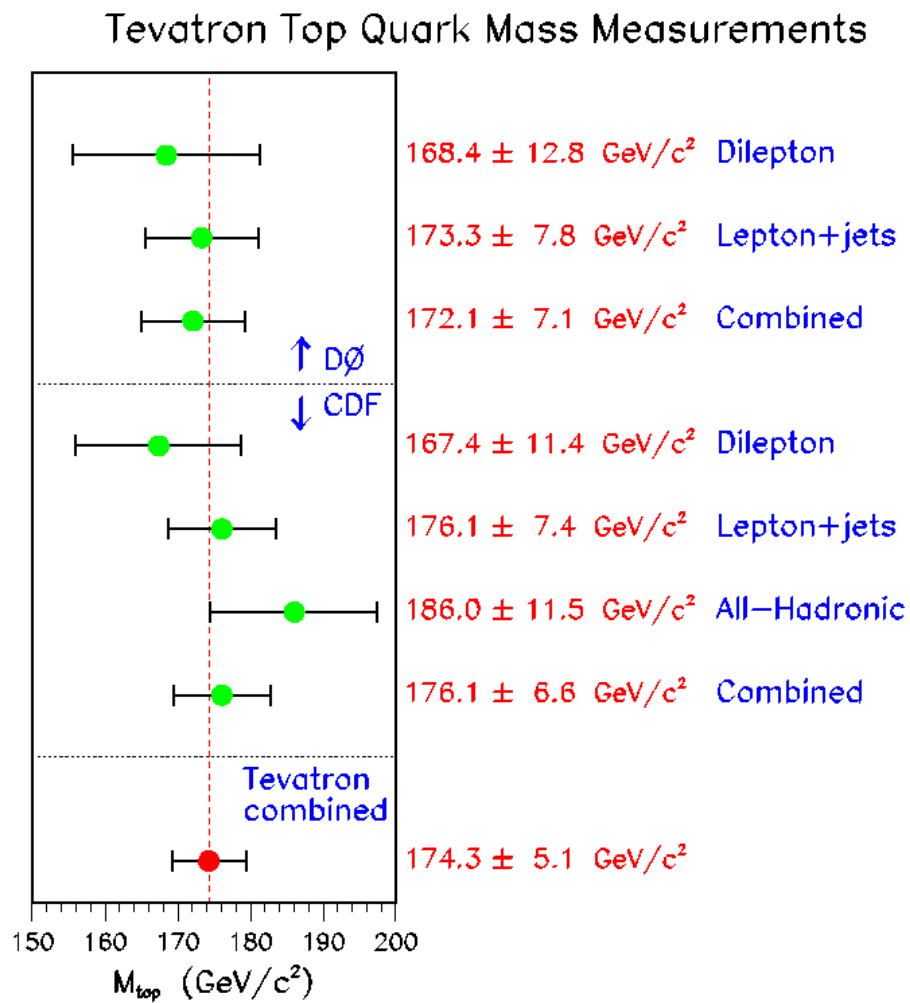


FIG. 1.8 – Mesure de la masse du quark Top dans les différents canaux pour les expériences CDF et D0. La mesure combinée indique une masse de 174.3 GeV avec une incertitude totale de 5.1 GeV.

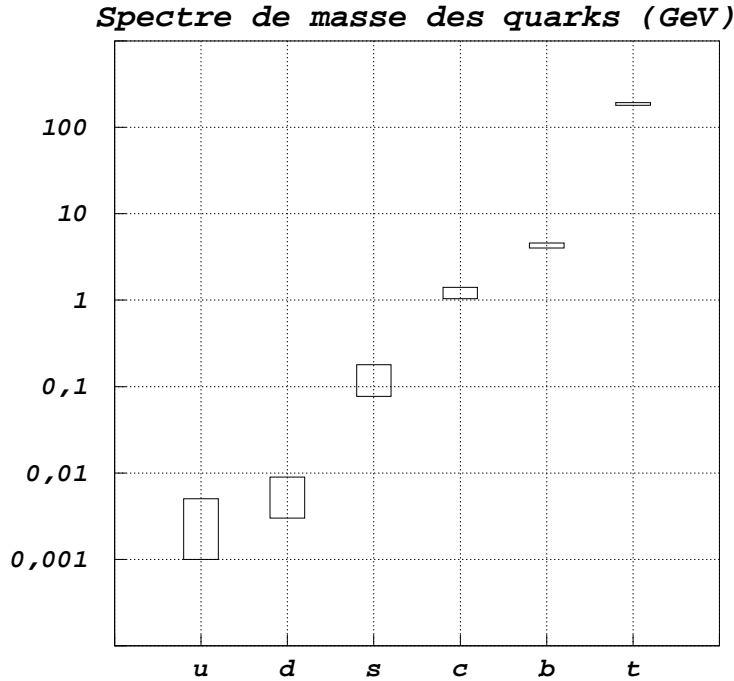


FIG. 1.9 – Masse des six quarks. La taille des rectangles reflète l'incertitude sur les masses.

quarks, le Top peut être observé directement au travers de ses produits de désintégration, c'est ce qui explique que sa masse soit mieux connue que celle des autres quarks.

Une autre propriété importante est que le couplage de Yukawa du quark Top, qui s'écrit $Y_t = M_{\text{Top}}\sqrt{2}/v$, est de l'ordre de 1, ce qui implique un fort couplage au boson de Higgs. En outre, ceci pourrait suggérer que le quark Top joue un rôle particulier dans le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible.

De plus, le quark Top est la particule la plus lourde du Modèle Standard, ce qui pourrait en faire un lien privilégié vers une physique "au delà" de ce modèle.

Production et désintégration de quarks Top

En collisionneur hadronique les paires $t\bar{t}$ sont produites par interaction forte via fusion gluon-gluon ou annihilation $q\bar{q}$, comme indiqué sur la figure 1.10.

Dans le cas général, la section efficace d'interaction hadron-hadron est donnée par :

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a(x_1, Q^2) f_b(x_2, Q^2) \times \hat{\sigma}_{ab} \quad (1.28)$$

La somme est effectuée sur tous les partons constituant du hadron ($a, b = u, d, \bar{u}, \bar{d}, g, s, c$). Les quantités x_i représentent les fractions d'impulsion emportées par les partons, et les

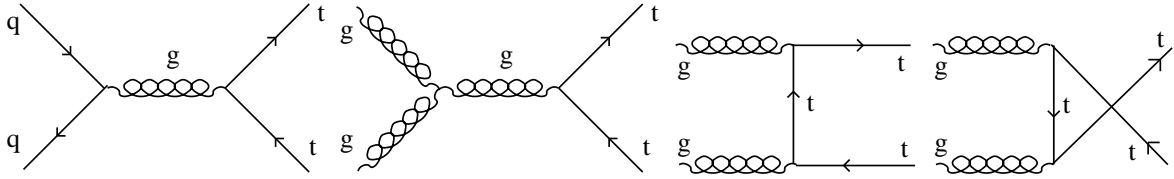
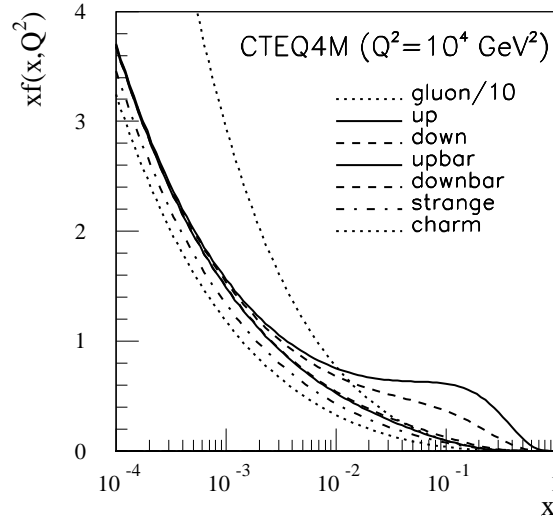
FIG. 1.10 – Diagrammes de production de paires $t\bar{t}$ 

FIG. 1.11 – Fonction de structure du proton.

fonctions de structure $f_a(x_i)$ donnent les probabilités pour qu'un parton de saveur a emporte une fraction x_i de l'impulsion du hadron. La quantité Q^2 est en général, pour un processus $2 \rightarrow 2$, donnée, dans le centre de masse du système parton-parton initial, par l'impulsion transverse ou la masse invariante du système final. La figure 1.11 présente les distributions des fonctions de structure du proton pour $Q^2 = (100)^2 \text{ GeV}^2$. A grand x , la densité de partons est dominée par les quarks de valence (u et d). Au contraire à petit x , ce sont les gluons qui contribuent le plus.

Pour produire une paire $t\bar{t}$, chaque parton incident doit porter une fraction de l'énergie d'environ $M_{\text{Top}}/E_{\text{faisceau}}$. Dans le cas du Tevatron, collisionneur protons-antiprotons avec $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$, cette fraction doit être d'au moins 18%, ce qui signifie que les processus d'annihilation $q\bar{q}$ vont dominer la production de paires $t\bar{t}$. Au contraire, au LHC, où ce sont deux faisceaux de protons qui se percutent avec une énergie de 14 TeV, chaque parton doit emporter environ 3% de l'énergie du hadron. Compte tenu du fait qu'une collision $q\bar{q}$ doit obligatoirement faire intervenir un parton de la mer, la production de paires $t\bar{t}$ au LHC est dominée par la fusion gluon-gluon, qui contribue à environ 90% de la section efficace totale.

La section efficace totale de production de paires $t\bar{t}$ a été estimée à 833 pb pour le LHC,

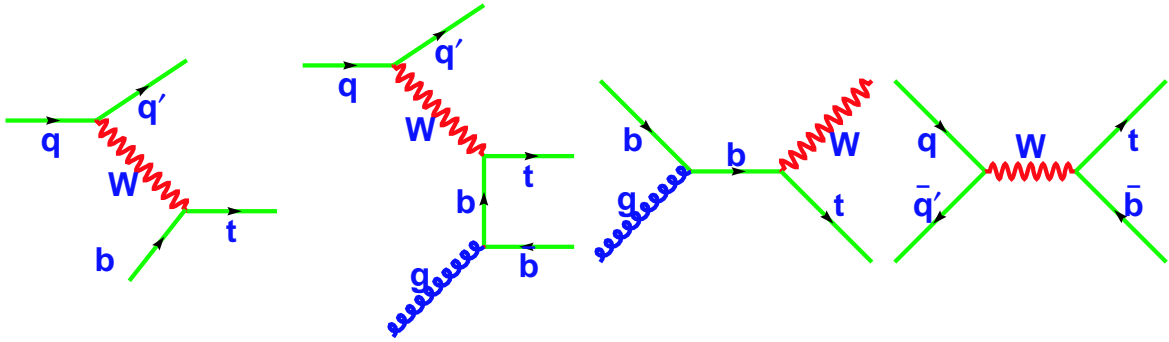


FIG. 1.12 – *Diagramme de production de Top individuels.*

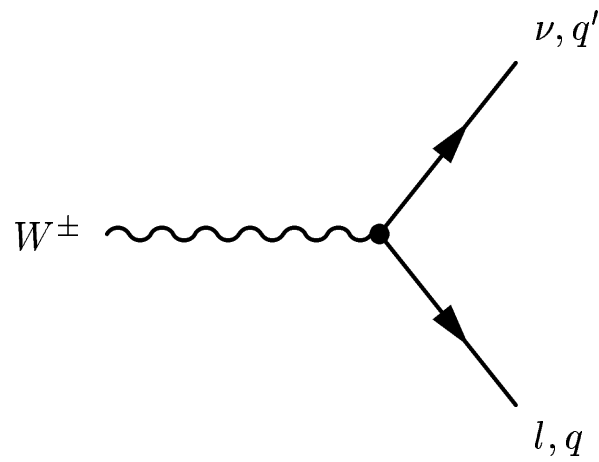
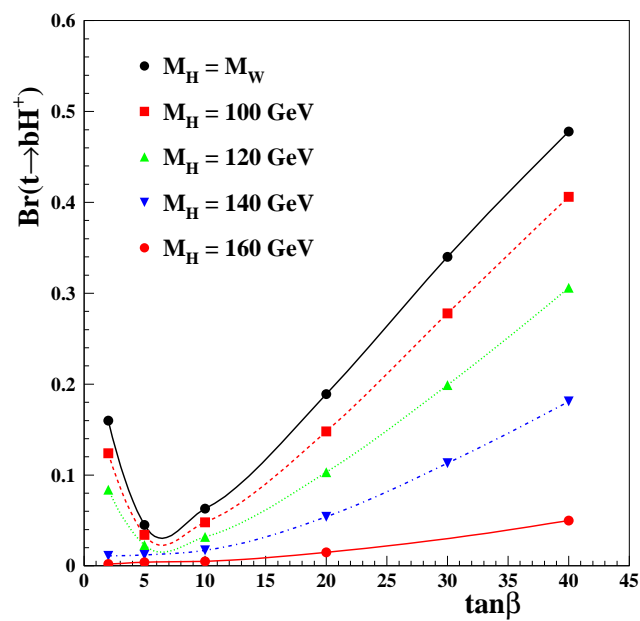
et à 6.97 pb au Tevatron [24]. Les incertitudes concernant l'échelle de renormalisation et les fonctions de structure se répercutent en une précision de 10% sur ces sections efficaces.

En complément de la production de paires $t\bar{t}$, des quarks Top peuvent également être produits individuellement [76]. La figure 1.12 présente les diagrammes dominants de production d'événements à un seul quark Top. Les deux premiers diagrammes, fusion W-gluon, sont les processus dominants, dont la section efficace attendue est de l'ordre de 244 pb. Le troisième diagramme est une production associée Top-W, avec une section efficace prédite à environ 60 pb. Le dernier processus fait apparaître dans l'état final un quark Top et un quark b, par production d'un W hors couche de masse. La section efficace de ce processus devrait être de l'ordre de 10 pb. Les sections efficaces données ici sont celles attendues au LHC [76].

Dans le contexte du Modèle Standard avec trois familles de quarks, les quarks Top se désintègrent à plus de 99% en $W+b$, du fait de la forte valeur de V_{tb} . Les modes de désintégration sont alors définis par rapport aux canaux de désintégrations du boson W (voir figure 1.13). Le rapport de branchement du W se désintégrant en deux quarks est d'environ 68.5%, le reste correspondant aux désintégrations leptoniques.

Dans le cas de désintégration hors Modèle Standard, le Top pourrait se désintégrer en $t \rightarrow H^+b$ (MSSM ou/et modèle à deux doublets de Higgs). Sur la figure 1.14, on peut voir que le rapport d'embranchement de ce processus est d'autant plus grand pour de faibles masses de boson de Higgs chargé et de grandes valeurs de $\tan\beta$ (rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs).

Dans le cadre de l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard (MSSM) avec violation de la R-parité, des désintégrations du Top en trois corps faisant intervenir dans l'état final un neutralino ou un chargino pourraient être possibles et observées au LHC [26].

FIG. 1.13 – Diagramme de désintégration du W .FIG. 1.14 – Rapport d'embranchement $t \rightarrow Hb$ en fonction de $\tan\beta$ pour différentes hypothèses de masse de Higgs chargé du MSSM.

1.3.3 Nécessité d'une mesure précise de M_{Top}

On peut se poser la question de savoir avec quelle précision il peut être intéressant de connaître la masse du quark Top. En tant que paramètre du Modèle Standard, une connaissance la plus précise possible dans un but de contraintes et de tests serait souhaitable. Néanmoins les contraintes expérimentales conduisent à chercher une limite plus "raisonnable". Pour cela, nous allons nous intéresser brièvement aux corrections radiatives.

Avec la précision accrue qu'ont atteintes les mesures des observables électrofaibles, la prise en compte des corrections radiatives dans les calculs prédictifs est devenue une étape essentielle pour la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.

A l'ordre le plus bas, la masse du boson W est donnée par :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_{\text{QED}}}{\sqrt{2}} \frac{1}{G_F \sin^2\theta_W}} \quad (1.29)$$

En prenant en compte les ordres supérieurs, on écrit :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_{\text{QED}}}{\sqrt{2}} \frac{1}{G_F \sin^2\theta_W} \left(\frac{1}{1 - \Delta r} \right)} \quad (1.30)$$

Le terme Δr contient les corrections issues des diagrammes aux ordres supérieurs. En particulier, Δr contient les corrections issues du quark Top, variant en $\sim M_{\text{Top}}^2$ et les corrections issues du boson de Higgs qui sont en $\log(M_{\text{H}})$ [27]. La figure 1.15 présente la masse du W en fonction de la masse du quark Top, pour les mesures directes et indirectes. La variation de la masse du boson de Higgs en fonction du couple ($M_W; M_{\text{Top}}$) est également représentée. On voit que les mesures actuelles de la masse du boson W et du quark Top privilégient une faible masse du boson de Higgs.

Une mesure précise à la fois de M_W et M_{Top} participe à contraindre la masse du boson de Higgs. D'autre part, dans le cas où de boson de Higgs serait découvert, une connaissance, même approximative, de sa masse définirait une bande étroite de la figure 1.15. Pour que les incertitudes expérimentales sur M_W et M_{Top} aient un impact équivalent sur le test de cohérence du Modèle Standard, il faut que, d'après la formule 1.30, celles-ci soient reliées par [28] :

$$\delta M_W \simeq 0.7 \times 10^{-2} \delta M_{\text{Top}} \quad (1.31)$$

En supposant qu'au LHC la masse du W puisse être connue avec une précision de 15 MeV [28], la contrainte équivalente nécessaire pour la mesure de M_{Top} doit être telle que :

$$\delta M_{\text{Top}} \simeq 2 \text{ GeV} \quad (1.32)$$

Les mesures précises à la fois de M_W et M_{Top} permettent non seulement de cerner la masse du Higgs, mais également de tester et de contraindre fortement le Modèle Standard, et pourraient ainsi être révélatrice de "nouvelle" physique.

	$\Delta_{\text{Théo.}}$	ΔM_{Top}	
		2 GeV	1 GeV
ΔM_W (MeV)	6	12	6.1
$\Delta \sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ $\times 10^5$	4	6.1	3.1

TAB. 1.2 – Contributions aux incertitudes sur la connaissance de la valeur théorique de la masse du W et de $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$

On peut essayer d'aller un peu plus loin en s'intéressant aux valeurs théoriques de la masse du boson W ainsi que de l'angle de couplage effectif du Z^0 aux leptons. Supposons M_{Top} connu à 2 GeV, le tableau 1.2 montre que cette contribution est la source dominante d'incertitude sur les déterminations théoriques de M_W et $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$. En réduisant l'erreur sur la masse du Top à 1 GeV, la contribution principale aux incertitudes vient alors des incertitudes théoriques liées aux calculs d'ordre supérieur.

En ne considérant que le Modèle Standard, une incertitude de 2 GeV sur la masse du quark Top apparaît comme la limite supérieure vers laquelle devront tendre les mesures effectuées auprès des futures expériences. Une contrainte encore plus efficace sera donnée par une connaissance de M_{Top} à 1 GeV. Finalement, on peut remarquer que la masse du quark Top intervient également dans des modèles au delà du Modèle Standard. Par exemple, la réduction de l'espace des paramètres du modèle MSSM nécessiterait une précision sur M_{Top} de 1 GeV [23].

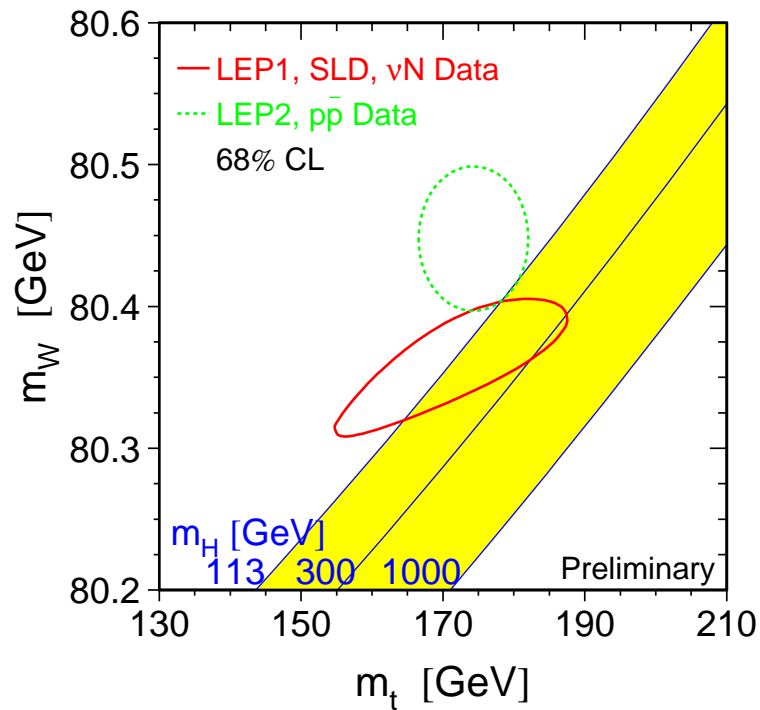


FIG. 1.15 – Masse du W en fonction de la masse du quark Top . Les contours à 68% de niveau de confiance pour les mesures directes et indirectes sont indiquées. Différentes hypothèses de masses du boson de Higgs sont superposées [22].

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

La recherche du (des) boson(s) de Higgs, de la supersymétrie, et de nouvelle physique en général, est l'un des programmes de recherche majeur en physique des particules. Dans ce but, le projet du “*Large Hadron Collider*”(LHC) est né de la nécessité d'explorer l'échelle du TeV.

Ce chapitre décrit dans un premier temps le collisionneur LHC, puis s'intéresse plus particulièrement au détecteur ATLAS.

2.1 Le Large Hadron Collider

2.1.1 Description

Le LHC est un collisionneur proton-proton qui fournira une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}=14$ TeV, et devrait entrer en fonctionnement en 2006 [30]. La luminosité instantanée nominale devrait atteindre $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il est prévu une phase de basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) dans les premières années de fonctionnement, durant laquelle la plupart des mesures de précision auront lieu. Cette phase de fonctionnement sera également utilisée pour la recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie. Le LHC délivrera également des faisceaux d'ions lourds(pb-pb) à $\sqrt{s}=1148$ TeV, soit une énergie de 5.5 TeV/nucléon dans le centre de masse, avec une luminosité de $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pour l'étude du plasma de quark et de gluons.

Utilisant l'infrastructure du LEP (27 km de circonférence), le LHC sera doté de 1296 dipôles supraconducteurs fournissant chacun un champ magnétique de 8.36 Tesla. Le tableau 2.1 résume quelques caractéristiques du LHC.

Le choix d'un collisionneur proton-proton a eu plusieurs motivations. D'une part la nécessité d'une grande énergie rend prohibitif l'utilisation de faisceaux d'électrons. En effet, la puissance du rayonnement synchrotron est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée. D'autre part, l'utilisation de faisceaux de protons met en jeu des collisions parton-parton. Les partons emportent une fraction variable de l'énergie du proton, permettant ainsi de couvrir une vaste gamme d'énergie, de quelques dizaines de GeV à plusieurs TeV.

Paramètre	Valeur
Circonférence	26.659 km
Energie par faisceau	7 TeV
Fréquence de croisement	40 MHz
Nombre de paquets/faisceau	2835
Nombre de protons/paquet	10^{11}
Luminosité instantanée initiale	$10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Luminosité instantanée nominale	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Extension Latérale	$\sigma_x = \sigma_y = 16 \mu\text{m}$
Extension Longitudinale	$\sigma_z = 5.4 \text{cm}$

TAB. 2.1 – *Caractéristiques du collisionneur LHC en mode proton-proton.*

La luminosité a été choisie pour compenser la décroissance en $1/s$ de la section efficace d'interaction parton-parton. La luminosité instantanée sera atteinte en utilisant un grand nombre de paquets formés d'une grande densité de protons. Les paquets se croiseront toutes les 25 ns, ce qui implique pour les détecteurs une électronique rapide de façon à limiter l'empilement des événements. A luminosité nominale, il est prévu en moyenne 23 collisions inélastiques (dix fois moins pour la phase initiale).

La nécessité d'une grande luminosité a motivé le choix d'une collision pp plutôt qu'une collision $p\bar{p}$ comme pour le Tevatron, les technologies actuelles rendant difficile l'obtention d'un grand nombre d'antiprotons. A titre d'information la luminosité maximale prévue au Tevatron est de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, soit 50 fois moins que celle du LHC.

La figure 2.1 présente la chaîne d'injection du LHC. L'infrastructure utilisée bénéficie des éléments existants au CERN. L'accélérateur linéaire LINAC (en bas à gauche de la figure) accélère les protons jusqu'à une énergie de 50 MeV, et les injecte dans le BOOSTER. Les protons y acquièrent une énergie de 1 GeV, et sont envoyés dans le PS, duquel ils sont injectés dans le SPS avec une énergie de 26 GeV. L'injection dans le LHC se fait avec une énergie de 450 GeV, après accélération dans le SPS.

L'utilisation de deux faisceaux de protons n'est pas sans complications puisque cela nécessite d'avoir un champ magnétique pour chaque sens de circulation. Le système retenu est une configuration dite "2-en-1", où deux champ magnétiques antiparallèles sont fournis par des bobines supraconductrices partageant les mêmes cryostats et la même structure métallique pour le retour du champ.

2.1.2 Les détecteurs

Cinq expériences auront lieu auprès du LHC. CMS [31] et ATLAS [32] sont des expériences généralistes, couvrant un vaste programme de physique, allant des mesures de précision de la masse du quark Top et du W, à la recherche de particules supersymétriques, en passant par la physique des mésons Beaux, la violation de CP et la recherche du boson de Higgs. Le détecteur ALICE [34] est spécialisé dans la physique des ions-lourds en vue de la recherche et de l'étude du plasma de quarks et de gluons. LHCb [33] est dédié à la

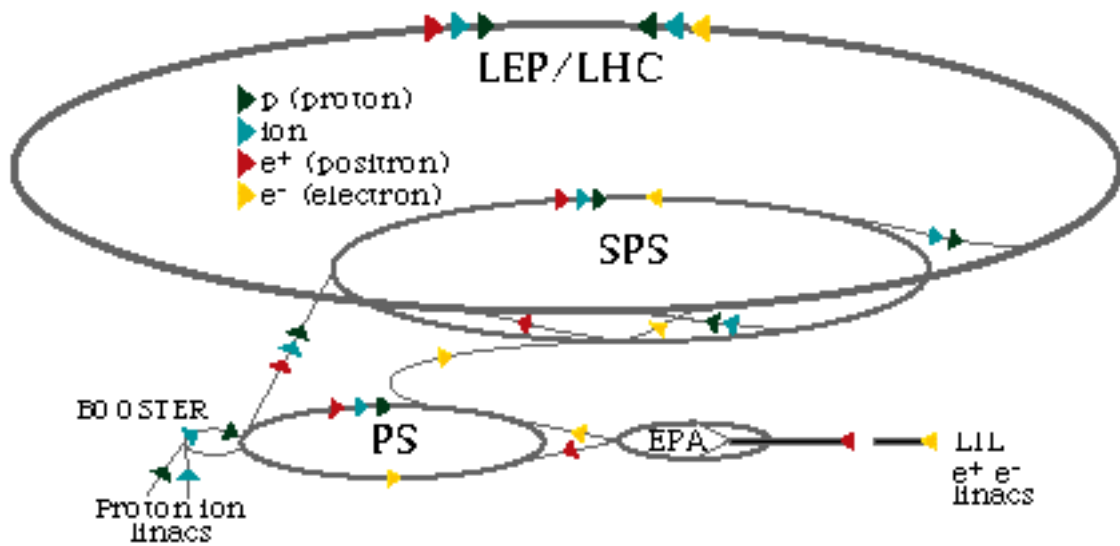


FIG. 2.1 – Schéma d'injection du LHC/LEP.

physique de la beauté et à l'étude de la violation de la symétrie CP. La dernière expérience approuvée est Totem [35], qui se propose de mesurer précisément la section efficace totale d'interaction proton-proton, et d'étudier les diffusions élastiques et diffractives. Totem est un détecteur qui s'intégrera à l'expérience CMS.

Dans la suite, nous nous intéresserons exclusivement au détecteur ATLAS.

2.2 Le détecteur ATLAS

L'expérience ATLAS a été approuvée en 1996. C'est une collaboration regroupant environ 1800 physiciens et ingénieurs, venant de plus de 140 laboratoires dans le monde.

Avant de décrire les différents sous-détecteurs constituant ATLAS, le programme de physique envisagé et son impact sur les sous-détecteurs est d'abord introduit.

2.2.1 Programme de physique : impacts sur les sous-détecteurs

La conception du détecteur ATLAS a été optimisée de façon à couvrir le large éventail de recherches offert par le LHC.

Le potentiel de découverte du boson de Higgs du Modèle Standard pour des masses allant de 80 GeV à 1 TeV est représenté sur la figure 2.2. Ceci illustre la variété de canaux à considérer. Pour un Higgs légers, $M_H \sim 100$ GeV (cette hypothèse de masse est exclue par les données issues du LEP), la désintégration en paire $b\bar{b}$ nécessite un étiquetage des jets de quarks b efficace et une bonne réjection des jets légers.

Pour un Higgs un peu plus lourd (jusqu'aux environs de 150 GeV), l'état final $\gamma\gamma$ implique une bonne identification des photons, avec une mesure précise de leur angle d'ouverture pour la reconstruction de la masse invariante (la phase de haute luminosité

semble être plus adéquate pour la mise en évidence de ce canal.).

Pour des masses plus importantes, l'état final fait intervenir des leptons, des neutrinos et/ou des jets. Le détecteur devra donc assurer une bonne identification des leptons (électrons et muons) et une bonne mesure de leur énergie. Il devra en outre être hermétique, pour la mesure de l'énergie transverse manquante, et permettre la détection de jets vers l'avant.

La plupart des signatures de modèles supersymétriques font intervenir des jets (légers et de saveur b), des leptons et de l'énergie non-détectée apparaissant dans le détecteur sous forme d'énergie transverse manquante, ce qui requière les mêmes spécificités en terme de détection.

Quant aux mesures de précision, nous pouvons citer la mesure de la masse du W, dont la précision dépend fortement de la connaissance de l'échelle d'énergie des leptons (celle-ci devra être connue à 0.02% pour une précision sur M_W de 15 MeV.). Nous verrons dans les chapitres 5 et 7 l'importance de la reconstruction des jets pour la mesure précise de la masse du quark Top.

Les différents sous-détecteurs ont également été conçus pour résister longtemps aux radiations. En résumé, chaque type de sous-détecteur a été optimisé pour répondre aux critères mentionnés et devrait permettre :

– **Détecteur interne :**

- Une mesure précise de l'impulsion des traces chargées.
- Une identification efficace des électrons.
- Une reconstruction précise des vertex secondaires.
- Un étiquetage efficace des jets de b et des leptons τ associé à une grande réjection des jets légers.

– **Calorimètres :**

- Une séparation γ - π^0 et γ -jet.
- Une bonne séparation angulaire.
- Une capacité à identifier un électron provenant de la désintégration semileptonique d'un b.
- Une bonne résolution en énergie, aussi bien pour les électrons et les photons que pour les jets.
- Une grande couverture angulaire pour assurer une bonne herméticité.
- Une linéarité de la réponse couvrant tout le spectre en énergie.

– **Chambres à muons :**

- Une grande efficacité de détection des muons et de mesure de leur impulsion sur tout le spectre en énergie.

2.2.2 Les sous-détecteurs d'ATLAS

Le détecteur ATLAS est représenté sur la figure 2.3. En partant du point d'interaction, on trouve le détecteur interne, suivi du solénoïde, qui va fournir le champ magnétique nécessaire à la détermination de l'impulsion des particules chargées, les calorimètres

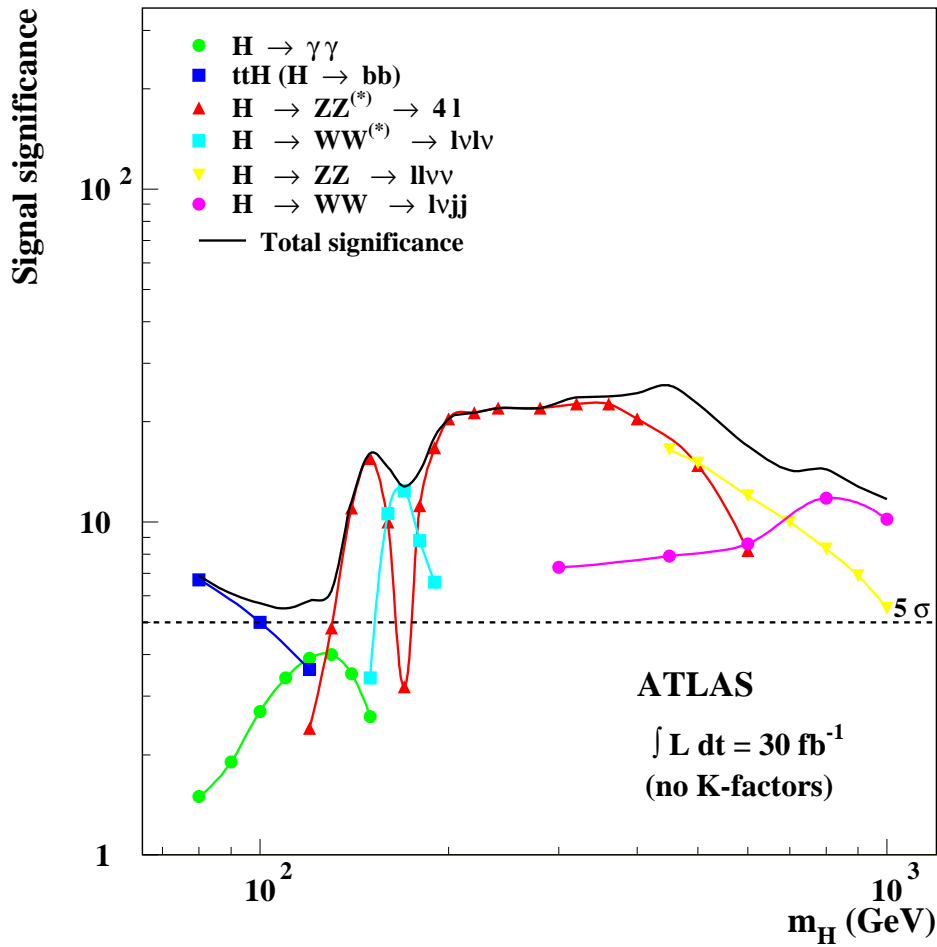


FIG. 2.2 – Sensibilité d'ATLAS aux différents canaux de désintégration du Higgs en fonction de sa masse.

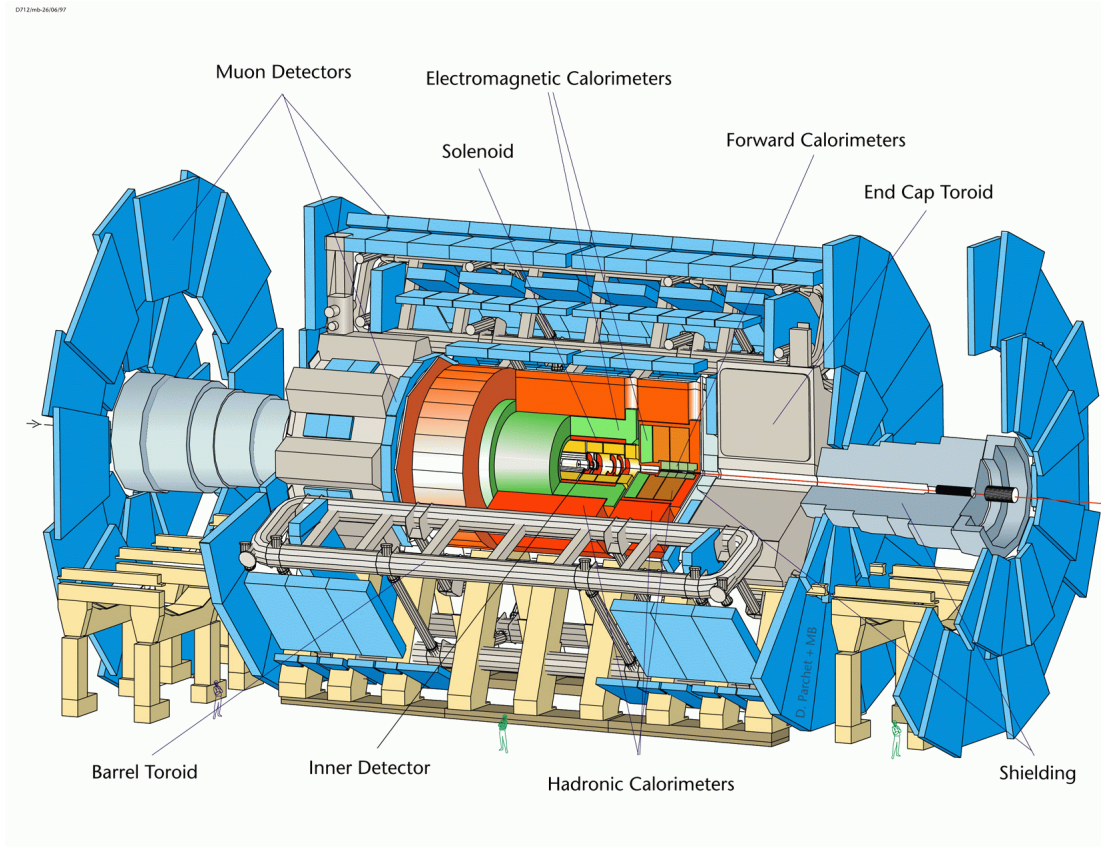


FIG. 2.3 – *Le détecteur ATLAS.*

électromagnétique et hadronique et enfin les chambres à muons, avec les aimants toroïdaux qui vont courber la trajectoire des muons dans le plan r-z.

Le détecteur interne

Le détecteur interne est plongé dans un champ magnétique de 2 Tesla fourni par un solénoïde. L'action de ce champ est de courber la trajectoire des particules chargées dans le plan transverse. Le rôle du détecteur interne est d'identifier les traces laissées par les particules chargées et de mesurer leurs impulsions et leurs charges à l'aide du champ magnétique. Il doit permettre également de détecter les vertex primaire et secondaires, et une bonne identification des électrons [36] sur tout le domaine angulaire couvert, c'est à dire $|\eta| < 2.5$ ¹. La figure 2.4 présente le détecteur interne. Celui-ci utilise trois technologies différentes. En partant du point d'interaction, on trouve d'abord le détecteur à pixels, suivi du détecteur à micro-pistes au silicium (SCT). Ces deux technologies sont utilisées pour la reconstruction précise des traces et des vertex. Le nombre de couches utilisées pour ces détecteurs est faible pour limiter la quantité de matière et le coût de l'équipement.

1. η est la pseudo-rapacité et est définie comme $\eta = -\ln \frac{\theta}{2}$, où θ est l'angle polaire défini dans le laboratoire.

Le troisième élément du détecteur interne est un détecteur à rayonnement de transition (TRT), qui permet d'assurer un suivi quasi-continu des traces tout en minimisant la quantité de matière traversée [37]. Le détecteur interne constitue un cylindre de 6.9 m de long pour un rayon de 1.15 m.

Les détecteurs à pixels en silicium sont situés au plus près du point d'interaction [38]. Ce système présente plus de 10^8 pixels de taille $50 \times 300 \mu\text{m}$. Cette grande granularité permet un faible taux d'occupation, puisqu'environ 1 pixel sur 10000 est touché par événement pour la phase de haute luminosité du LHC. La première couche centrale, cylindrique de rayon 4 cm ("B layer") a pour objectif l'amélioration de la localisation de vertex secondaires. Cette couche couvre tout le domaine angulaire du détecteur interne. Elle va subir un taux de radiations très élevé du fait de sa proximité du point d'interaction. C'est pourquoi elle est amovible et pourra ainsi être éventuellement remplacée, notamment pour la phase de haute luminosité. La B-layer est suivie de deux autres couches cylindriques, de rayons 10 et 13 cm, couvrant la zone $|\eta| < 1.7$. La couverture angulaire est complétée de chaque côté par cinq disques dont les rayons internes vont de 11 à 20 cm.

Les SCT ont une configuration ressemblant à celle des pixels. Au centre sont situés quatre cylindres, et de chaque côtés se trouvent neuf disques. Les quatre cylindres couvrent la région $|\eta| < 1.4$, complétée jusqu'à $|\eta|=2.5$ par les neuf disques, de rayon externe 56.1 cm et dont le rayon interne varie de 25.9 à 45.7 cm.

La dernière partie du détecteur interne est le TRT. Il associe les techniques de rayonnement de transition et de chambre à dérive. Le TRT est un détecteur à "pailles" constitué de trois parties: un bloc central où les pailles ont une orientation radiale, et deux blocs sur les côtés (bouchons), avec une orientation axiale des pailles. Entre les pailles, le matériau radiateur (feuilles de polypropylène) produit des rayons X lors du passage de particules ultrarelativistes. Les pailles sont des chambres à dérive de 4 mm de diamètre. Le gaz utilisé (70%Xe, 20%CF₄, 10%CO₂) [37] permet une bonne absorption des rayons X et un temps de dérive maximum de 42 ns. Avec ce dispositif, une trace produit en moyenne 36 points.

Les performances du détecteur interne ont été estimées avec des muons de différentes énergies:

- Résolution en impulsion: $\sigma(1/p_T) = 0.36 \oplus \frac{13}{p_T \sqrt{\sin\theta}} \text{ TeV}^{-1}$
- Résolution en ϕ : $\sigma(\phi) = 0.075 \oplus \frac{1.8}{p_T \sqrt{\sin\theta}} \text{ (mrad)}$
- Résolution en $\cotg\theta$: $\sigma(\cotg\theta) = 0.7 \times 10^{-3} \oplus \frac{2.0 \times 10^{-3}}{p_T \sqrt{\sin^3\theta}}$
- Résolution sur le paramètre d'impact transverse: environ $10 \mu\text{m}$ à grande impulsion transverse, et entre 60 et $150 \mu\text{m}$ pour des traces de faible impulsion transverse ($\sim 1 \text{ GeV}$).
- Une efficacité d'identification de charge supérieure à 98% pour des muons de 1 TeV, et supérieure à 95% pour des électrons de 1 TeV.
- Une efficacité de reconstruction des traces supérieure à 99% pour des muons isolés, supérieure à 85% pour des pions isolés de $p_T > 1 \text{ GeV}$, et supérieure à 76% pour des électrons isolés de $p_T > 1 \text{ GeV}$.

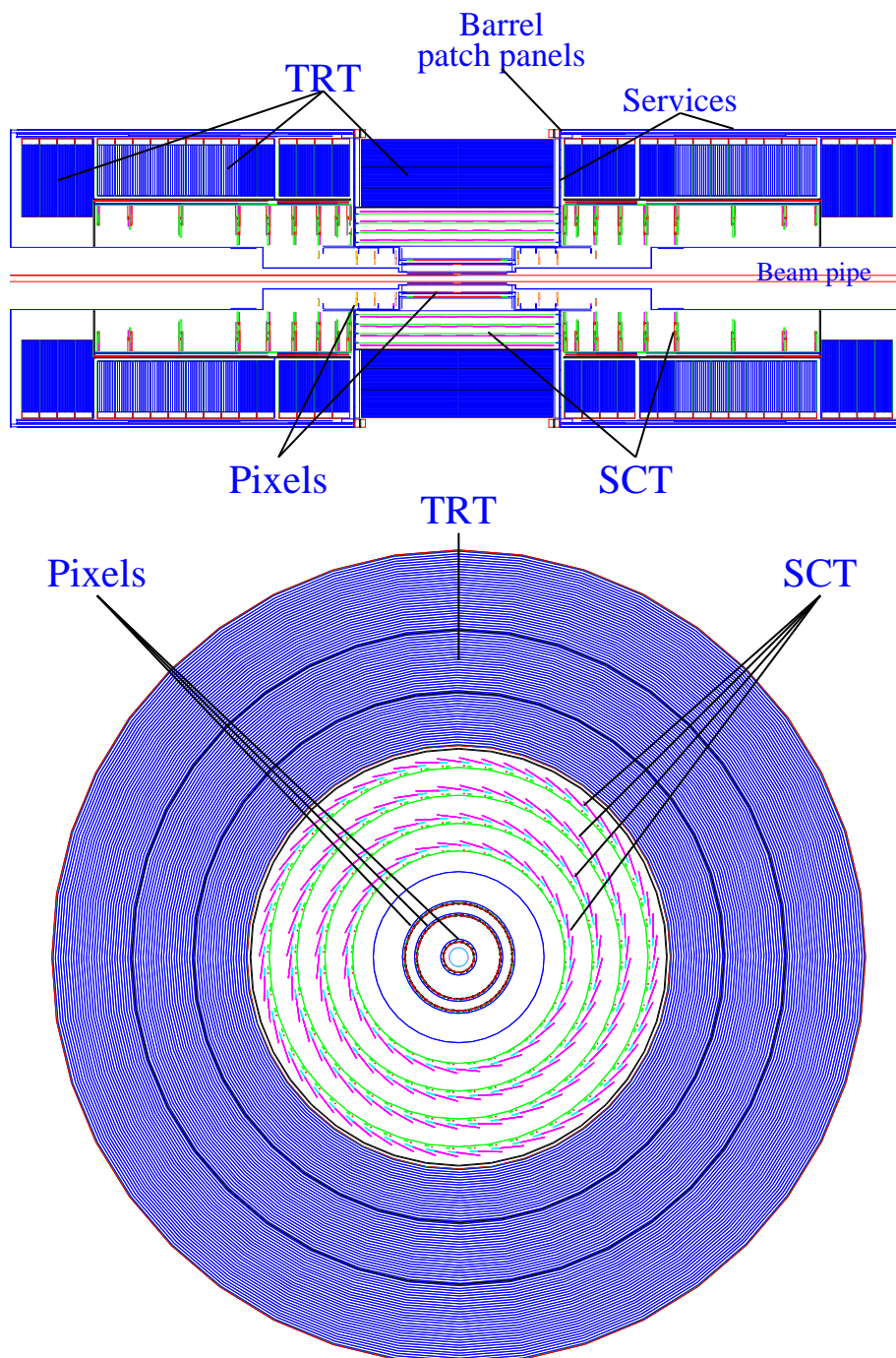


FIG. 2.4 – Vues longitudinale et transversale du détecteur interne.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) a pour but d'identifier les électrons et les photons et de mesurer leurs énergies et leurs positions. Ce détecteur a été optimisé en vue d'assurer une large couverture angulaire, de reconstruire des électrons sur une vaste gamme d'énergie (de 1-2 GeV à quelques TeV, pour l'étude d'éventuels nouveaux bosons vecteurs W' et Z'). En reprenant l'exemple de la désintégration du boson de Higgs, le ECAL doit permettre une bonne résolution en énergie pour des canaux tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e^\pm$, ainsi qu'une bonne séparation photon-jet et électron-jet.

Le calorimètre électromagnétique se compose d'une partie tonneau ($|\eta| < 1.475$) et de deux parties bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Le matériau passif utilisé est du plomb associé à de l'Argon Liquide comme matériau actif. L'emploi d'Argon Liquide a été motivé par son faible coût et sa meilleure pureté [39] (comparé au Krypton Liquide).

Le tonneau du ECAL partage le même cryostat que le solénoïde, et est constitué de deux parties symétriques (la figure 2.5 présente une moitié du tonneau) séparées de quelques millimètres. Quant aux bouchons, ils sont inclus dans les mêmes cryostats que les calorimètres hadroniques à Argon Liquide et les calorimètres avant.

Le calorimètre est précédé dans la partie centrale ($|\eta| < 1.8$) par un pré-échantillonneur, nécessaire pour prendre en compte l'énergie perdue lors du passage des particules dans le solénoïde et le cryostat. Il est constitué d'électrodes chargées de recueillir le signal issu de la traversée de 11 mm d'Argon Liquide.

La figure 2.6 représente un secteur angulaire du tonneau du ECAL. La géométrie en accordéon a été choisie de façon à avoir une couverture continue en azimuth. Il y a trois segments longitudinaux. Le premier a été optimisé pour la séparation γ/π^0 . Il possède une granularité très fine en η , $\Delta\eta \simeq 0.003$. En incluant la zone morte avant le calorimètre (détecteur interne, solénoïde), la longueur de radiation totale de ce segment est de $6X_0^2$. Le second segment étend la longueur de radiation totale à $22 X_0$, et possède une granularité $\Delta\eta = 0.025$. La granularité du dernier compartiment est de $\Delta\eta = 0.050$. La longueur de radiation totale est au minimum de $24X_0$.

Pour les calorimètres bouchons, la technologie utilisée est la même. La géométrie est toutefois différente. Pour $|\eta| < 2.5$ (région des mesures de précision), ils sont divisés en trois segments longitudinaux, et en deux segments pour $|\eta| > 2.5$. La longueur de radiation totale pour ces calorimètres est de $26 X_0$.

La lecture des signaux s'effectue à l'aide d'électrodes centrées entre deux absorbeurs. La structure en accordéon a été réalisée de telle sorte que l'intervalle d'Argon Liquide entre l'absorbeur et l'électrode soit constant (2.1 mm) sur toute la longueur radiale. Une électrode est constituée de trois couches de cuivre, électriquement isolées les unes des autres par une feuille de Kapton. Sur chaque face des absorbeurs de plomb, est collée une feuille d'acier inoxydable reliée à la masse. Les couches externes de cuivre des électrodes sont reliées à une source de haute tension, qui va permettre de créer un champ électrique. La couche de cuivre interne est l'anode de lecture, recueillant ainsi le courant induit par la

2. La longueur de radiation est la longueur pour laquelle un électron a perdu 63% de son énergie par rayonnement de freinage. La quantité équivalente pour un photon est la distance moyenne pour laquelle un photon a perdu 63% de son énergie par création de paire. Cette distance vaut $9/7X_0$.

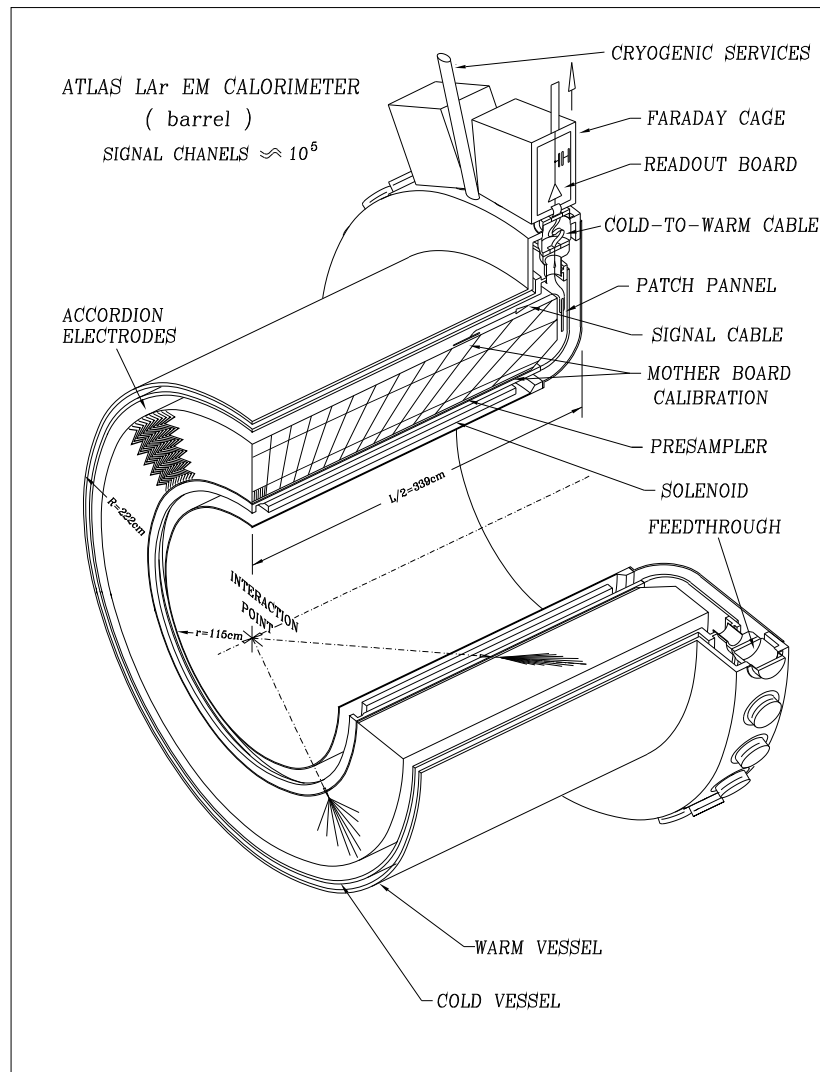


FIG. 2.5 – Demi tonneau du calorimètre électromagnétique.

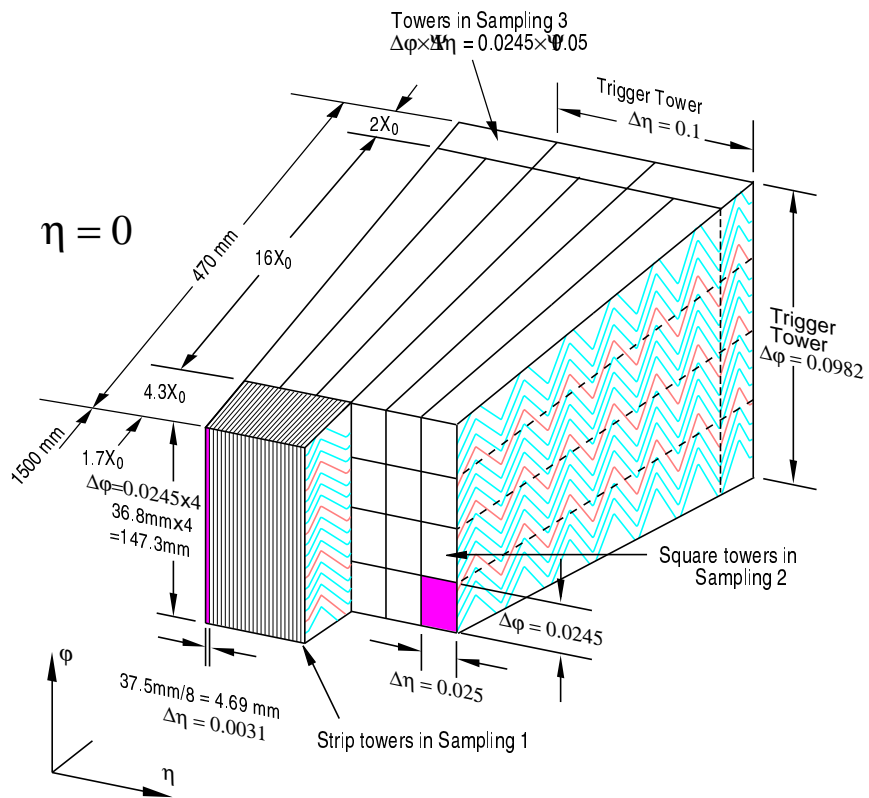


FIG. 2.6 – Secteur angulaire du ECAL.

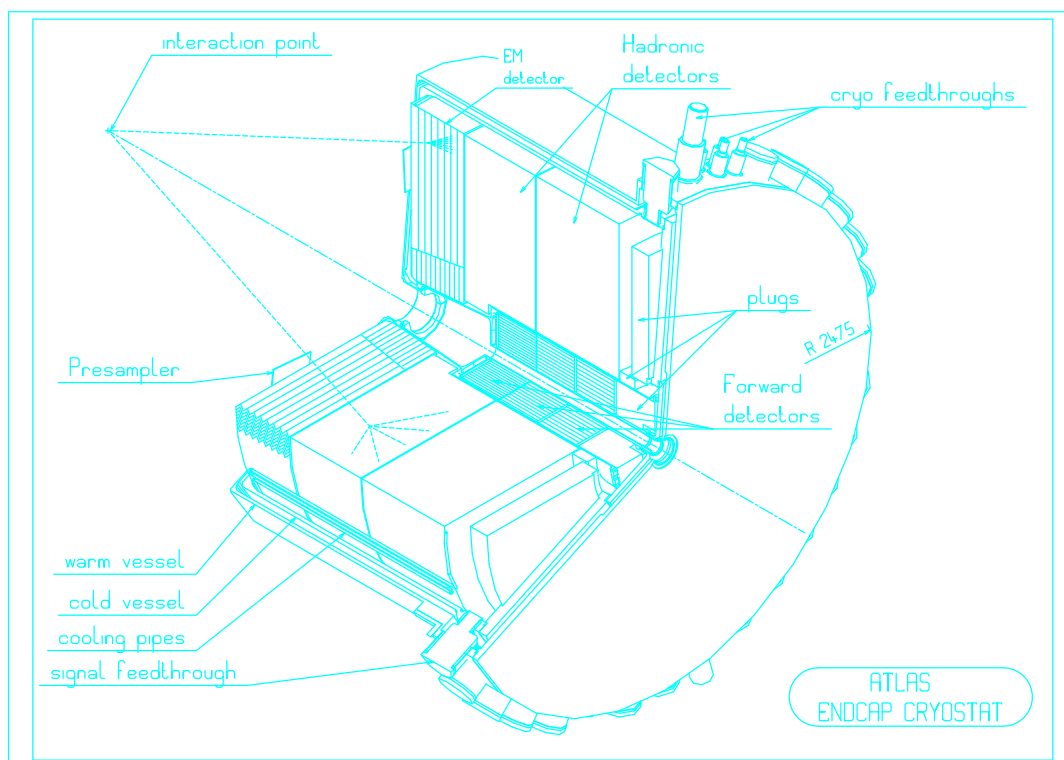


FIG. 2.7 – Cryostat incluant les calorimètres bouchons (ECAL et HCAL) et les calorimètre avants.

dérive des électrons d'ionisation.

Les performances attendues pour le ECAL sont :

- Résolution en énergie: $\leq 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ (E en GeV), avec un terme de bruit inférieur à 400 MeV.
- Résolution en φ : $4.6 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ (E en GeV)
- Résolution en θ : $60 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ (E en GeV)
- Taux de réjection de 1000, 500 et 3 respectivement sur les jets, électrons et π^0 pour des efficacités relatives sur les photons de 80 %, 95% et 90%.
- Taux de réjection de l'ordre de 10^5 sur les jets pour une efficacité sur les électrons d'environ 70%.

Les calorimètres hadroniques

Les fonctions des calorimètres hadroniques sont de mesurer les énergies et les directions des jets, de fournir une mesure de l'énergie transverse manquante. Ils peuvent également être utiles dans l'identification des particules, particulièrement les muons de basse impulsion transverse.

Deux technologies sont utilisées pour la calorimétrie hadronique dans ATLAS. Dans la région centrale ($|\eta| < 1.7$) le calorimètre est à tuiles scintillantes (Tilecal), et sera décrit

dans le chapitre suivant. Pour les régions à l'avant ($1.5 < |\eta| < 3.2$), le plus fort taux de radiations a motivé l'utilisation d'une technologie à Argon Liquide.

Ce calorimètre est composé de deux roues indépendantes utilisant du cuivre comme absorbeur. Entre deux plaques de cuivre est situé un système de trois électrodes parallèles, divisant l'espace en quatre intervalles d'environ 1.8 mm. L'électrode du centre est l'électrode de lecture, de concept similaire à celle du calorimètre électromagnétique. Les deux autres électrodes transportent la haute tension. Un tel système permet de réduire la haute tension à 2kV, au lieu de 4 kV sans ces deux électrodes. L'épaisseur totale correspond à plus de dix longueurs d'interaction³.

La couverture des calorimètres s'étend jusqu'à $|\eta| = 4.9$ avec l'utilisation du calorimètre avant. Ceci garantit une bonne mesure de l'impulsion transverse manquante. Le calorimètre avant est composé de trois sections (voir figure 2.7), utilisant comme absorbeur du cuivre pour la première section et du tungstène pour les deux sections suivantes. Le tungstène a été choisi pour sa plus forte densité, et permet d'obtenir une épaisseur de 9.5λ dans un espace relativement restreint. Les performances attendues en terme de résolutions en énergie des jets sont un terme d'échantillonnage inférieur à 100% $\text{GeV}^{1/2}/\sqrt{E}$, et un terme constant inférieur à 10%.

Le spectromètre à muons

La dernière partie du détecteur ATLAS est constituée par les chambres à muons. Il fixe la taille du détecteur ATLAS: 22 m de hauteur et 46 m de longueur. Le rôle du spectromètre à muons est l'identification et la mesure de l'impulsion des muons, en mode autonome et/ou en combinaison avec les informations issues du détecteur interne, et l'association du muon avec le croisement de faisceau correspondant [40]. Il est également utilisé pour le déclenchement de l'acquisition, par exemple pour la sélection des événements $t\bar{t}$.

La détermination de l'impulsion est réalisée en courbant la trajectoire des muons dans le plan r-z à l'aide d'un champ magnétique fourni par un toroïde à air. Cette structure a été choisie de manière à limiter la quantité de matière. La figure 2.8 présente le système d'aimants du spectromètre à muons. Dans la partie $|\eta| < 1.0$ le champ magnétique est constitué par huit bobines supraconductrices longues de 25 m. Dans la partie avant ($1.4 < |\eta| < 2.7$) ce sont huit autres bobines longues de 5 m qui permettent de courber les trajectoires des muons. Dans la région dite de transition $1.0 < |\eta| < 1.4$, le champ magnétique résulte de la combinaison des deux systèmes central et bouchon. La quantité de matière ($\sim 11\lambda$ dans la partie centrale, $\sim 15\lambda$ dans les parties avants) présente devant le détecteur de muons permet de limiter le bruit de fond d'origine hadronique.

Deux types de détecteurs composent le spectromètre à muons, représentés sur la figure 2.9. Les chambres à muons sont faites de telle sorte que les particules traversent trois stations. Chaque station est une superposition d'une chambre de précision et d'une chambre de déclenchement. Pour le déclenchement, des RPC (Resistive Plate Chambers) dans la partie centrale et des TGC (Thin Gap Chambers) sont utilisées. L'acceptance en pseudo-rapacité de ces chambres est $|\eta| < 2.4$. Les trajectoires sont reconstruites avec les

3. La longueur d'interaction λ quantifie la perte d'énergie d'un hadron par interaction nucléaire. C'est la distance pour laquelle un hadron perd 63% de son énergie par interaction nucléaire inélastique.

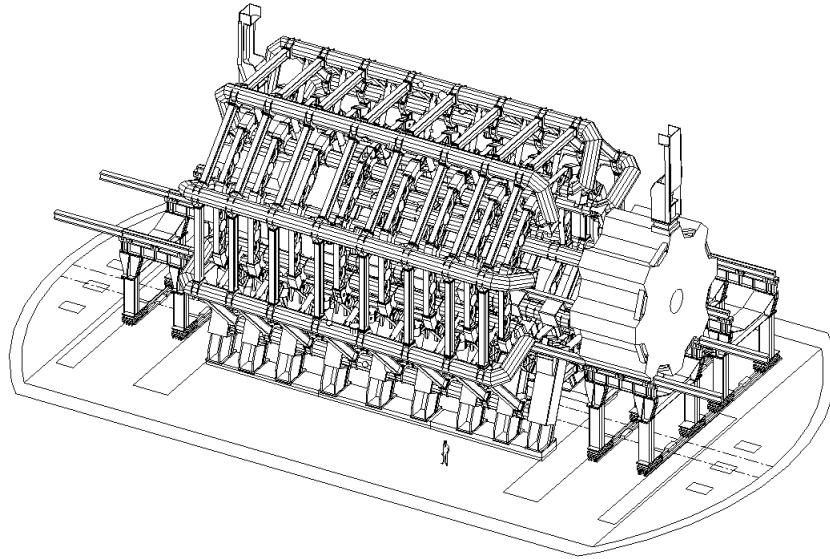


FIG. 2.8 – *Système d'aimants toroïdaux du spectromètre à muons.*

chambres de précision, de deux sortes : des MDT (Monitored Drift Tubes) dans la partie centrale et des CSC (Cathode Strip Chambers) couvrant la région $2.0 < |\eta| < 2.7$.

La figure 2.10 montre les performances attendues du spectromètre à muons [41]. L'efficacité de reconstruction des muons est supérieure à 85% pour des impulsions transverses allant de 6 GeV à 1 TeV. Les résolutions en impulsion, en combinant les informations issues du détecteur interne, vont de 1.5% à bas p_T à 7% à 1 TeV. La probabilité d'identification de la charge a été étudiée via la simulation de désintégrations semi-leptonique de nouveaux bosons de jauge W' . Pour une masse de W' de 1 TeV, la probabilité de mauvaise identification est inférieure à 1%, et atteint 4% pour une masse de 6 TeV.

En dessous de 6 GeV, l'efficacité de reconstruction décroît rapidement, pour atteindre 35% à 3 GeV. L'utilisation du dernier compartiment du Tilecal pourrait permettre une amélioration significative, comme le montre la figure 2.11.

Système de déclenchement.

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, la fréquence de croisement proton-proton au LHC est de 40 MHz. A haute luminosité cela conduit à 1 milliard d'interactions inélastiques par seconde. A titre d'exemple, sur ce milliard d'interactions, seulement dix conduiront à la production d'une paire $t\bar{t}$. L'énorme quantité d'informations à gérer nécessite une sélection en ligne permettant de ne retenir que les (quelques) événements intéressants tout en minimisant les temps morts.

Pour ce faire, le système de déclenchement d'ATLAS [42] est organisé en trois niveaux (figure 2.12). Le premier niveau (LVL 1) utilise les informations calorimétriques et des chambres de déclenchement du spectromètre à muons. Les objets recherchés à ce niveau sont les muons, les amas dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques

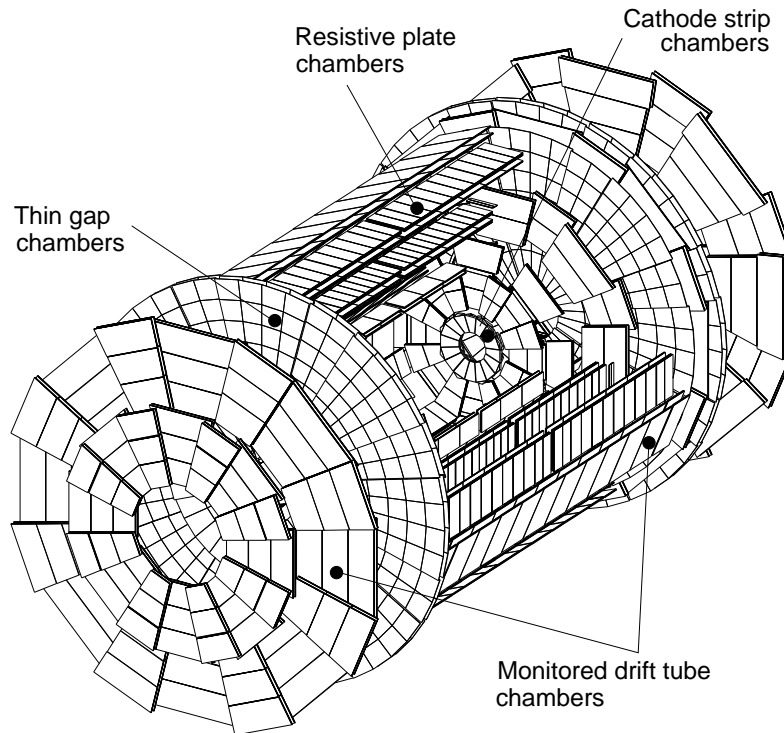


FIG. 2.9 – Spectromètre à muons.

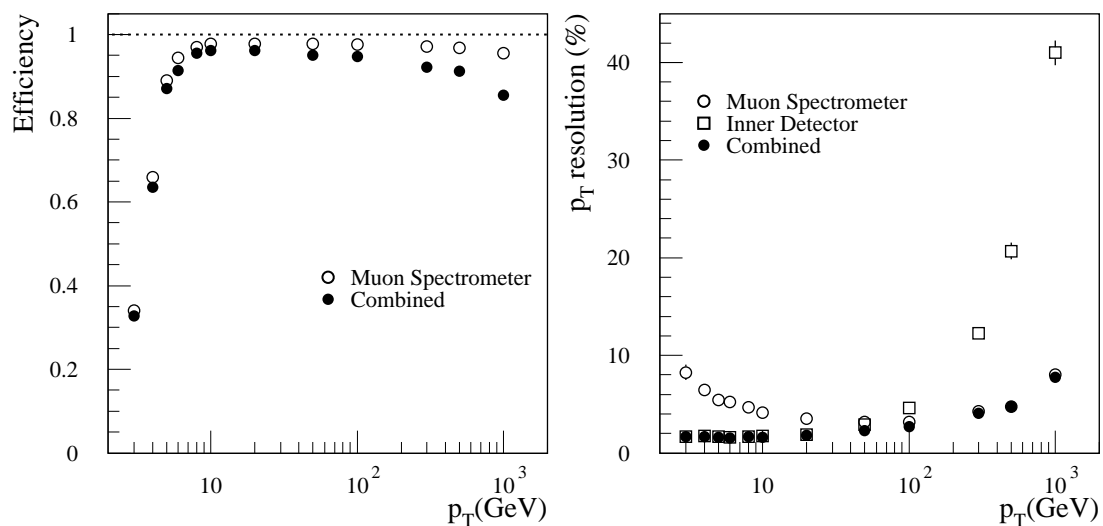


FIG. 2.10 – Efficacités de reconstruction (gauche) et résolutions en impulsion transverse (droite) pour des muons isolés sur une gamme d'impulsion transverse de 3 GeV à 1 TeV, en utilisant le mode autonome et la combinaison avec le détecteur interne.

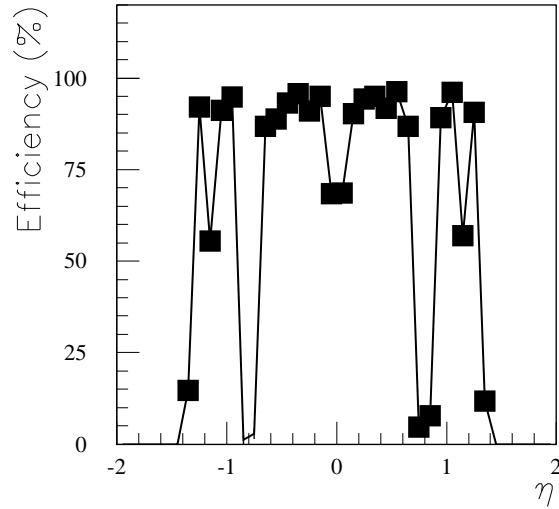


FIG. 2.11 – Efficacité d'identification de muons d'impulsion transverse comprise entre 3 GeV et 5 GeV.

et l'énergie transverse manquante. La décision du LVL 1 se base sur la combinaison des objets cités précédemment. Pendant la durée du temps de réponse, estimée à $2 \mu\text{s}$ (le seuil supérieur est fixé à $2.5 \mu\text{s}$), les données sont stockées dans des files d'attente (pipeline). Le traitement des données utilise les informations dédiées au déclenchement de niveau 1 : granularité des calorimètres non-optimale et pas d'utilisation des chambres de précision. En cas de réponse positive, l'ensemble des données du croisement de paquet correspondant sont dirigées⁴ vers des mémoires tampons (Read Out Buffer, ROB) en vue de leur traitement par le second niveau (LVL 2). La sélection au niveau 1 permet de réduire le taux d'événements à 75 KHz (au maximum 100 KHz).

Au niveau 2 du déclenchement, seules les régions d'intérêt (RoI) définies par le LVL 1 sont considérées. A ce niveau, le LVL 2 dispose de toutes les données (granularité optimale, chambres de précision et détecteur de traces) via les ROB. Il affine la définition de l'objet et confirme sa validité, puis utilise les informations des autres sous-détecteurs. Les objets sont alors plus spécifiques, et deviennent des candidats muons, électrons, photons, τ 's, jets. Le calcul de l'énergie transverse manquante s'affine également avec la prise en compte des muons et le remplacement des tours calorimétriques par les cellules correspondantes. La possibilité d'étiquetage des jets b est en cours d'étude, et pourrait permettre de baisser les seuils en impulsion transverse tout en gardant un taux d'événements acceptable. Le temps de latence du niveau 2 est au maximum de 10 ms, dépendant du type d'événement. Le but du LVL 2 est de réduire le taux d'événements à 1 KHz.

Après acceptation de l'événement, celui-ci est traité par le filtre d'événements (EF) de manière complète. La distinction entre le niveau 2 et l'EF reste à ce jour mal définie puisqu'elle dépend de la technologie. Cette distinction devrait par conséquent évoluer d'ici à la prise de données. Le rôle du filtre est de confirmer la décision du niveau 2, et

4. Après formattage des données et éventuel étalonnage

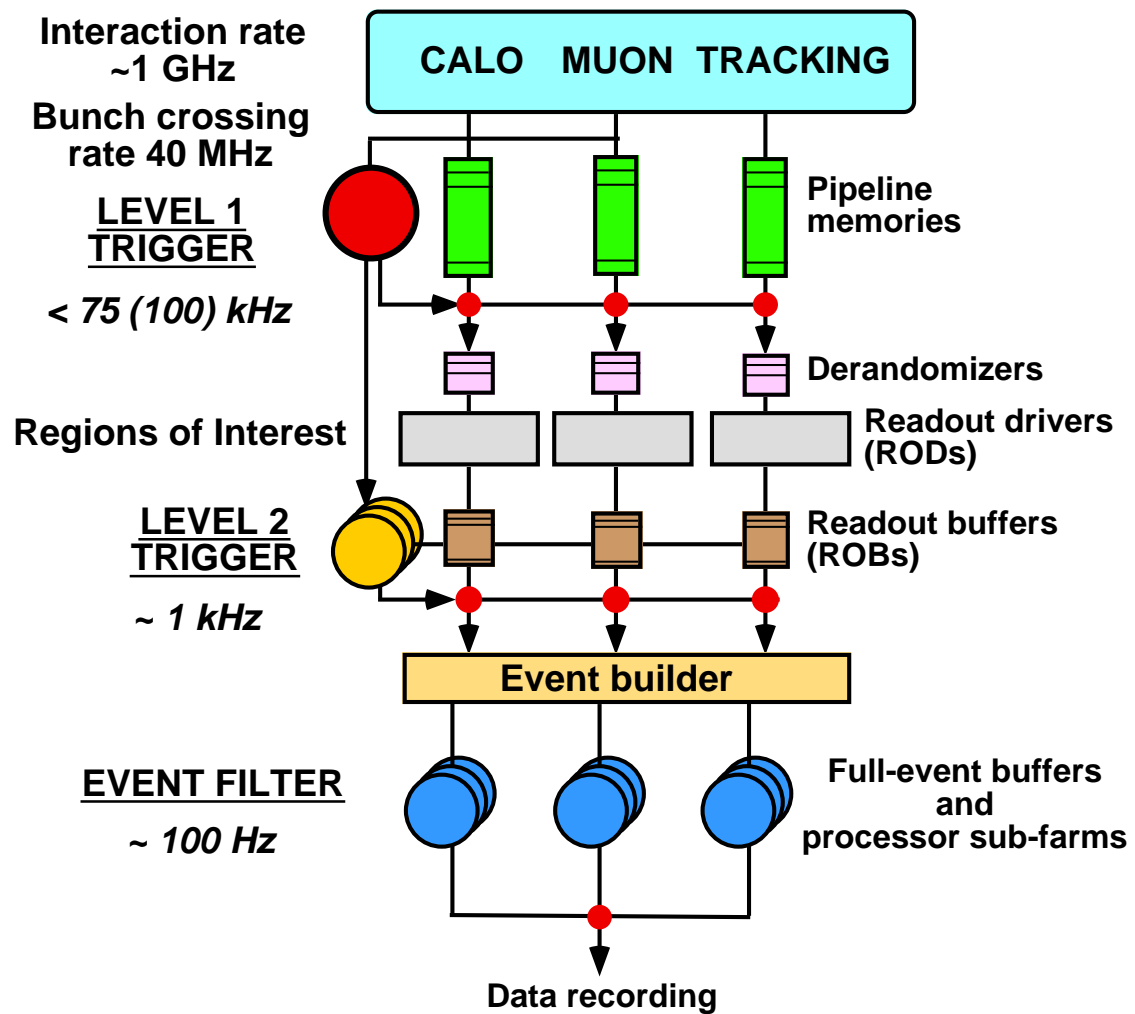


FIG. 2.12 – Diagramme des niveaux de déclenchement.

d'appliquer la sélection finale. Le taux d'événement en sortie doit être au maximum de 100 Hz. Ceci conduit à un volume de donnée de 100 MB/s, soit un volume de stockage pour ATLAS de 1 million de GigaOctets (1 PetaOctet) par année de fonctionnement.

Chapitre 3

Intégration et production de l'électronique frontale du Tilecal

3.1 Le Tilecal

3.1.1 Description

Le Tilecal est, comme le calorimètre électromagnétique, à échantillonnage. Il utilise du fer comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu actif [43]. Il est composé de deux parties cylindriques : une configuration tonneau de longueur 5.64 m ($|\eta| < 1.0$), et deux parties dites tonneau étendu de longueur 2.91 m ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Il y a en tout 64 modules de chaque sorte, donnant une granularité en φ de $2\pi/64 \simeq 0.1$. Les modules sont segmentés en trois sections longitudinales, de granularité 0.1 en pseudo-rapacité pour les deux premiers segments, et 0.2 pour le dernier. Ces sections représentent 1.4, 3.9 et 1.8 longueur d'interaction, respectivement à $|\eta| = 0$. Outre son utilité pour la calorimétrie hadronique d'ATLAS, le Tilecal sert également au retour du champ magnétique du solénoïde et de support mécanique aux cryostats des calorimètres à Argon Liquide. La prise en compte de ces aspects a influé sur la conception mécanique, optique et électronique du Tilecal.

La figure 3.1 montre un module et son système de guide de lumière. L'orientation des tuiles est perpendiculaire à l'axe du faisceau et chaque rangée de tuiles est décalée d'une rangée sur l'autre. Cette disposition facilite la collection de la lumière par des fibres à décalage de longueur d'onde situées de chaque côté d'un module, et il a été montré qu'elle permettait d'obtenir une bonne homogénéité d'échantillonnage lorsque le calorimètre est situé derrière environ deux longueurs d'interaction de matière (ici le ECAL et le solénoïde). Ces fibres optiques sont couplées aux tuiles scintillantes (une fibre de chaque côté d'une tuile), et guident la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs situés au sommet extérieur des modules. Les fibres d'une même cellule du calorimètre sont regroupées en toron à l'entrée d'un bloc photomultiplicateur. Chaque cellule est ainsi associée à un couple de photomultiplicateurs.

L'espace entre le tonneau et le tonneau étendu du Tilecal est représenté sur la figure 3.2. Cette région est utilisée par les services des autres sous-systèmes, plus internes que le

Tilecal. Il est donc nécessaire d'instrumenter l'espace restreint disponible avec du matériel actif, c'est le but du Calorimètre à Tuiles Intermédiaire (ITC), représenté par les cellules D4 et C10 sur la figure 3.3. Ces deux cellules sont de conception identiques aux autres, couvrent la région en pseudo-rapacité $0.8 < |\eta| < 1.0$, et forment une extension au tonneau étendu : le "plug". Pour des pseudo-rapidités plus élevées, l'espace est encore plus restreint et l'ITC est formé de scintillateurs échantillonnant l'énergie perdue dans le cryostat. La première série de scintillateurs, appelée "gap", est constituée de deux tuiles, chacune de granularité $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ et couvrant la région $1.0 < |\eta| < 1.2$. Ce sont les cellules E1 et E2 représentée sur la figure 3.3. La couverture de l'ITC s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.6$, le "crack", avec deux tuiles scintillantes supplémentaires, de granularité $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.1$. Ces scintillateurs sont schématisés sur la figure 3.2 en face de la roue externe du calorimètre électromagnétique bouchon, et par les cellules E3 et E4.

Le performances du Tilecal obtenues en faisceau de pions en terme de résolutions sont :

$$\begin{aligned} - \frac{\sigma_E}{E} &= \left[\frac{(41.9 \pm 1.6) \text{ GeV}^{1/2} \%}{\sqrt{E}} + (1.8 \pm 0.1) \% \right] \oplus \frac{(1.8 \pm 0.1) \text{ GeV}}{E} \\ - \sigma_\varphi &= \frac{(68.17 \pm 0.75) \text{ GeV}^{1/2} \text{ mrad}}{\sqrt{E}} + (0.90 \pm 0.11) \text{ mrad} \\ - \sigma_\theta &= \frac{(160.50 \pm 1.48) \text{ GeV}^{1/2} \text{ mrad}}{\sqrt{E}} + (8.15 \pm 0.20) \text{ mrad} \end{aligned}$$

En ce qui concerne les jets, la résolution en énergie estimée est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(53.9 \pm 1.3) \text{ GeV}^{1/2} \%}{\sqrt{E}} \oplus (1.28 \pm 0.20) \%$$

pour un cône de reconstruction de 0.4, en utilisant la méthode à la H1 [46], à comparer aux objectifs de la collaboration ATLAS :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50 \text{ GeV}^{1/2} \%}{\sqrt{E}} \oplus 3 \%$$

3.1.2 L'optique du Tilecal

Au passage d'une particule ionisante dans une tuile, de la lumière dans le domaine UV est produite. La présence de matériaux dopants (1.5% PTP, 0.04% POPOP) ajoutés au polystyrène permet d'obtenir une lumière bleue. Au total environ 460000 tuiles de 3 mm d'épaisseur et de 11 tailles différentes équiperont les modules du Tilecal. Elles sont percées de deux trous prévus pour le passage des tubes dans lesquels circule une source de césium [44] utilisée pour l'intercalibration des cellules et le suivi de leur uniformité grâce à la possibilité d'observer la réponse tuile à tuile. La source césium permet, de plus, de vérifier le couplage tuile-fibre, comme le montre la figure 3.4.

Les tuiles sont enveloppées d'une feuille blanche de TYVEK, à la fois pour les protéger et augmenter le taux de réflexion vers l'intérieur de la tuile. De plus, pour réduire la non-uniformité sur les bords de tuile, un bandeau absorbant de 1 à 4 cm de large est imprimé sur la face interne des feuilles, au niveau des deux bords.

Le transport de la lumière des tuiles vers les photomultiplicateurs se fait par l'intermédiaire de fibres à décalage de longueur d'onde. Le fluor contenu dans les fibres permet d'absorber la lumière bleue issue des tuiles et de la ré-émettre dans le vert, domaine de longueur d'onde pour lequel la photocathode des photomultiplicateurs est le

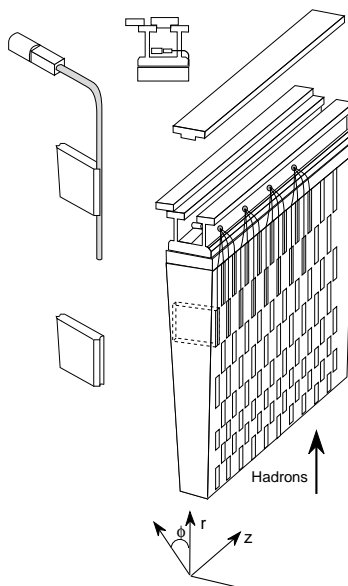


FIG. 3.1 – *Module du Tilecal et schéma de collection de la lumière.*

plus sensible. Les fibres doivent, de plus, avoir le minimum de réponse directe aux particules ionisantes, d'où l'emploi de dopant (UVA) permettant l'absorption de la lumière ultra-violette parasite. L'instrumentation de tous les modules du Tilecal nécessite plus de 1000 km de fibres.

Le photomultiplicateur reçoit la lumière issue d'une cellule composée de plusieurs tuiles. La réponse du photomultiplicateur ne doit pas dépendre de la position des fibres dans le toron. Pour ce faire, un guide de lumière de section carrée est disposé entre le toron et la photocathode et permet de redistribuer spatialement la lumière reçue par cette dernière. Ces guides de lumière ont été conçus pour ne pas émettre de lumière Cerenkov issue de particules "parasites".

3.1.3 Supports de l'électronique frontale du Tilecal : les Tiroirs

Toute l'électronique de lecture est contenue dans un support mécanique : les super-tiroirs. Au super-tiroir va également être intégré le système de refroidissement par eau ("cooling") requis pour dissiper les 200 W (au maximum) dissipés par les différents systèmes électroniques. Le fluide utilisé est de l'eau circulant en dépression, pour éviter l'effet catastrophique qu'une fuite aurait sur l'électronique.

Un super-tiroir est composé de deux parties, un tiroir externe et un tiroir interne. La structure mécanique brute d'un tiroir est indépendante de sa position, interne ou externe. La distinction se fait en premier lieu en définissant le lieu de jonction de l'électronique et du "cooling" avec l'extérieur : le Patch-Panel. La figure 3.5 présente un schéma d'un super-tiroir et sa composition. La disposition des blocs photomultiplicateurs (PMT) est montrée sur la photo de la figure 3.6, où un prototype du système haute-tension est également visible. Les photomultiplicateurs sont insérés transversalement et tête bêche

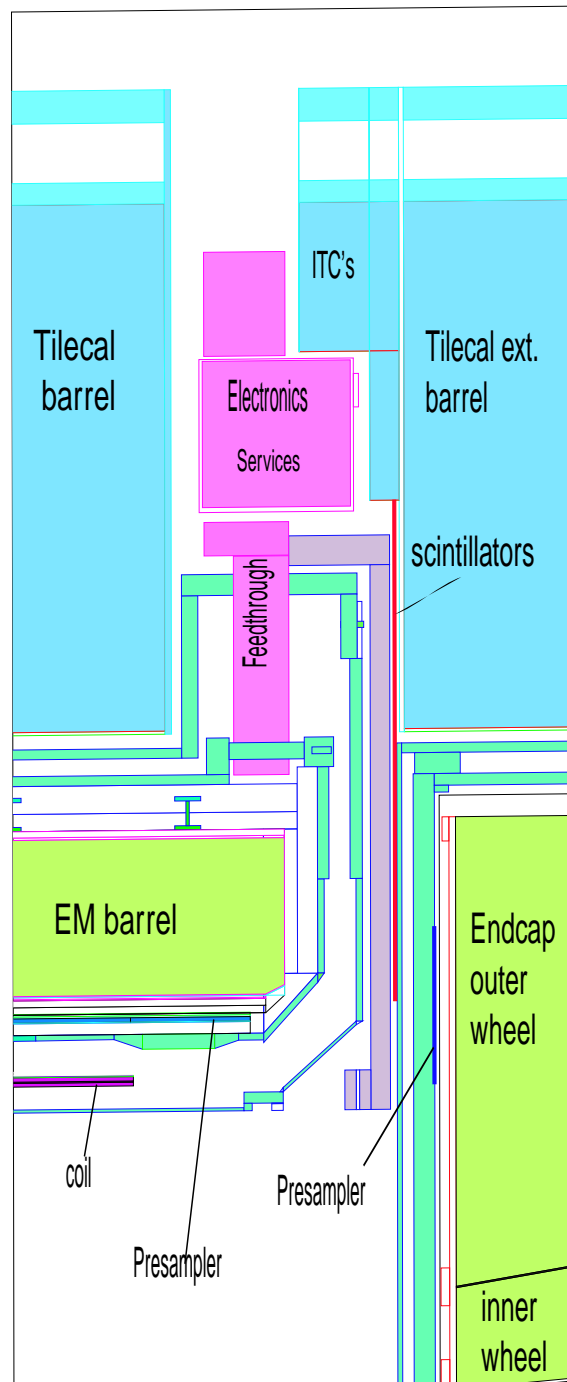


FIG. 3.2 – Région de transition tonneau-tonneau étendu. Entre les deux sont situés les services pour les systèmes internes au Tilecal.

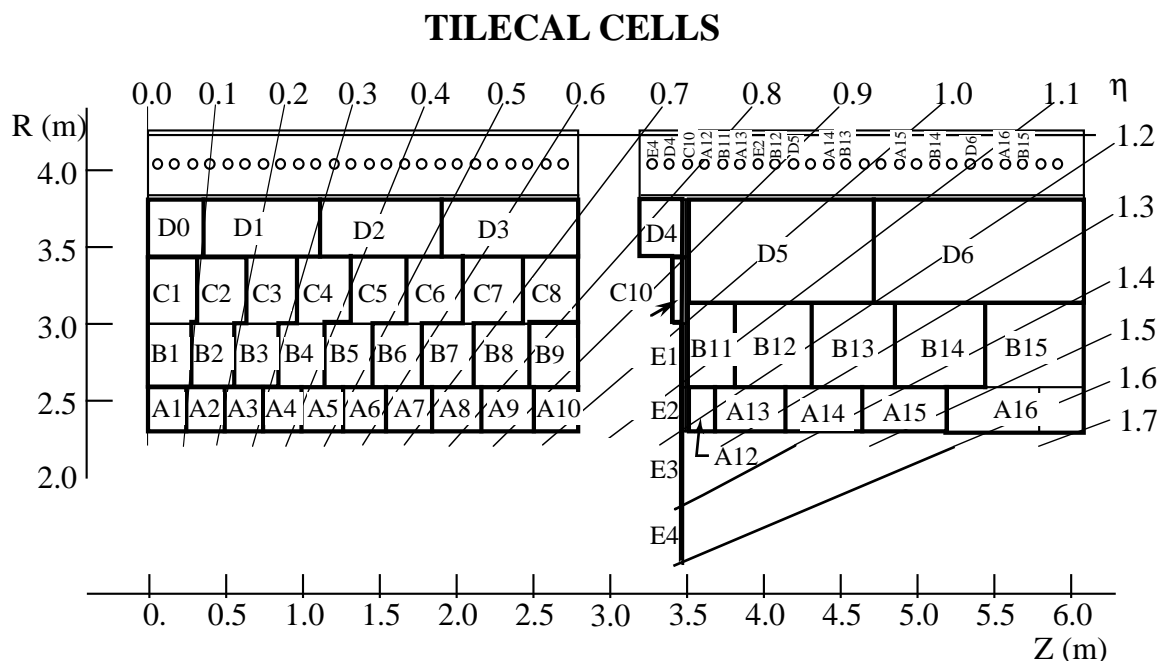


FIG. 3.3 – Couverture en pseudorapidité d'un demi-module du tonneau associé à un module du tonneau étendu.

dans un super-tiroir de telle sorte qu'une fois celui-ci introduit dans un module, ils se trouvent en face d'un toron de fibre et collectent le maximum de lumière issue de celui-ci.

Chaque côté d'un tiroir est utilisé spécifiquement : le côté haute tension permet d'alimenter les photomultiplicateurs et de réguler la tension délivrée à ± 0.5 V [47], le côté lecture servant à traiter le signal issu des PMTs.

3.2 L'électronique de lecture du Tilecal

3.2.1 Les blocs photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs sont le lien entre le signal optique issu de l'énergie déposée par les particules et le signal électrique qui va être traité. Un bloc photomultiplicateur caractérise l'ensemble des éléments associés au photomultiplicateur (voir figure 3.7) : le guide de lumière, le PMT, le pont diviseur et la carte 3-en-1. Le tout est protégé du champ magnétique par un blindage en μ -métal et une enveloppe cylindrique en fer.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, le guide de lumière permet d'obtenir une meilleure uniformité de collection au niveau de la photocathode. Celle-ci convertit le signal optique en signal électrique. Les photoélectrons ainsi créés vont être multipliés en cascade par une série de dynodes, permettant ainsi d'amplifier le signal électrique à un niveau exploitable. Les PMTs choisis par la collaboration ATLAS sont de type R5900, fabriqués par la société Hamamatsu [48]. Ils possèdent une longueur de 20 mm (sans prendre en

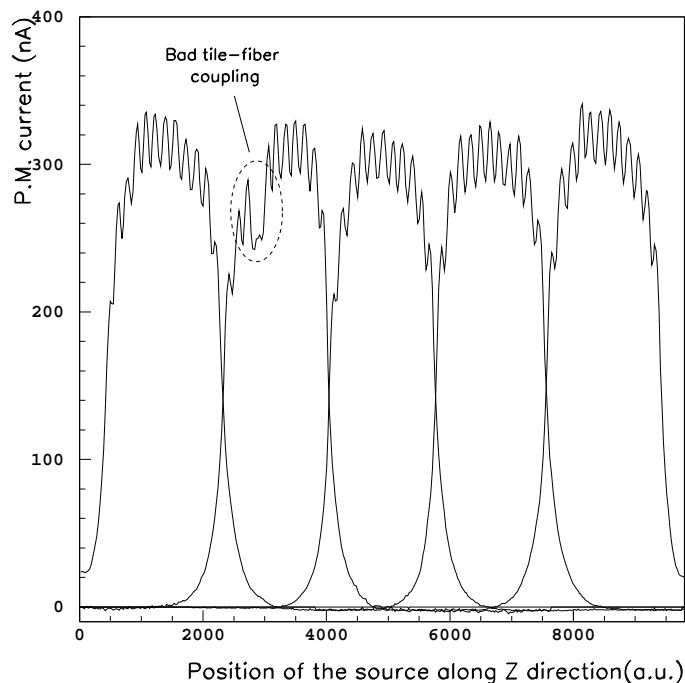


FIG. 3.4 – Courant mesuré pour cinq cellules consécutives par les photomultiplicateurs correspondants. La deuxième cellule fait apparaître un défaut au niveau du couplage tuile-fibre.

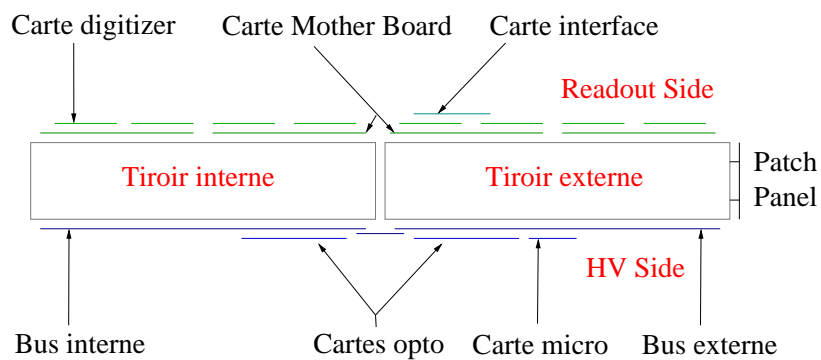


FIG. 3.5 – Schéma et composition d'un super-tiroir.

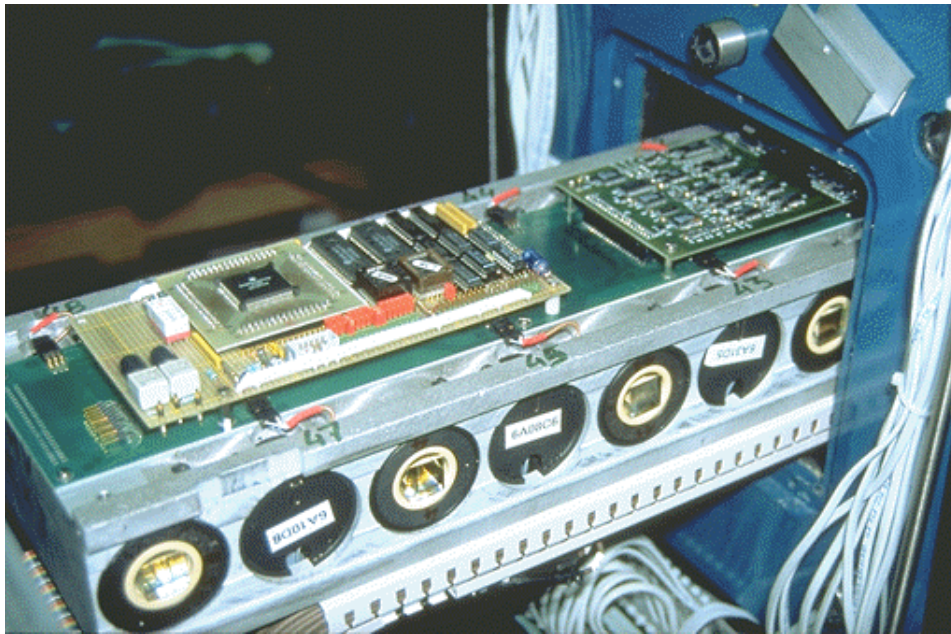


FIG. 3.6 – *Super-tiroir partiellement inséré dans un module.*

compte les broches d'alimentation de 7 mm) et une largeur de 26 mm. La photocathode est de section carrée 18 mm \times 18 mm. Les spécificités requises pour l'expérience ATLAS ont conduit à l'optimisation des PMT qui doivent posséder [49] :

- Une grande dynamique. L'énergie déposée dans les cellules varie de 350 MeV pour des muons de basse énergie à quelques TeV (étude de la compositivité). Ceci a conduit à demander un gain d'amplification de 10^5 , conduisant à une charge maximum collectée de 800 pC, en considérant une collection de 50 photoélectrons/GeV.
- Une bonne linéarité sur toute la gamme dynamique, de quelques dizaine de MeV à quelques TeV. L'utilisation d'un PMT à huit étages permet d'obtenir une non-linéarité inférieure à 2% pour un courant d'anode de 50 mA. Cette non-linéarité résiduelle peut être corrigée par le système laser.
- Une bonne efficacité quantique. Le nombre de photoélectrons collectés à la première dynode par rapport au nombre de photons reçus doit être suffisant pour maintenir une bonne photostatistique afin de ne pas dégrader la résolution dans le calorimètre.
- Une faible sensibilité aux champs magnétiques résiduels. L'utilisation d'un blindage magnétique permet d'éliminer la variation du gain dû aux champs magnétiques.
- Un faible courant d'obscurité. La source de césium utilisée pour l'intercalibration des cellules dépose peu d'énergie ($E_\gamma=662$ keV) et induit par conséquent un courant d'environ 30 nA pour un gain de 10^5 . Il est donc nécessaire que le courant d'obscurité soit au maximum de quelques nano-Ampère. Plusieurs effets contribuent au courant d'obscurité, notamment l'émission froide (effet du champ électrique en raison de la présence de défauts sur les électrodes) qui implique que la haute-tension appliquée ne doit pas dépasser 1000 V. Pour les PM R5900, un courant d'obscurité moyen de

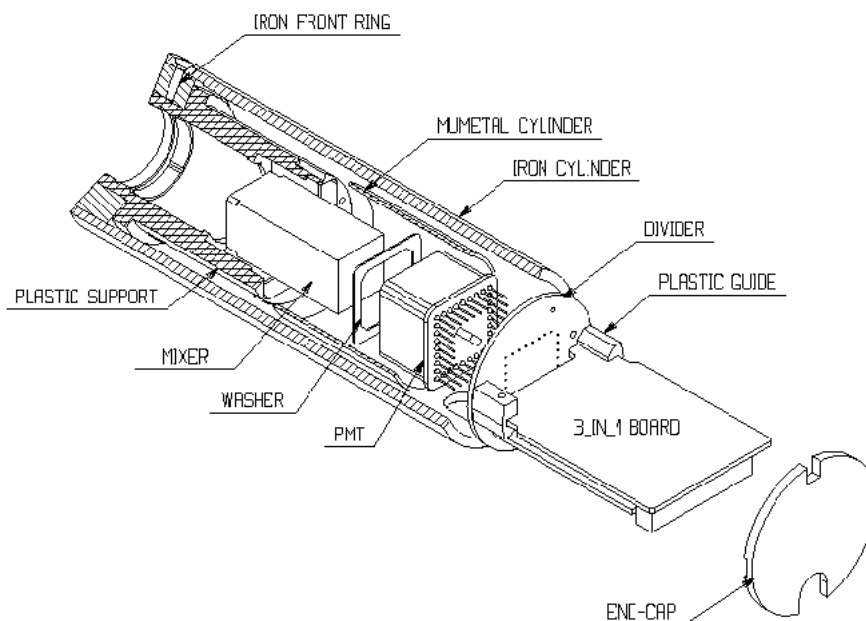


FIG. 3.7 – *Éléments d'un bloc photomultiplicateur*

150 pA est obtenu pour une haute tension appliquée de 800 V.

- Une bonne stabilité du gain à long terme. Le but fixé est une dérive inférieure à 2%, corrigé avec le système laser.
- Une faible sensibilité à la température. Le R5900 répond à ce critère avec une variation du gain de 0.25% par degré Celsius.

Un pont diviseur répartit la haute tension entre les dynodes. La répartition a été choisie de façon à obtenir un gain de 10^5 ainsi qu'une bonne linéarité. Le PM se branche directement sur le pont diviseur.

Le signal issue de l'anode est lu par la carte "3-en-1" via le pont diviseur auquel elle est directement connectée. Les fonctions de la carte 3-en-1 sont les suivantes :

- Mise en forme du signal de sortie du PM. La charge issue de l'anode du PM est transformée en un signal d'amplitude proportionnelle à l'énergie déposée, de largeur à mi-hauteur de 50 ns.
- Deux sorties avec un gain relatif de 64, appelées sorties Haut gain et Bas gain. Ceci permet de couvrir une gamme dynamique de 16 bits, correspondant à des énergies allant d'une dizaine de MeV à quelques TeV.
- Intégration de charge, destinée à mesurer le courant induit par le passage de la source de Césium ainsi que celui issu des événements de biais minimum. Cette fonctionnalité permet une calibration et un suivi de calibration des cellules du calorimètre. Le gain de ce circuit intégrateur est ajustable (parmi six valeurs).
- Injection d'une charge connue couvrant toute la gamme dynamique. Ceci permet de calibrer l'électronique par rapport à un signal parfaitement déterminé.

Les blocs photomultiplicateurs se connectent au reste de l'électronique via quatre câbles. Un câble issu du pont diviseur pour recevoir la haute-tension, un câble plat issu des 3-en-1 pour la calibration et le contrôle des cartes, un câble fournissant la sortie bas gain en vue de la sommation pour le système de déclenchement de niveau 1 et un c câble fournissant les sorties haut et bas gain pour la numérisation.

3.2.2 Alimentation en haute-tension des blocs photomultiplicateurs

Un super-tiroir contient 45 blocs photomultiplicateurs pour un module du tonneau et 32 pour un module du tonneau étendu. Pour obtenir un gain de 10^5 il est nécessaire d'appliquer une haute-tension spécifique à chaque PMT individuellement. Au total, ce sont 9856 PMTs qu'il faut alimenter en haute-tension. Il n'est évidemment pas question d'avoir autant de sources. Il y en aura en fait 256, une par super-tiroir, pouvant délivrer deux hautes tensions à l'entrée du tiroir, -830V et -950V.

L'ajustement de la haute-tension pour chaque PMT est effectué avec les cartes du système haute-tension [47], disposé sur l'un des flancs du super-tiroir. Il se compose de deux couches de cartes. Au plus près du super-tiroir se trouve le bus haute-tension auquel se connectent deux types de cartes : une carte micro-contrôleur et deux cartes optocoupleurs. Le système de distribution de la haute-tension a été conçu en utilisant des composants naturellement insensibles au champ magnétique et compatibles avec les niveaux de radiations.

Le bus haute-tension se compose physiquement de deux parties, une pour chaque tiroir, reliées par un bus flexible au niveau inter-tiroir. Sur le côté externe, il reçoit la tension issue des sources extérieures et la basse tension nécessaire à alimenter les cartes électroniques (+5V, -15V et +15V). C'est par l'intermédiaire du bus que les hautes-tensions délivrées par les optocoupleurs sont appliquées aux photomultiplicateurs.

La carte micro-contrôleur (HVMICRO) est une carte de contrôle et d'interface avec l'extérieur. Elle gère les instructions reçues et ordonne les consignes de haute-tension aux canaux des cartes optocoupleurs. La carte HVMICRO communique avec l'extérieur via un bus de communication de type CANbus. Elle reçoit les consignes de haute-tension et les ordres d'application de la haute tension. Elle transmet les hautes-tensions appliquées, ainsi que les valeurs des sept sondes de température réparties dans le super-tiroir. L'une de ces sondes est intégrée directement sur la carte.

Les deux cartes optocoupleurs (HVOPTO) régulent la haute-tension devant être appliquée aux photomultiplicateurs. La tension de consigne peut être au minimum de $HV_{in} - 350V$. Elles lisent la haute-tension appliquée sur chaque voie (24 voies par carte) ainsi que les valeurs des sondes de température (trois valeurs par carte). Ces valeurs sont lues par le micro-contrôleur et transmises sur requête à l'extérieur via CANbus.

3.2.3 Electronique de lecture

Sur l'autre flanc du super-tiroir se situe l'électronique de lecture. Elle se compose de trois couches de cartes. Partant du tiroir brut, on trouve les cartes mères (MB), les cartes

Tonneau	Tonneau étendu
0.0-0.1	0.8-1.0
0.1-0.2	1.1-1.2
0.2-0.3	1.2-1.3
0.3-0.4	1.3-1.4
0.4-0.5	1.4-1.6
0.5-0.6	-
0.6-0.7	-
0.7-0.8	-
0.8-1.0	-

TAB. 3.1 – *Intervalle en pseudo-rapacité des tours calorimétriques. L'intervalle en $\Delta\varphi$ est de 0.1.*

Digitiseurs et la carte interface optique (SLINK).

Les cartes mères

Les cartes mères (MB) sont au nombre de quatre, deux par tiroir et toutes différentes. Les MB transportent les tensions d'alimentation ainsi que les signaux de contrôle et de commande pour les cartes 3-en-1 tout le long d'un super-tiroir. Au plus près du Patch-Panel, la MB#1 reçoit les basses tensions (-5V, +5V et +15V) et les signaux de commande par réseau CANbus via le Patch-Panel. Elle reçoit également les signaux d'horloge du LHC et de commande via une connection avec la carte SLINK qui reçoit ce signal directement par fibre optique. Les cartes mères supportent la carte ADC-Intégrateur (ADC-I, une par super-tiroir, sur la MB#1) et les cartes additionneurs (cartes "Adder", dix et sept par super-tiroir pour une configuration tonneau et tonneau étendu respectivement).

L'ADC-I est le lien entre le système d'intégration de charge des cartes 3-en-1 et l'extérieur. Elle sélectionne les voies, leur envoie les ordres, et configure les gains des intégrateurs. Elle numérise le signal intégré de la voie sélectionnée avec un ADC 12 bits et permet un contrôle global des piédestaux.

Les cartes Adders reçoivent les signaux bas gains directement des cartes 3-en-1. Chaque carte regroupe les signaux issus des cellules d'une même tour de déclenchement calorimétrique (voir figure 3.3), et effectue une somme analogique de ces signaux. Leur nombre sur un super-tiroir dépend par conséquent de la configuration, tonneau ou tonneau étendu, dont les tours calorimétriques correspondantes sont indiquées dans le tableau 3.1. Pour faire en sorte que les signaux des différentes cellules arrivent synchronisés sur les cartes, des câbles de délais (delay-cables) sont utilisés pour connecter les sorties des 3-en-1 aux entrées des cartes Adders [50]. La carte fournit deux sorties, une sortie calorimétrique qui est la somme de toutes les cellules de la tour considérée et une sortie muon correspondant à la cellule du troisième segment de la tour (cellule Di). Ces sorties sont dirigées vers l'électronique dédiée au déclenchement de niveau 1 via le Patch-Panel.

Cartes Digitiseurs et interface optique

La deuxième couche de cartes électroniques est constituée des cartes Digitiseurs. Elles reçoivent les signaux de sorties haut gain et bas gain directement des cartes 3-en-1. Une carte Digitiseur étant connectée à six PMTs au maximum, il faut donc huit Digitiseurs pour une configuration tonneau (45 PMTs) et six pour une configuration tonneau étendu (32 PMTs). Les signaux sont numérisés à la fréquence de 40 MHz avec un ADC 10 bits par gain et par voie, ce qui implique un total de 12 ADC par carte. Les signaux numérisés sont ensuite stockés dans des mémoires tampons, les Tile-DMUs, en attendant la réponse du niveau 1 de déclenchement. Cette réponse est fournie via la carte Interface optique qui permet également une synchronisation en utilisant le signal d'horloge. Chaque Digitiseur contient deux Tile-DMUs, chacun traitant trois voies en même temps. En cas de réponse positive du niveau 1, les données, sous forme de sept points de mesures séparés de 25 ns, et centrés sur le point de passage de l'événement retenu par le déclenchement sont formatées et envoyées vers la carte Interface optique formant la troisième couche et située à cheval et au dessus des troisième et quatrième Digitiseurs (voir figure 3.5). La carte SLINK collecte les données des Digitiseurs, les reformate et les transmet par fibre optique pour traitement par le niveau 2 de déclenchement. La carte SLINK, également, reçoit et transmet tous les signaux optiques TTC (signaux de trigger, timing et commande) et les redistribue à l'ensemble des cartes de l'électronique de lecture du TILECAL.

3.3 Intégration et assemblage des super-tiroirs

Une fois assemblé, un super-tiroir doit répondre à plusieurs critères. Il faut s'assurer d'une part qu'il pourra dans tous les cas s'insérer sans problèmes dans sa structure d'accueil, la poutre métallique supportant le module ("girder"). D'autre part, il faut également avoir fait en sorte que l'assemblage en lui même n'ait pas entraîné d'erreur. Nous décrivons dans cette section les contraintes mécaniques et ergonomiques ayant influencées l'intégration et l'assemblage des super-tiroirs.

3.3.1 Intégration

Respect de la section carrée

Sur la figure 3.8 est représentée une coupe transversale d'un super-tiroir inséré dans le girder. La dimension de celui-ci, $170 \times 170 \text{ mm}^2$, limite la section carrée d'un super-tiroir. En prenant en compte les fluctuations sur la longueur d'un girder (5.64 m pour le tonneau et 2.91 m pour le tonneau étendu) et sur l'alignement d'un tiroir dans le girder, il a été décidé qu'un super-tiroir assemblé ne doit pas dépasser la cote de $165 \times 165 \text{ mm}^2$. Pour la partie haute-tension, il y a peu de cartes, il est donc aisé de respecter la dimension imposée. En revanche, le côté lecture, qui contient trois couches de cartes, peut poser des problèmes. La disposition et l'écart entre les couches ont été influencés par les critères suivants :

- La hauteur entre le milieu du tiroir et le plus haut composant de la carte interface

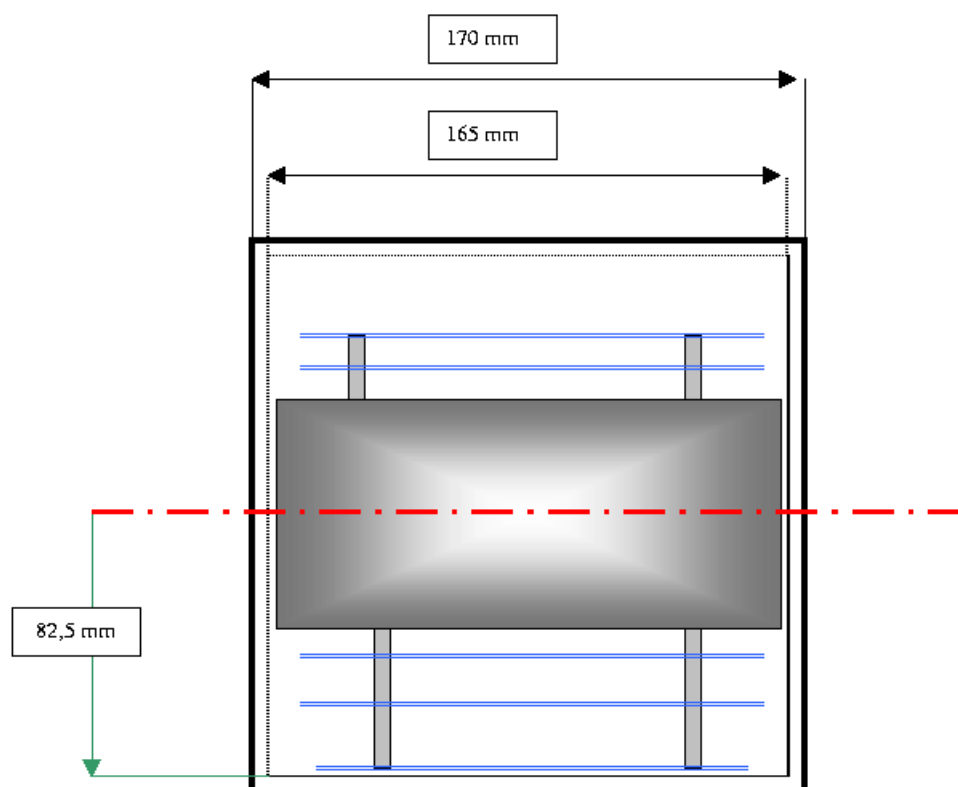


FIG. 3.8 – Schéma en coupe d'un super-tiroir inséré.

(connecteur de fibre optique) ne doit pas dépasser 82.5 mm.

- Il doit y avoir suffisamment d'espace entre les cartes pour avoir une bonne ventilation.

Pour pouvoir estimer les écarts entre les cartes et donc les tailles des colonnettes à utiliser, il est nécessaire d'avoir une référence précise. Sur la figure 3.9 on peut voir que la distance entre le milieu du tiroir et la face externe du tiroir (côté lecture) est comprise entre 35 mm et 37.5 mm, compte tenu de la tolérance mécanique obtenue en sortie de fonderie sur les tiroirs. Une référence plus précise a été imposée et une adaptation au moment de l'usinage des tiroirs par un lamage au niveau des pas de vis à été réalisée. La référence est alors à 34 mm du milieu du tiroir, au dixième près.

L'arrangement des cartes a été prévu pour optimiser la hauteur totale tout en gardant un certain écart entre deux couches successives. A titre d'exemple, la carte SLINK a ainsi été raccourcie de 12 cm de manière à ne pas encombrer la zone inter-tiroir, et tous ses composants ont été placés sur la face externe. Le point le plus délicat pour cette carte a été la hauteur du connecteur optique, qui a finalement pu être remplacé par un nouveau connecteur plus petit.

La configuration finale permet maintenant d'avoir une hauteur inférieure à 82.5 mm.

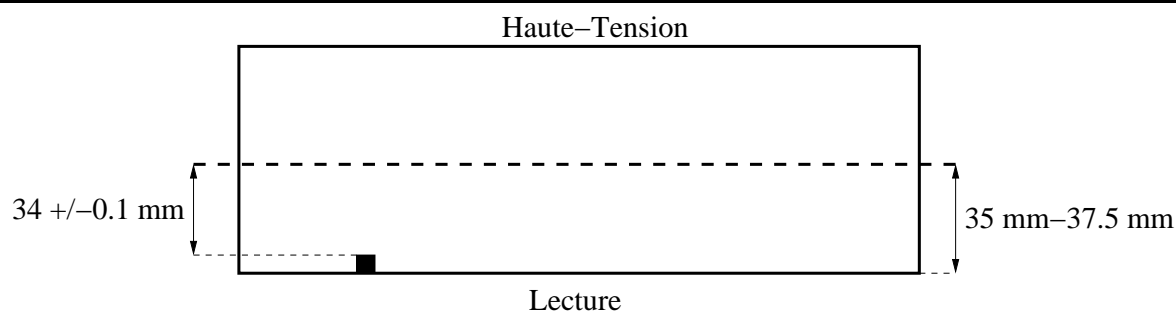


FIG. 3.9 – Hauteur d'un tiroir avec et sans lamage.

Disposition des Super-Tiroirs dans ATLAS

Un point important à prendre en compte est la disposition des super-tiroirs dans ATLAS, et la façon dont ils seront insérés dans les modules. Le faible espace existant entre un tonneau et un tonneau étendu, lorsque ATLAS est “ouvert” pour interventions, nécessite une insertion en deux temps, d’abord le tiroir interne, puis le tiroir externe. Un outil permet leur alignement dans le girder et le maintien du tiroir externe pendant l’interconnexion des deux tiroirs. Il se trouve que les girders sont conçus de telle sorte que l’électronique de lecture est obligatoirement orientée vers les chambres à muons. Celles-ci sont situées à environ 20 cm du calorimètre, ce qui a un impact important sur l’intégration, puisque dans de telles conditions, le côté électronique de lecture n’est pas visible, et plus important encore, rend l’interconnexion de l’électronique de lecture entre deux tiroirs délicate. Il est donc évident qu’il faut simplifier au maximum la connectique entre les deux tiroirs. La figure 3.10 montre cette connexion telle qu’elle était utilisée pour la période de faisceaux tests de l’été 2000. Même dans une configuration plus accessible que la configuration finale d’ATLAS, ce schéma d’interconnexion était beaucoup trop lourd, et impossible à utiliser pour l’instrumentation finale du détecteur.

L’allègement de cette zone a nécessité un changement dans la connexion des différents câbles. D’une part les huit câbles Lemo qui reliaient les huit Digitiseurs à la carte interface ont été abandonnés. Les signaux passent désormais par des lignes de bus intégrées aux Digitiseurs. Les Digitiseurs sont reliés entre eux par des feuilles de Kapton dans lesquelles sont gravées des pistes (flex-foils). La carte Interface reçoit et transmet les informations via les Digitiseurs # 4 (tiroir externe) et #5 (tiroir interne) en utilisant deux flex-foils de tailles différentes, la plus longue la connectant au Digitiseur #5. Elle est alimentée par un connecteur situé sur le Digitiseur #4, qui fait de ce dernier un Digitiseur spécifique par rapport aux autres.

D’autre part, les câbles de sortie des cartes Adders, qui sont directement connectés au Patch-Panel, étaient traités individuellement, c’est à dire qu’il y avait une dizaine de connexions supplémentaires s’ajoutant à la lourdeur de l’interconnexion. La connexion est maintenant effectuée d’un bloc par un seul connecteur. Ce connecteur permet également de faire passer un “delay-cable” d’un tiroir à l’autre. Un exemple de ce câble pour la configuration tonneau est présenté figure 3.11.

Les dernières connexions à effectuer concernent le “cooling”, les alimentations basses-

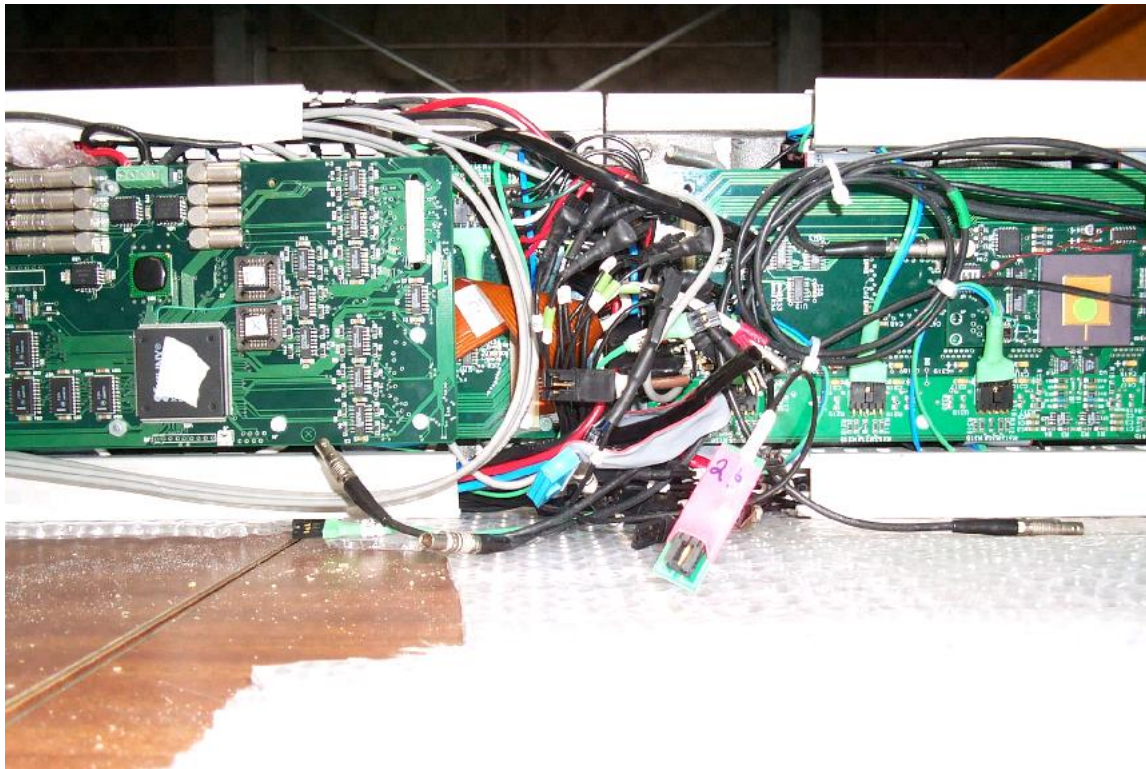


FIG. 3.10 – *Interconnexion des tiroirs avant les travaux d'intégration*

tensions et commandes pour les cartes mères. Pour le “cooling”, des connecteurs auto-bloquants sont utilisés pour leur facilité de connexion/déconnexion. Les connecteurs de la carte mère sont les moins accessibles car connectés aux cartes les plus internes. L'idée développée spécifiquement pour ces câbles consiste à les rallonger d'environ 20 cm et d'effectuer les connexions avec les tiroirs en position écartée. Dans ce cas, l'opérateur a un espace de vision ouvert entre les deux tiroirs lui permettant d'effectuer ces connexions en toute sécurité. Au moment du montage, ces connecteurs sont mis en place en premier, les tiroirs ensuite sont rapprochés avant de réaliser l'ensemble des autres connexions. La procédure de démontage se déroule en ordre inverse.

Pour tenir compte de ce nouveau mode opératoire, l'intégration a été revue en repoussant la carte Interface plus à l'intérieur afin d'aménager un espace pour replier les 20 cm de câble devenus encombrants après accouplement des deux tiroirs.

Ces changements dans la conception des cartes et des câbles ont permis une nette amélioration de la connexion inter-tiroir, comme on peut le vérifier sur la figure 3.12. Le nombre de connexions à effectuer est passé de plus d'une vingtaine à sept. Les tests d'interconnexions ne peuvent évidemment pas être effectués dans les conditions réelles d'ATLAS à l'heure actuelle, néanmoins les essais “en aveugle” se sont révélés satisfaisants. Il faut toutefois garder à l'esprit que cette procédure ne sera pas aisée, mais a été optimisée pour éviter les erreurs de connexion.

Connexions des câbles

La quantité de cartes et de câbles à assembler constitue une source d'erreurs potentielles dans le montage des super-tiroirs. Il a donc fallu répertorier les points les plus délicats afin de réduire la probabilité d'erreur. Vu le grand nombre de sources d'erreurs, nous n'allons pas toutes les mentionner dans ce mémoire, mais nous allons citer plus particulièrement le cas des delay-câbles.

Comme nous l'avons déjà mentionné, une carte Adder reçoit les signaux issus des cellules appartenant à une même tour calorimétrique de déclenchement. Une des connexions étant spécifiquement réservée pour une cellule du troisième segment (muon). Les delay-câbles sont utilisés pour ajuster en temps (dans une fenêtre de 1.5 ns) l'arrivée des signaux sur la carte Adder. Il y a donc un câble par PMT, soit 45 câbles à connecter pour un super-tiroir du tonneau et 32 pour un super-tiroir du tonneau étendu. Les tests d'intégration ont montré qu'il existe une probabilité croissante de se tromper (connexion à un mauvais PMT, à une mauvaise carte ou au mauvais connecteur) quand un grand nombre de ces câbles sont déjà connectés. Certains câbles pouvant faire jusqu'à plus 2 m, le routage est aléatoire, s'ajoutant ainsi au risque de se tromper. Pour simplifier le montage, l'idée a été de faire en sorte que le routage des delay-câbles soit le même pour tous les tiroirs du même type (tonneau et tonneau étendu). La solution proposée a été d'utiliser non plus un delay-câble par PMT, mais un faisceau de delay-câble par carte Adder. La figure 3.13 montre le schéma de principe et un exemple d'un tel faisceau de câbles. Le routage n'est plus à la charge du monteur et n'est plus aléatoire. Un étiquetage adéquat permet de plus d'éviter les mauvaises connexions. L'utilisation de ces faisceaux de câbles lors de l'assemblage des dix super-tiroirs pour la période de faisceaux tests de l'été 2001 n'a pas



FIG. 3.11 – Câbles de sorties des cartes Adders, en haut côté externe (se connectant au Patch-Panel) et en bas côté interne.

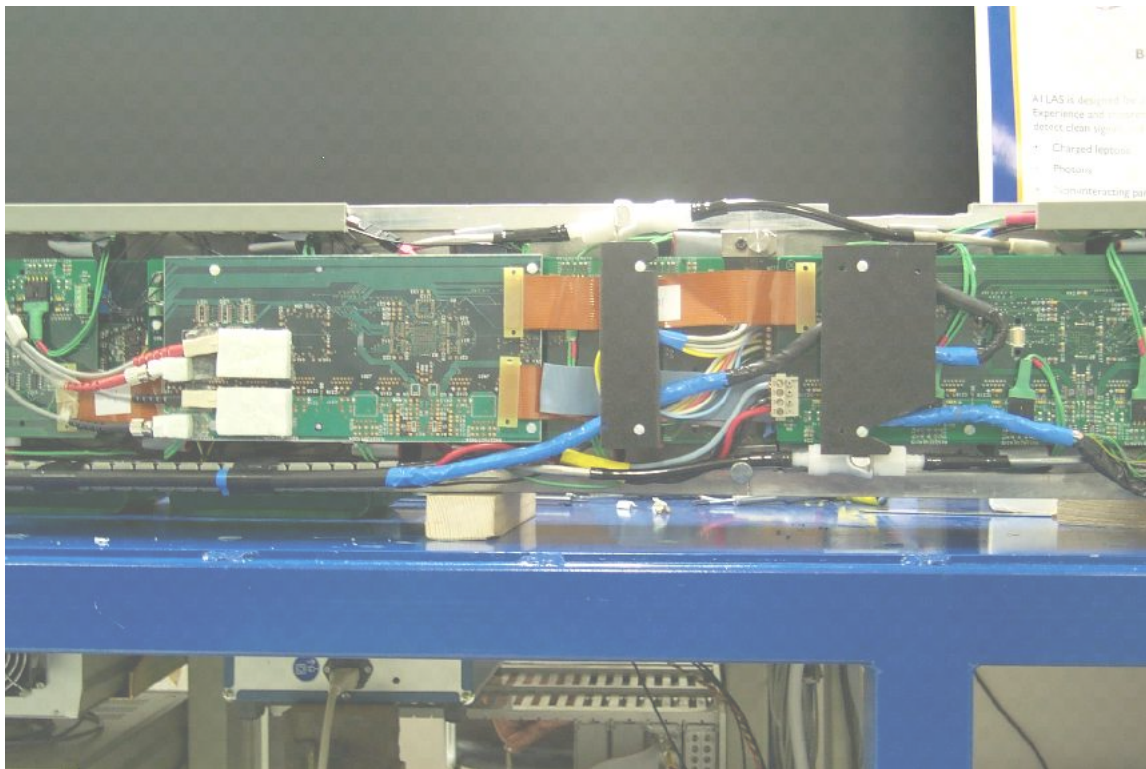


FIG. 3.12 – *Interconnexion des tiroirs après les travaux d'intégration*

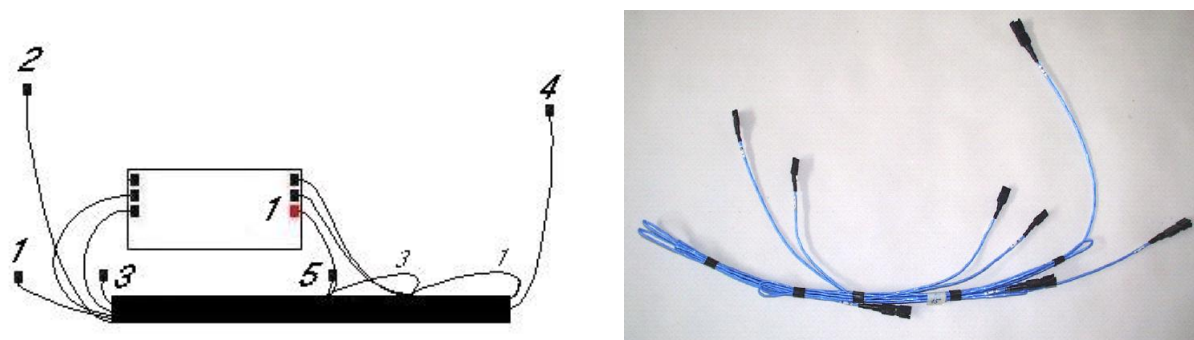


FIG. 3.13 – Schéma de principe des faisceaux de delay-cables (gauche) et exemple d'un faisceau de production (droite).

donné lieu à des erreurs de connexions. Enfin deux goulottes, positionnées sur chaque bord le long des côtes lectures ont été installées pour recevoir l'ensemble des câbles.

3.3.2 Montage et production

Protocole de montage

Les travaux d'intégration ont permis de spécifier la procédure d'assemblage des super-tiroirs. Le protocole de montage a été réalisé en tenant compte de l'ordre des tâches à effectuer, de la disposition des cartes et des câbles. Par exemple le signal d'horloge est fourni aux cartes mères via une connexion électrique à la carte Interface. Il est donc indispensable de connecter le câble aux cartes mères avant de placer les cartes Digitiseurs. 18 étapes au total ont été répertoriées dans la procédure de montage. Des vérifications au cours de l'instrumentation sont également prévues. L'isolation électrique entre le tiroir et les cartes est ainsi vérifiée, de même que la bonne connexion entre les différents éléments.

Lignes de production

Deux lignes de production sont utilisées pour l'assemblage (voir figure 3.14). La procédure veut que chaque opérateur monte le même type de tiroir (interne ou externe pour la même configuration tonneau ou tonneau étendu), en commençant l'instrumentation par un tiroir interne. Aux différentes étapes de vérification, chaque opérateur contrôle le travail de l'autre, toujours dans un souci de minimisation des sources d'erreurs.

Durant l'assemblage, tous les éléments sont référencés par les opérateurs dans une base de données, permettant un suivi des différentes cartes électroniques. Ainsi pour un super-tiroir donné, il est possible de connaître tous ses composants et leur spécificité. Les composants utilisés doivent préalablement avoir été testés par l'institut responsable qui aura fourni lors de la livraison des cartes leurs feuilles de contrôle qualité.

L'assemblage d'un super-tiroir terminé, il est alors inséré dans le banc-test des super-tiroirs en vue de sa certification¹. Il faut deux jours pour assembler deux super-tiroirs, leur

1. Un tiroir interne est toujours inséré en premier, tout de suite après son assemblage.

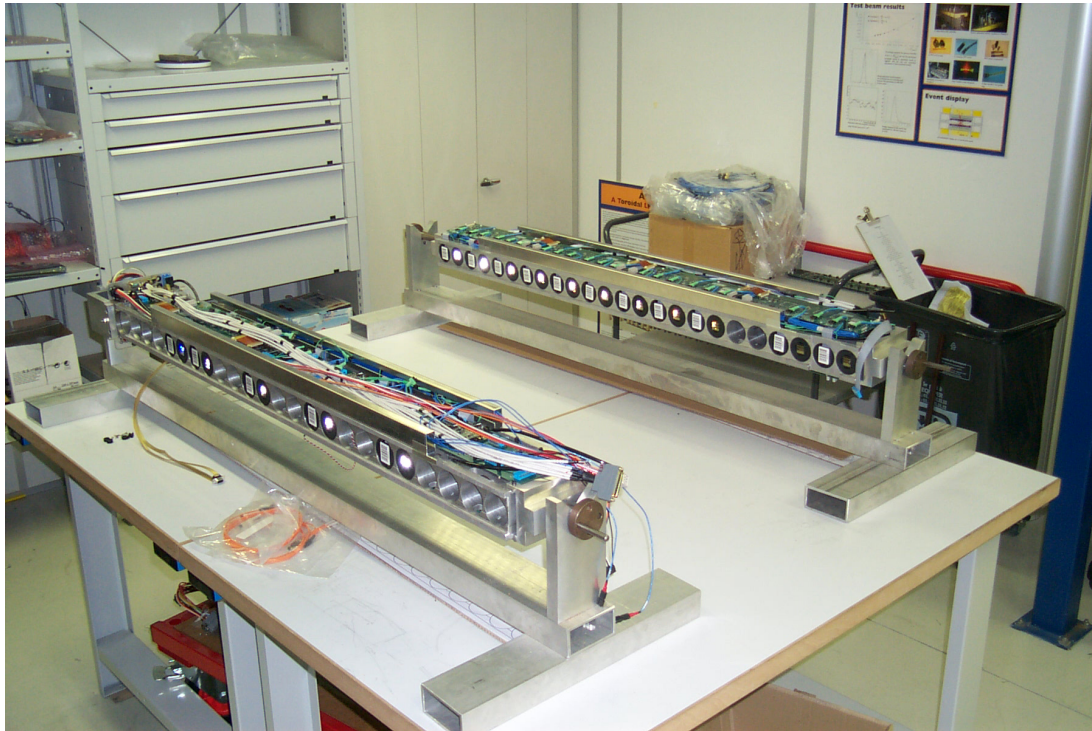


FIG. 3.14 – Photo des deux lignes de production. Au premier plan, un tiroir externe en cours d'assemblage, au second plan, un tiroir interne équipé.

test de qualification étant ensuite relativement rapide et automatisé. Ceci fixe le rythme de production maximum à quatre super-tiroirs par semaine.

Chapitre 4

Méthodes de mesure de la masse du quark Top

Dans le contexte du Modèle Standard, le quark Top se désintègre principalement en boson W et en quark b . Les analyses effectuées au Tevatron, ainsi que les études prospectives développées au LHC, pour la mesure de M_{Top} ont utilisé les désintégrations de paires $t\bar{t}$. Trois signatures sont alors possibles, dépendantes du mode de désintégration des bosons W : le mode tout hadronique, où les deux bosons se désintègrent en paires qq' , le mode dilepton qui fait intervenir dans l'état final, en plus des deux quarks b , deux paires lepton-neutrino, et enfin le mode lepton plus jets où l'un des W se désintègre de façon leptonique, le second W donnant une paire qq' . Dans la suite, seules seront considérées les désintégrations leptoniques des W faisant intervenir un électron ou un muon, ces objets bénéficiant d'une bien meilleure efficacité de reconstruction que les leptons τ .

Le Tevatron est à l'heure actuelle le seul collisionneur à avoir observé le quark Top et par conséquent, les expériences CDF et D0 sont les seules à avoir pu obtenir une estimation directe de sa masse. A l'inverse du LHC, le processus dominant de production de paires $t\bar{t}$ au Tevatron est l'annihilation $q\bar{q}$, avec une section efficace totale d'environ 5 pb. Le run I a permis l'accumulation de plus de 100 pb^{-1} de données issues de collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ¹, plus de 500 paires de quarks Top ont ainsi été produites par expériences.

4.1 Mesure directe de la masse du quark Top au Tevatron

4.1.1 Tevatron : Run I

Les trois modes de désintégrations ont été observés et ont permis de fournir une mesure de la masse du quark Top : lepton plus jets et dilepton par les deux expériences [60] et tout hadronique par CDF [63] en 1997. D0 a également mis en évidence ce canal [64], sans toutefois l'utiliser pour la mesure de M_{Top} . Les deux expériences ont montré que le canal lepton plus jets permettait une mesure plus précise par rapport aux deux autres canaux.

1. 106 pb^{-1} pour CDF et 125 pb^{-1} pour D0.

Système	Acceptance en pseudo-rapacité
SVX	$ \eta < 2$
VTX	$ \eta < 3.2$
CTC	$ \eta < 1$

TAB. 4.1 – Acceptance angulaire du détecteur interne de CDF, pour le RUN I.

La stratégie utilisée pour l'extraction de la masse du Top est la même, indépendamment du canal étudié :

- Sélection des événements en utilisant des critères les moins sensibles à la masse du Top.
- Reconstruction d'une masse par événement, à partir d'ajustement cinématique à l'hypothèse $t\bar{t}$.
- Comparaison des distributions en masses reconstruites des données avec celles obtenues à partir de lots Monte-Carlo générés avec différentes masses de Top.
- La valeur de la masse du quark Top est estimée au maximum de probabilité.

Les critères de sélection des événements vont dépendre du canal étudié et des caractéristiques du détecteur. Dans la suite, une brève description des détecteurs CDF [65] et D0 [66] lors du Run I sont données.

Il est intéressant de survoler les caractéristiques principales de ces détecteurs afin de bien comprendre celles qui sont primordiales pour la mesure de la masse du Top.

Le détecteur CDF

Les détecteurs internes de CDF se composent de trois parties, le SVX² permettant la détection des vertex secondaires et ayant un impact majeur pour l'étiquetage des jets de saveurs b, le VTX³, servant à identifier le vertex primaire de l'interaction et à associer les traces chargées correspondantes. Le SVX possède une longueur de 25.5 cm de chaque côté du point central de collision, et en considérant une répartition gaussienne de l'interaction de largeur 30 cm en z, l'acceptance géométrique est de 60%. La dernière couche du détecteur de traces est le CTC⁴ qui permet une mesure de l'impulsion des traces chargées à l'aide du champ magnétique de 1.5 Tesla fourni par un solénoïde. Le tableau 4.1 résume l'acceptance angulaire du détecteur interne de CDF, pour le RUN I. Dans cette région, l'information du CTC permet d'atteindre une résolution sur l'impulsion transverse $\sigma(1/p_T) < 0.002 \text{ (GeV)}^{-1}$.

Les calorimètres de CDF sont des calorimètres à échantillonnage. Les calorimètres électromagnétiques utilisent du plomb comme absorbeur, les calorimètres hadronique utilisant du fer. La région centrale est composée d'un calorimètre électromagnétique (CEM) couvrant l'intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.1$, et d'un calorimètre hadronique composé de deux parties, CHA d'acceptance $|\eta| < 0.9$ et WHA couvrant $0.7 < |\eta| < 1.3$. Ces calorimètres utilisent des scintillateurs comme matériaux actifs. Juste devant le calorimètre

2. Silicon Vertex Detector

3. Vertex Time Projection Chamber

4. Central Tracking Chamber

Sous-détecteur	pseudo-rapidité	$\Delta\eta \times \Delta\varphi$	Résolution en énergie
CEM	$ \eta < 1.1$	0.1×0.26	$\frac{13.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$
CHA	$ \eta < 0.9$	0.1×0.26	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$
WHA	$0.7 < \eta < 1.3$	0.1×0.26	$\frac{75\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$
PEM	$1.1 < \eta < 2.4$	0.09×0.09	$\frac{22\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$
PHA	$1.3 < \eta < 2.4$	0.09×0.09	$\frac{106\%}{\sqrt{E}} \oplus 6\%$
FEM	$2.2 < \eta < 4.2$	0.1×0.09	$\frac{26\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$
FHA	$2.4 < \eta < 4.2$	0.1×0.09	$\frac{137\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$

TAB. 4.2 – *Caractéristiques des calorimètres de CDF. Les résolutions sont celles obtenues avec des électrons et des photons pour les calorimètres électromagnétiques, et avec des pions pour les calorimètres hadroniques.*

électromagnétique central, est situé le CPR⁵ qui permet de détecter le début des gerbes électromagnétique. Pour de plus grandes pseudo-rapidité (PEM et FEM pour la partie électromagnétique, PHA et FHA pour la partie hadronique), le matériau actif utilisé est du gaz (50% Argon, 50% Ethane). La couverture angulaire totale des calorimètres est $|\eta| < 4.2$, et la granularité varie de 0.1×0.26 à petit η jusqu'à 0.1×0.1 à plus grand η . Le tableau 4.2 résume les caractéristiques des calorimètres de CDF.

La dernière partie du détecteur CDF concerne les détecteurs de muons. Deux systèmes sont utilisés pour détecter les muons. Au delà de la partie centrale des calorimètres, est disposée la partie centrale du détecteur de muons. Ce premier système couvre la région $|\eta| < 1$. Dans ce domaine angulaire, l'efficacité de détection des muons d'impulsion transverse supérieure à 3 GeV est pratiquement de 100%. L'association des traces dans les chambres à muons avec celles issues du détecteur de traces CTC permet une mesure précise de son impulsion. Les mesures de précisions se font en utilisant cette partie centrale.

Le second système, situé à l'avant et à l'arrière, constitue un spectromètre à muons couvrant la région $2 < |\eta| < 3.6$, pour lesquels l'impulsion est mesurée à l'aide de champs magnétiques toroïdaux. La résolution sur l'impulsion est constante pour des muons d'impulsion transverse supérieure à 8 GeV, et vaut 13%.

Le détecteur D0

Le détecteur D0 n'utilise pas de champ magnétique pour son détecteur interne [66]. Ceci implique que l'impulsion des traces chargées ne peut pas être mesurée dans le détecteur interne. Celui-ci a été optimisé pour offrir un bon pouvoir de résolution de deux traces, une acceptance maximale et une bonne mesure de l'ionisation dE/dx , ceci afin de pouvoir identifier un électron d'une paire e^+e^- issue de la conversion d'un photon. Il se compose, dans la région $|\eta| < 1$, d'un détecteur de vertex, d'un détecteur à rayonnement de transition et d'un détecteur de trace centrale. La couverture est étendue jusqu'à $|\eta| \simeq 3$ par le détecteur de traces vers l'avant et l'arrière.

5. Central Preradiator Detector

	Electrons	Pions
Terme stochastique (% $\text{GeV}^{1/2}$)	15.7 ± 0.5	41 ± 4
Terme constant (%)	0.3 ± 0.2	3.2 ± 0.4
Terme de bruit (GeV)	0.140	1.28

TAB. 4.3 – Termes de résolutions obtenues à partir de faisceaux d'électrons et de pions

En l'absence de mesure d'impulsion dans le détecteur interne, les calorimètres de D0 sont les seules sources de mesure précise d'énergie. La calorimétrie de D0 est divisée en deux parties : un calorimètre central (CC), et un calorimètre de chaque côté (EC). Le matériau actif utilisé est de l'argon liquide pour tous les systèmes calorimétriques. Plusieurs types d'absorbeurs ont été utilisés, de l'uranium appauvri dans les parties centrales, du cuivre et de l'acier inoxydable pour les parties les plus éloignées. L'ensemble calorimétrique couvre une région en pseudo-rapacité allant jusqu'à $|\eta| < 4.5$. La granularité est de 0.1×0.1 .

L'utilisation d'uranium induit un terme de bruit dans la résolution. Les tests en faisceaux ont permis de mesurer les différentes contributions à la résolution, résumées dans le tableau 4.3.

La dernière couche du détecteur D0 est constituée des chambres à muons. Ce système utilise cinq aimants toroïdaux de 1.9 Tesla, un pour la partie centrale, un de chaque côté, les deux derniers couvrant les parties avant et arrière du détecteur. L'impulsion du muon est mesurée avec une résolution $\sigma_p/p = 0.18 \oplus 0.01 \times p$. Pour les mesures de précision, la section grand angle (WAMUS) du spectromètre est utilisée.

Mesure de M_{Top}

Une des différences majeures entre les expériences CDF et D0 est que le détecteur CDF permet un étiquetage des jets de quarks b à partir de la détection de vertex secondaires (SVX). D0 étiquette les jets b en cherchant la présence d'un muon issu d'une désintégration semileptonique (SLT). Cette méthode est toutefois moins efficace que la recherche de vertex secondaire, puisqu'elle permet de ne détecter que les jets de b qui font apparaître un lepton. Le rapport d'embranchement $\text{BR}(b \rightarrow l)$ d'environ 10% limite d'emblée l'efficacité d'étiquetage. Ce second critère est également utilisé par CDF, en complément de l'étiquetage SVX. Une autre différence vient de l'acceptance angulaire des détecteurs, dans CDF la mesure de l'impulsion des traces chargées, ici électrons et muons, s'effectue dans le CTC, et limite donc la mesure à des pseudo-rapacité inférieures à 1. Avec le détecteur D0, les muons sont mesurés dans la partie centrale des chambres à muons, de pseudo-rapacité allant jusqu'à 1.7.

La sélection des événements $t\bar{t}$ est donc différente entre les détecteurs CDF et D0, et tient compte des possibilités d'étiquetage des jets de saveur b. La définition finale de la sélection considère la topologie du canal de désintégration considéré, en essayant d'optimiser le rapport signal sur bruit et la statistique. Ainsi pour le canal dilepton aucune des

deux expériences n'utilise le critère d'étiquetage de b^6 , afin de préserver la statistique. Au contraire, dans le canal tout hadronique fortement contaminé par le bruit de fond QCD, la présence d'au moins un jet étiqueté b est indispensable. Quant au canal lepton plus jets, plusieurs cas ont été considérés suivant l'étiquetage ou non de jets b . CDF a par exemple divisé le lot final en quatre catégories :

- deux jets étiquetés SVX
- un seul jet SVX
- un jet étiqueté SLT
- aucun jet étiqueté.

Pour D0, deux lots sont considérés sur lesquels sont appliqués des critères topologiques. Les événements avec un jet identifié b vont subir une coupure faisant intervenir un critère de proximité dans le plan transverse entre l'impulsion transverse manquante et l'impulsion du lepton isolé. Pour les événements sans jet étiqueté, le W leptonique est reconstruit⁷, et des coupures sur la masse invariante et la pseudo rapidité du W ainsi reconstruit sont appliquées de façon à réduire les différences données-Monte Carlo.

Les critères de sélection développés ont pour but d'extraire les événements $t\bar{t}$ des différents bruits de fond (W/Z +jets, ...). Il reste toutefois une ambiguïté liée à la combinatoire, c'est à dire à la capacité d'association des jets avec leurs partons respectifs. Par exemple dans le canal lepton plus jets (seul canal que nous considérons dans la suite de cette section) seuls les quatre jets de plus grande impulsion transverse sont considérés. Le nombre de combinaisons possibles varie donc de 12 pour les événements sans étiquetage, à deux pour les événements où les deux jets b ont été étiquetés. De plus, les rayonnements de gluons dans les états initial et final entraînent que les quatre jets issus des partons ne sont pas toujours les jets de plus grande impulsion transverse. En conséquence, dans environ 28 % des événements avec les deux jets b étiquetés, les quatre jets ne peuvent pas être assignés correctement aux partons. Pour les événements avec aucun jet étiqueté, cette fraction est de 45% [61].

Après la sélection, l'extraction de la masse du quark Top se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord en supposant l'événement comme étant un événement $t\bar{t}$, un ajustement cinématique à cette hypothèse est effectué, en imposant que les deux masses reconstruites de W soient compatibles avec la masse du boson W , et en imposant que les deux masses de Top reconstruites soient compatibles entre elles. Par événement, un χ^2 est calculé en ajustant les différents paramètres (l'impulsion transverse des jets et du lepton, et les composantes de l'impulsion transverse non-utilisées), avec les contraintes citées précédemment plus la contrainte que l'impulsion du neutrino balance exactement l'impulsion transverse totale ainsi reconstruite. Ce χ^2 est calculé pour chaque combinaison, la combinaison finale étant celle donnant le χ^2 le plus faible. Le lot d'événements final est pur à 49% pour les événements avec deux jets étiquetés b , et seulement 23% lorsqu'aucun jet b n'est identifié. Il a toutefois été montré que la masse invariante reconstruite des événements $t\bar{t}$, où les jets sont mal assignés aux partons, reste corrélée à la masse du quark Top, et ne contribue

6. CDF applique l'algorithme d'étiquetage sur le canal dilepton après sélection, comme moyen de contrôle [67]

7. En supposant que le neutrino est la seule composante à l'énergie transverse manquante.

Source d'erreur	CDF Run I			D0 Run I	
	Lepton +jets	Dilepton	Tout Hadronique	Lepton +jets	Dilepton
Statistique (GeV)	4.8	10.3	10.0	5.6	12.3
Mesure de l'énergie des jets (GeV)	4.4	3.8	5.0	4.0	2.4
Modèle Signal (GeV)	2.6	2.8	1.8	1.9	1.7
Bruit de fond (GeV)	1.3	0.3	1.7	2.5	1.0
Monte-Carlo (GeV)	0.1	0.6	0.8	0.0	0.0
Méthode d'ajustement (GeV)	0.0	0.7	0.6	1.5	1.1
Détecteur	0.0	0.0	0.0	1.3	1.3
Total syst. (GeV)	5.3	4.8	5.7	5.5	3.6
Total (GeV)	7.2	11.4	11.5	8.0	12.8

TAB. 4.4 – Sources d'incertitude affectant les mesures de M_{Top} au run I de CDF et D0, pour les différents canaux de désintégration.

qu'à élargir la distribution en masse.

Une fonction de vraisemblance est ensuite utilisée pour décrire le signal total ($t\bar{t}$ plus bruit de fond). Cette fonction est calculée pour différentes masses d'entrée, et une méthode de maximum de vraisemblance est appliquée. Une masse de Top est ainsi extraite, en même temps qu'une estimation de la composition du bruit de fond dans le lot final.

Le tableau 4.4 résume les incertitudes affectant la précision des mesures de M_{Top} . Elles sont classées en sept catégories [62] :

- Erreur statistique
- Erreur due à la connaissance de l'échelle d'énergie des jets
- Erreur due à la modélisation du signal. Cette systématique prend en compte les effets liés aux ISR et FSR, au mauvais étiquetage des jets b et à la dépendance des fonctions de structure.
- Erreur due au Monte-Carlo. Cette erreur est obtenue en comparant différents générateur, Herwig, Pythia et Isajet⁸
- Erreur due à la méthode d'ajustement de la masse. Cette erreur prend en compte, entre autre, la statistique limitée du Monte-Carlo et l'effet des permutations des jets. Dans le canal lepton+jets de CDF, cette erreur est incluse dans l'erreur statistique.
- Erreur due au détecteur. Cette erreur intervient dans les mesures de D0 et tient compte du bruit induit par le calorimètre uranium/argon liquide.

La combinaison de tous les résultats donne :

$$M_{Top} = 174.3 \pm 3.2(\text{stat.}) \pm 4.0(\text{syst.}) \text{ GeV}$$

8. Bien que la comparaison soit faite, la déviation avec Isajet est essentiellement due à la modélisation des rayonnements de gluons, et n'est en général pas prise en compte [60].

4.1.2 Tevatron : Run II

Le run II du Tevatron a pour but l'accumulation de 2 fb^{-1} de données par expérience, avec une énergie dans le centre de masse de 2 TeV. Cette augmentation devrait conduire à un accroissement de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ d'environ 40% [68], soit une production d'environ 14000 paires $t\bar{t}$.

Les détecteurs ont été modifiés pour prendre en compte les changements dans les caractéristiques du collisionneur, comme par exemple la diminution de la période de croisement des paquets de protons et d'antiprotons, de 3500 ns au run I à 396 ns pour le run II⁹.

De plus, à partir de l'expérience acquise lors du run I, les détecteurs ont également évolué de manière à obtenir de meilleures acceptances géométriques, notamment pour les électrons et les muons, une meilleure efficacité d'étiquetage des jets de quarks b, et une meilleure capacité d'étalonnage in-situ des détecteurs, fournissant ainsi une meilleure connaissance de l'échelle absolue d'énergie [69]. Ce sont là toutes les caractéristiques primordiales pour la mesure de la masse du Top qui sont améliorées.

Le détecteur CDF II

Les modifications apportées au détecteur concerne le détecteur interne, les calorimètres "bouchons" et le système de détecteur de muons.

Le détecteur interne a été complètement modifié par rapport au run I, le principe reste néanmoins le même. En partant du point d'interaction, se trouvent un détecteur de vertex silicium (L00), le détecteur de vertex secondaires (SVX II), un détecteur silicium intermédiaire (ISL) et le détecteur de traces centrales externe (COT) [70].

Par rapport au SVX I, le SVX II est plus long (48 cm de chaque côté du point d'interaction, comparé à 25.5 cm pour le SVX I), ceci permet d'augmenter l'acceptance géométrique à pratiquement 100%, compte tenu du fait que la position longitudinale de l'interaction est caractérisée par une distribution gaussienne de largeur 16 cm [71]. Le SVX II a été conçu de telle sorte qu'il peut reconstruire les trois composantes de la position du vertex, améliorant ainsi l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b. De plus l'association L00+SVX II+ISL peut être utilisée pour la mesure de l'impulsion des traces chargées avec une résolution $\sigma(1/p_T) \sim 0.004 \text{ GeV}^{-1}$, pour des pseudo-rapidités allant jusqu'à 2.

La calorimétrie centrale de CDF est restée la même, par contre les calorimètres bouchons (PEM, PHA) et avant/arrière (FEM, FHA) ont été remplacés. Le nouveau système calorimétrique couvre la région $1 < |\eta| < 3.6$. Le gaz utilisé lors du run I a été remplacé par un alliage calcium-étain-plomb, afin de diminuer le temps de réponse des calorimètres.

La partie la plus centrale des chambres à muons est réutilisée pour le run II. Les muons émis à plus petit angle peuvent être détectés jusqu'à $|\eta| = 2$, par le nouveau système de détection intermédiaire des muons (IMU). La principale amélioration concernant les muons vient en fait du détecteur interne qui permet une mesure précise de l'impulsion des muons sur toute la couverture en pseudo-rapacité des chambres à muons.

9. Cette valeur est prévue pour le run IIa, pour le run IIb, la période de croisement sera de 132 ns

Le détecteur D0 II

L'une des modifications importantes du détecteur D0 est l'ajout d'un solénoïde, fournissant un champ magnétique de 2 Tesla. En conséquence, le détecteur de traces a été modifié. Il est maintenant composé de deux parties [68], un détecteur de vertex à micro-piste en silicium (SMT) et d'un détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT). Le SMT va permettre la détection de vertex secondaires, autorisant ainsi un étiquetage des jets de quarks b, complémentaire de l'étiquetage via un muon isolé. Le CFT et le SMT vont permettre la reconstruction des traces chargées et la mesure de leur impulsion. Les performances attendues sont une efficacité d'étiquetage des jets b d'environ 40% avec un taux de rejection des jets légers de l'ordre de 25 [72], une résolution sur l'impulsion $\sigma(1/p_T) \sim 0.002 \text{ (GeV)}^{-1}$.

La calorimétrie de D0 reste pratiquement la même, la seule modification concerne l'ajout d'un détecteur de pied de gerbe, situé entre le solénoïde et le calorimètre électromagnétique. Concernant les détecteurs de muons, la partie centrale ($|\eta| < 1$) est celle utilisée pour le run I, la couverture angulaire, utilisée pour les mesures de précision, est étendue jusqu'à $|\eta| = 2$.

Prospective sur la mesure de la masse du Top

Profitant de l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision et de l'augmentation de la luminosité, l'erreur statistique devrait avec le run II être de l'ordre de 1 GeV [73] pour chaque expérience. Ce gain statistique devrait également pouvoir permettre d'étalonner les jets in-situ, avec des événements de type Z+jet, ou encore à partir des désintégrations hadroniques du W issus directement du Top.

Les deux détecteurs ont misé sur une amélioration de l'efficacité d'étiquetage des jets b, ce qui, grâce encore une fois à l'augmentation de la statistique, permettra une réduction du bruit de fond combinatoire.

Les études prospectives se sont basées sur la façon dont les erreurs systématiques devraient s'échelonner avec la statistique [69]. Ainsi dans le canal lepton plus jets, l'erreur due à une mauvaise estimation de l'échelle d'énergie des jets devrait être réduite d'environ un facteur 2. L'incertitude finale devrait être dominée par les incertitudes systématiques, et une mesure de la masse du Top avec une précision de 2 à 3 GeV semble possible.

4.1.3 Du Tevatron vers le LHC

L'expérience acquise auprès du Tevatron indique que les principales caractéristiques nécessaires à une mesure précise de la masse du Top sont les suivantes :

- une grande acceptance aux leptons et jets, associée à une bonne efficacité de détection.
- un système performant d'étiquetage des jets de b.
- Une granularité suffisante pour séparer et mesurer les jets.
- Une capacité à déterminer aussi précisément que possible l'échelle d'énergie absolue des calorimètres.

Les détecteurs qui seront installés auprès du LHC ont aussi mis un fort accent sur ces caractéristiques.

L'avantage du LHC et de ses détecteurs proviendra d'une luminosité et d'une section efficace de production de Top bien supérieure au Tevatron, ainsi que d'une couverture angulaire plus importante. L'ensemble de ces points permettront d'emmagasiner une statistique incomparable d'événements $t\bar{t}$ d'une part, et offriront un meilleur potentiel pour la calibration absolue in-situ des jets d'autre part. A priori, le LHC devrait permettre de franchir le seuil symbolique de 1% sur la précision de la mesure de la masse du Top.

4.2 Mesure de M_{Top} avec ATLAS

Du fait de la grande section efficace de production de paires $t\bar{t}$, et donc de la grande statistique disponible (environ 8.5 millions de paires $t\bar{t}$ produites par an), le LHC sera une véritable usine à Top et devrait permettre entre autre une mesure précise de sa masse. Les études prospectives de mesure de la masse du quark Top ont été menées en considérant des états finals provenant de la désintégration de paires $t\bar{t}$ [52].

4.2.1 Canal tout hadronique

Signature

Ce canal de désintégration ne fait pas intervenir de neutrinos énergétiques dans l'état final, rendant possible la reconstruction directe des deux quarks Top. L'état final, en l'absence de radiations dans les états initial et final, est composé de six jets, dont deux sont issus de la fragmentation des deux quarks b. Le rapport d'embranchement de 44% entraîne une production attendue d'environ 3.7 millions d'événements de ce type au LHC par année de prise de données à basse luminosité (correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}).

La topologie de l'état final rend l'extraction du signal $t\bar{t}$ difficile vis à vis des différents bruits de fond QCD, avec un rapport signal sur bruit d'environ 10^{-8} à la production. L'application de coupures cinématiques simples permet une amélioration significative du rapport signal sur bruit, atteignant ainsi environ 1/19.

Une approche possible pour augmenter le rapport S/B est basée sur l'emploi de variables discriminantes, reliées au dépôt d'énergie dans l'événement, à la forme de l'événement et à sa topologie, variables utilisées dans l'analyse par réseau de neurones de D0 [64]. Il a toutefois été montré dans [53] que l'utilisation de telles variables au LHC, bien que permettant une légère discrimination du signal $t\bar{t}$ par rapport au bruit de fond, ne permettait pas une extraction aussi efficace que dans D0.

Une seconde approche consiste à réaliser un ajustement cinématique des événements à l'hypothèse $t\bar{t}$. La reconstruction des événements se fait en deux étapes. Tout d'abord la reconstruction des désintégrations hadroniques des deux W, est effectuée en minimisant un $\chi^2 \equiv \chi_{W_1}^2 + \chi_{W_2}^2$, autorisant une variation des énergies de chaque jet l'intérieur de sa résolution ($\chi_{W_i}^2 = \left(\frac{E_{1m}^i - E_1^i}{\sigma_{E_1^i}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2m}^i - E_2^i}{\sigma_{E_2^i}}\right)^2$), avec la contrainte que les deux masses soient compatibles avec des masses de W. Cette minimisation est faite pour toutes les paires de jet légers, et la double paire de jets sélectionnée est celle donnant un χ^2 minimum.

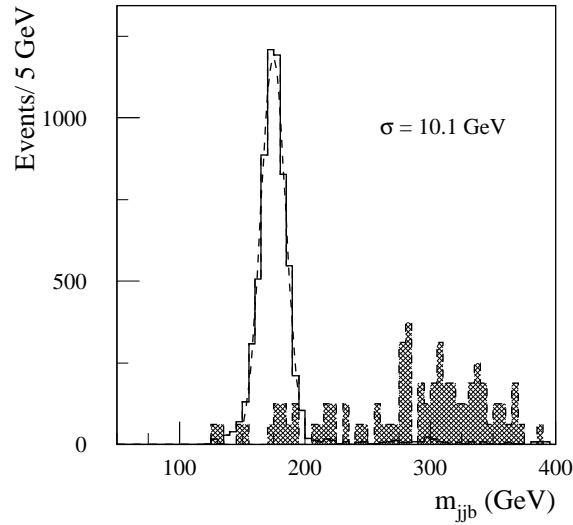


FIG. 4.1 – Masse invariante $m_{j\bar{j}b}$ de la combinaison acceptée. Le bruit de fond multi-jets est représenté en hachuré.

Une fois les deux W reconstruits, ils doivent être associés avec un jet étiqueté comme jet b pour reconstruire les deux quarks Top. La procédure est similaire à la procédure de reconstruction des W , la différence venant de la contrainte de masse, celle-ci impose que les deux masses invariantes de Top soient égales. Encore une fois la combinaison Wb donnant un $\chi^2 \equiv \chi_t^2$ minimum est choisie. Le lot d'événements est purifié en ne gardant que ceux pour lesquels $\chi_W^2 < 3.5$ et $\chi_t^2 < 7$. Le rapport signal sur bruit atteint alors 6, lorsque les deux Top sont dans la fenêtre de masse 130-200 GeV, pour une efficacité totale de 0.18%, soit environ 6700 événements pour un an de prise de données à basse luminosité. En se limitant de plus aux Top de grandes impulsions transverses ($p_T > 200$ GeV), le rapport signal sur bruit atteint 18 pour un signal espéré d'environ 3300 événements. La figure 4.1 présente la distribution en masse invariante de la combinaison retenue.

Finalement une estimation des différentes sources d'incertitudes affectant la mesure de la masse du quark Top a été réalisée, et a montré qu'une erreur totale de l'ordre de 3 GeV est possible, complètement dominée par les incertitudes liées aux radiations dans l'état final, ainsi qu'à la connaissance de l'échelle d'énergie des jets.

Le point essentiel pour l'étude de ce canal est la capacité à contrôler le bruit de fond QCD. Celui-ci a été généré en utilisant PYTHIA 6.115, qui ne permet pas un calcul exact des éléments de matrice des processus QCD "multi-jets". Une confirmation de ces résultats devra être faite en utilisant d'autres générateurs, comme HERWIG ou VECBOS.

4.2.2 Canal dilepton

Signature

Au contraire du canal tout hadronique, le mode tout leptonique, ou dilepton, fait intervenir dans l'état final deux neutrinos issus de la désintégration des deux W . La signature de ce type d'événements est donc la présence de deux leptons de charges opposées, d'une grande impulsion transverse manquante ainsi que de deux jets provenant de la fragmentation des deux quarks b . Avec un rapport d'embranchement d'approximativement 5%, environ 400000 événements dilepton devraient être produits pour 10 fb^{-1} .

La topologie de l'état final rendant impossible la reconstruction complète d'au moins un des deux quarks Top, une estimation de la masse du quark Top dans ce canal ne peut se faire que de manière indirecte. La mesure de M_{Top} dans le canal dilepton va donc utiliser la relation existante entre la masse du quark Top et les distributions cinématiques des produits de désintégration associés. La précision d'une telle mesure va donc dépendre de la façon dont les simulations Monte-Carlo reproduisent ces distributions.

Les analyses réalisées pour le TDR d'ATLAS [76] ont utilisé les variables cinématiques suivantes :

- La masse invariante m_{lb} du système lepton-jet b .
- Le spectre en énergie des deux jets les plus énergétiques.
- La masse invariante lepton-lepton, où les deux leptons sont issus du même Top (canal trilepton).

Une quatrième méthode propose de résoudre une série d'équations en considérant la topologie idéale, sans radiations dans les états initial et final, du canal dilepton [54], les composantes des impulsions des neutrinos non-détectés étant les inconnues du problème. Pour une masse de quark Top donnée, les équations sont résolues et donnent en général plusieurs solutions. L'ambiguïté est levée en attribuant à chaque solution un poids calculé à partir de la comparaison données-Monte Carlo de distributions cinématiques connues a priori : l'angle du quark Top dans le centre de masse du système $t\bar{t}$ et les énergies des deux neutrinos¹⁰. Cette opération est répétée pour plusieurs valeurs de masse de Top. Pour un lot d'événements avec une masse de Top fixée, une distribution des probabilités associées aux meilleures solutions (avec le plus grand poids) est obtenue. Par conséquent à chaque hypothèse de masse de quark Top va correspondre une probabilité moyenne, représentée sur la figure 4.2, la valeur maximale offrant la meilleure estimation de la masse de celui-ci, avec une incertitude estimée à environ 2 GeV pour 10 fb^{-1} . L'erreur dominante provient des incertitudes liées aux fonctions de structure, et se monte à environ 1.2 GeV.

4.2.3 Canal avec un J/ψ dans l'état final

Afin de s'affranchir des effets systématiques liés aux FSR, une variante de la méthode où l'estimateur de la masse du Top est la masse invariante du système lepton-jet b a été étudiée. Plutôt que de considérer le b jet dans son ensemble, Ce canal de désintégration

10. D'autres distributions ont été considérées (angle d'hélicité du lepton chargé dans le repère propre du W correspondant, ...), mais semblent moins efficaces.

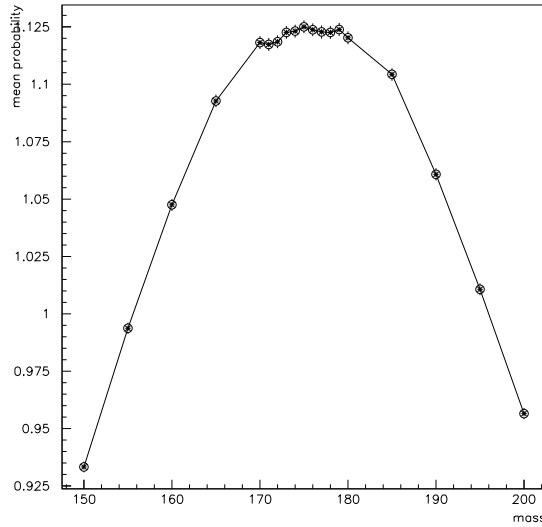


FIG. 4.2 – Probabilité moyenne de la solution en fonction de la masse du quark Top.

fait intervenir dans l'état final un J/ψ provenant de la fragmentation d'un des deux quarks b [55]. La masse du quark Top est estimée à partir de la forte corrélation qui la lie à la masse invariante $M_{lJ\psi}$, le lepton provenant de la même désintégration du quark Top que le b donnant le J/ψ . La topologie de l'événement est représentée sur la figure 4.3. Un moyen de s'assurer que le J/ψ et le lepton proviennent du même Top est d'identifier la charge du second jet b qui doit être du même signe que le lepton isolé. Sur la figure 4.3, la charge du jet b est déterminée en imposant la présence d'un muon non-isolé issu de la fragmentation du quark b .

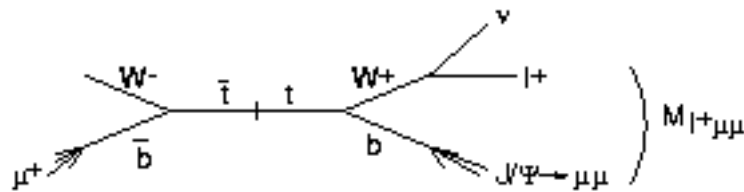


FIG. 4.3 – Schéma de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans un état final comportant un J/ψ .

Le rapport d'embranchement de ce canal fait intervenir [12] :

- $\text{BR}(t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow X + l\nu \text{ (} l = e, \mu \text{)}) \simeq 42\%$
- $\text{BR}(b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X) \simeq 7 \times 10^{-2}\%$
- $\text{BR}(\bar{b} \rightarrow \mu^+) \simeq 10.9\%$,

Le rapport total $\text{BR}(t\bar{t} \rightarrow l + J/\psi + X)$ est donc d'environ $3.2 \times 10^{-3}\%$. On voit donc qu'avec 270 événements de ce type produits pour 10 fb^{-1} de données collectées, ce canal

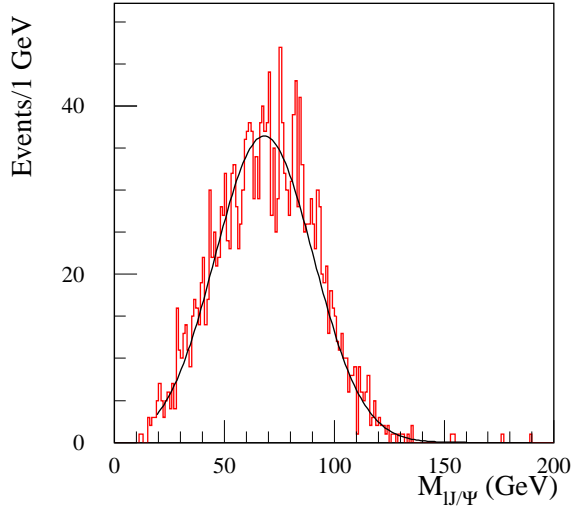


FIG. 4.4 – *Masse invariante lepton- J/Ψ .*

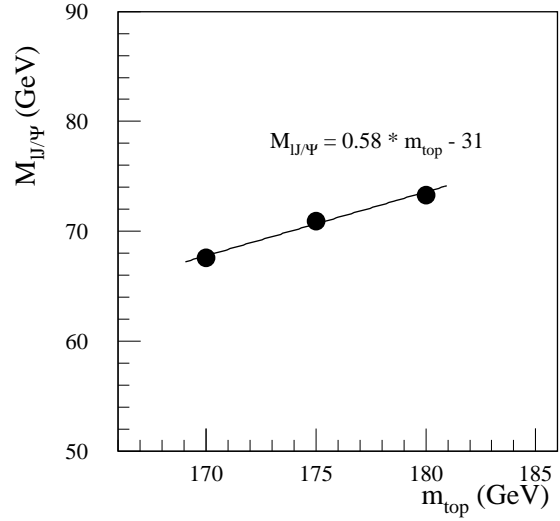


FIG. 4.5 – *Masse invariante lepton- J/Ψ en fonction de la masse de Top générée.*

peut difficilement être étudié pendant la période à basse luminosité. C'est pourquoi il a été étudié pour la phase à haute luminosité, permettant un gain en statistique d'un facteur 10 par an.

La masse du quark Top est estimée à partir de la masse invariante $M_{lJ/\psi}$ (figure 4.4). Le principe est d'évaluer $M_{lJ/\psi}$ à partir de différents lots Monte-Carlo générés avec différentes masses de Top. Une mesure de $M_{lJ/\psi}$ permettra donc d'en déduire la masse du quark Top, comme le montre la figure 4.5.

Etant donné le faible rapport d'embranchement, il a été montré [56] qu'une erreur statistique de 0.8-0.9 GeV était accessible en cinq ans de prise de données à haute luminosité. Néanmoins cette méthode n'utilise pas l'énergie des jets pour la reconstruction et est donc à priori insensible à une connaissance limitée de l'échelle d'énergie des jets. L'étude des incertitudes systématiques a montré qu'une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark Top de l'ordre de 1 GeV est envisageable, dominée par les incertitudes liées à la fragmentation des quarks b.

Ce canal offre donc une possibilité de mesure de M_{Top} avec une erreur systématique d'environ 1 GeV, mais est limité statistiquement. Des méthodes pour essayer d'augmenter la statistique disponible sont à l'étude et repose sur une mesure de la charge du jet b, ceci permettra d'augmenter d'un facteur dix le nombre d'événements [56]. Une autre approche serait de considérer également les désintégrations du type $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ [57].

4.2.4 Canal lepton plus jets

Ce troisième canal est une combinaison des canaux tout hadronique et dilepton. La désintégration hadronique d'un des bosons W entraîne la présence de deux jets légers, qui

associés à l'un des jets de b vont permettre une reconstruction directe de la masse de l'un des deux quarks Top. De l'autre côté, le boson W se désintègre en paire lepton-neutrino, rendant plus difficile (bien que possible) la reconstruction du quark Top correspondant, mais signant très clairement l'événement, comme il sera montré dans le chapitre 5.

Avec un rapport d'embranchement d'environ 30%, 2.5 millions d'événements devraient être produits en une année à basse luminosité. Les événements de type lepton plus jets peuvent être classés en deux lots, le lot inclusif et le lot avec les deux Top de grandes impulsions transverses. Deux méthodes utilisant le lot inclusif seront proposées dans le chapitre 5, où l'estimateur de la masse du quark Top est formé à partir de la masse invariante des trois jets, et dans le chapitre 7 qui propose une estimation à partir d'un ajustement cinématique.

Dans le chapitre 5 il sera montré que les principales limitations sur la précision de la mesure de M_{Top} viennent de la connaissance de l'échelle d'énergie des jets et des radiations dans l'état final. C'est dans le but de réduire l'impact des connaissances limitées aussi bien de l'échelle d'énergie des jets que des rayonnements de gluons, que les différentes méthodes exposées ci-après et dans le chapitre 7 ont été développées. Le chapitre 8 détaillera une méthode développée pour les Top de haute impulsion et une étude plus prospective ayant pour objectif de prendre en compte directement, événement par événement, les radiations dans l'état final dans la mesure de la masse du Top.

Chapitre 5

Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

Le principal avantage du canal lepton plus jets est d'associer les qualités des canaux tout hadronique et dilepton. Ainsi, le côté hadronique permet une reconstruction directe du quark Top correspondant, la partie leptonique permettant une signature claire de l'événement de par la présence d'un lepton isolé de grande impulsion transverse, ainsi que d'une grande énergie transverse manquante due au neutrino non détecté.

Dans les sections suivantes, la génération et la simulation de la réponse du détecteur, puis la sélection des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets vis à vis du bruit de fond seront décrites. L'influence de la présence de radiations dans les états initial et final sur la topologie des événements sera expliquée. Finalement, nous détaillerons la reconstruction de la partie hadronique des événements conduisant à une première détermination de la masse du quark Top.

5.1 Génération des événements et simulation du détecteur

Le programme de simulation par Monte Carlo Pythia 5.7 [74] a été utilisé pour la génération des événements. Sauf indication contraire, les radiations dans les états initial et final ont été prises en compte, ainsi que les interactions multiples et l'hadronisation des quarks. Des masses de génération de 80.25 GeV pour le boson W et de 175 GeV pour le quark Top ont été utilisées. La fragmentation des quarks b a été décrite en utilisant la fonction de Peterson [85], avec une valeur pour le paramètre ϵ_b de -0.006.

Une fois un événement généré, la réponse du détecteur a été simulée à l'aide du programme de simulation rapide du détecteur ATLAS: ATLFAST [75]. Ce code permet de reconstruire pour chaque événement les quadri-impulsions des particules interagissant dans le détecteur (électrons, muons, pions,...) en y appliquant les résolutions attendues de celui-ci. Plus particulièrement, plusieurs algorithmes sont disponibles pour la recons-

80 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

truction des jets [29]. Dans cette analyse, l'algorithme de cône fixe a été utilisé ($\Delta R = 0.4$ dans cette analyse), avec un seuil en impulsion transverse de 15 GeV pour assigner la qualité de 'jet' à un cluster.

Enfin, un troisième code est utilisé, ATLFAST-B, pour prendre en compte l'efficacité d'identification des jets de quarks b, de quarks c et de leptons τ . L'efficacité d'étiquetage des jets b a été fixée à 60%, et les facteurs de rejection des jets c et légers à 10 et 100 respectivement. ATLFAST-B permet en outre d'appliquer les coefficients de calibration en énergie des jets, c'est à dire les facteurs correctifs nécessaires pour que l'énergie reconstruite des jets reproduise l'énergie des partons initiaux.

5.2 Sélection des événements. Rejection du bruit de fond

Les sources de bruit de fond suivantes, susceptibles d'impliquer dans l'état final un lepton isolé et quatre jets, ont été considérées :

- $b\bar{b} \rightarrow l\nu + jets$
- $W + jets \rightarrow l\nu + jets$
- $Z + jets \rightarrow l^+l^- + jets$
- $W + W \rightarrow l\nu + jets$
- $W + Z \rightarrow l\nu + jets$
- $Z + Z \rightarrow l^+l^- + jets$

Dans cette analyse, les signatures caractéristiques du signal $t\bar{t} \rightarrow j_1j_2b_1l\nu b_2$ ($l = e, \mu$) ont été utilisées pour établir les coupures suivantes :

- C1 : Un lepton isolé d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV
- C2 : Une énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV
- C3 : Au minimum quatre jets d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV
- C4 : Parmi ces jets, au moins un jet identifié comme étant un jet de quark b
- C5 : Parmi ces jets, au moins deux jets identifiés comme étant des jets de quark b

L'identification des jets de quarks b impose que seuls les jets à l'intérieur de l'acceptance du détecteur interne soient utilisés. Seuls les jets dans la fenêtre $|\eta| < 2.5$ sont considérés.

Les figures 5.1 et 5.2 montrent respectivement le spectre en impulsion transverse du lepton isolé et le spectre en énergie transverse manquante pour les quatre processus les plus significatifs (W+jets, Z+jets, $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$). La bande verticale représente la coupure appliquée sur ces quantités. L'effet de la combinaison de ces deux coupures C1+C2 (qui sera nommée coupure leptonique dans la suite) est résumée dans le tableau 5.1. Cette combinaison est particulièrement efficace pour rejeter les événements $b\bar{b}$, un facteur de rejection de l'ordre de 14000 pouvant être obtenu, et permet d'augmenter le rapport signal sur bruit de 10^{-4} à environ 0.04.

L'effet des deux coupures précédentes sur la sélection des événements est complètement indépendante de la calibration des jets, il n'en va évidemment pas de même pour les coupures sur le nombre de jets ayant une impulsion transverse supérieure à 40 GeV (C3).

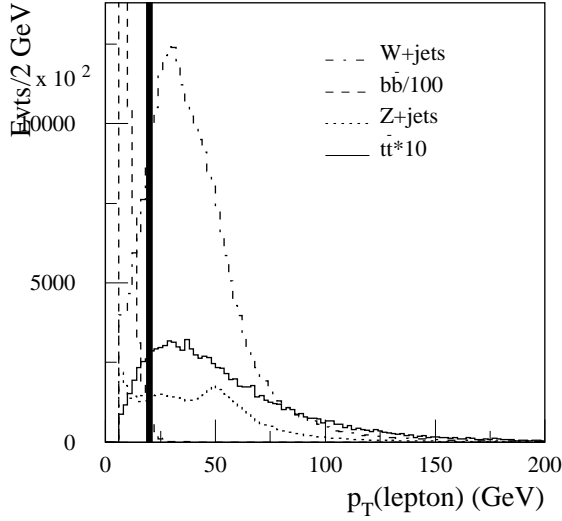


FIG. 5.1 – Impulsion transverse du lepton isolé pour les événements $b\bar{b}$, W +jets, Z +jets et $t\bar{t}$. La bande verticale indique la coupure appliquée.

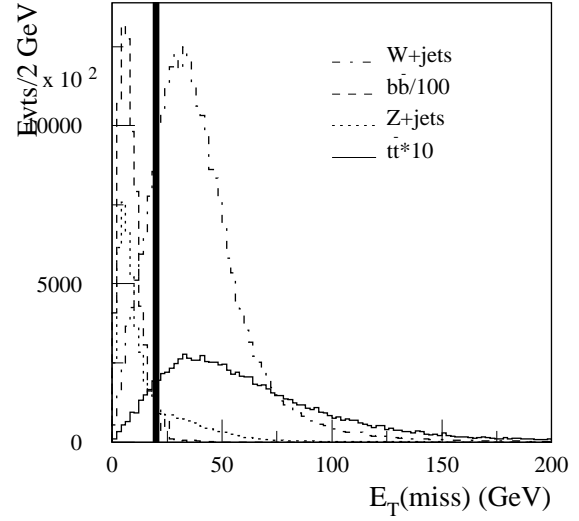


FIG. 5.2 – Energie transverse manquante pour les événements $b\bar{b}$, W +jets, Z +jets et $t\bar{t}$. La bande verticale indique la coupure appliquée.

Processus	$\sigma \times \text{BR}$ (pb)	Evts après coupures/ 10 fb^{-1}	Efficacité (%)
$b\bar{b}$	2.2×10^6	1.5×10^6	0.007
W +jets	7.8×10^3	3.8×10^7	49
Z +jets	1.2×10^3	1.8×10^6	15
WZ	3.4	18300	53.8
WW	17.1	91200	53.6
ZZ	9.2	5080	2.8
$t\bar{t}$	250	1.6×10^6	64
S/B	$\sim 10^{-4}$	~ 0.04	

TAB. 5.1 – Effet des coupures en impulsion transverse du lepton et en énergie transverse manquante sur les différents processus considérés.

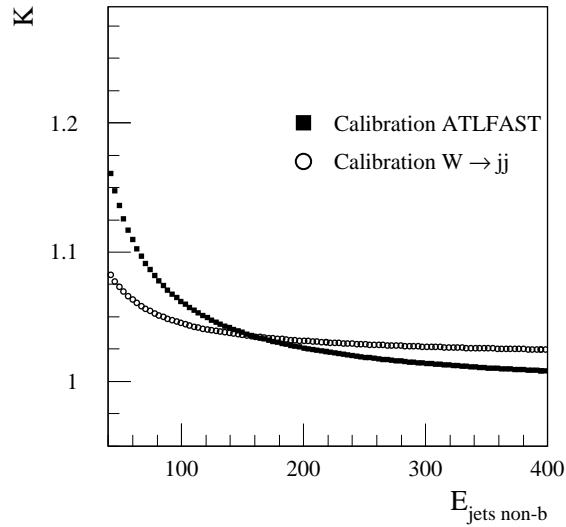


FIG. 5.3 – Fonction de calibration ATLFAST et fonction de calibration obtenue avec les désintégrations $W \rightarrow jj$ pour les jets légers.

L’analyse développée dans [76] utilisait une calibration (nommée par la suite calibration “ATLFAST”) obtenue à partir d’événements WH [77]. Cette calibration s’apparente plus à une calibration à l’échelle de masse, qu’à une calibration à l’échelle d’énergie. Dans le chapitre 6, la calibration en énergie des jets légers (jets non identifiés comme jets de quarks b) sera obtenue à partir des désintégrations hadroniques du W (calibration in-situ). La figure 5.3 montre ces deux fonctions de calibration. Pour une énergie de 40 GeV, la différence entre les deux fonctions de calibration est d’environ 8 à 9 %. Dans le cas des jets de quarks b, une fonction de calibration peut être obtenue, à partir d’événements Z+jets [78], et dont la correction à basse énergie est inférieure à la correction provenant de la calibration ATLFAST.

Les figures 5.4 et 5.5 montrent les distributions en jets (sans critères d’identification) d’impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour des jets calibrés ATLFAST et in-situ respectivement. Dans les deux cas, les événements avec au moins quatre jets sont essentiellement des événements $t\bar{t}$. Cette coupure supplémentaire permet donc d’obtenir un rapport signal sur bruit d’environ 5, quelque soit la calibration utilisée. La différence entre les deux calibrations intervient au niveau de l’efficacité totale de sélection, celle-ci étant de 21% avec la calibration ATLFAST, et de 15.8% avec une calibration in-situ.

Finalement, la dernière coupure concerne le nombre de jets identifiés comme provenant de quarks b. Les tableaux 5.2 et 5.3 résument les efficacités totales, le nombre d’événements attendus pour un an de prise de données à basse luminosité, et le rapport signal sur bruit pour les différents processus considérés, et pour les deux calibrations respectivement. Demander au moins un jet b permet d’obtenir un rapport signal sur bruit supérieur à 20. Ce rapport peut encore être amélioré, au détriment de l’efficacité totale, en gardant les événements avec au moins deux jets b. Dans ce dernier cas, un rapport signal sur bruit supérieur à 70 est envisageable.

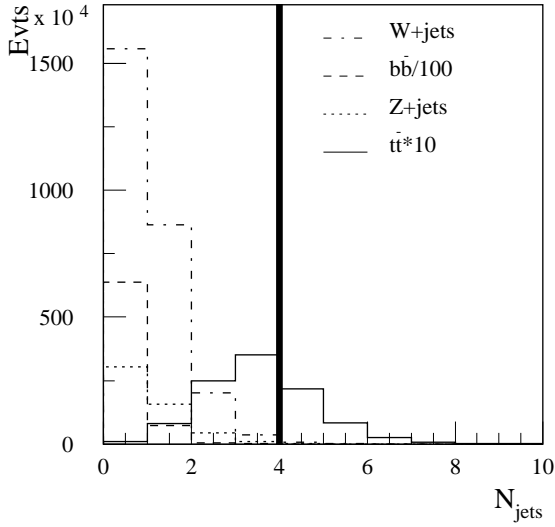


FIG. 5.4 – Distribution en jets d’impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour des jets calibrés ATLFAST.

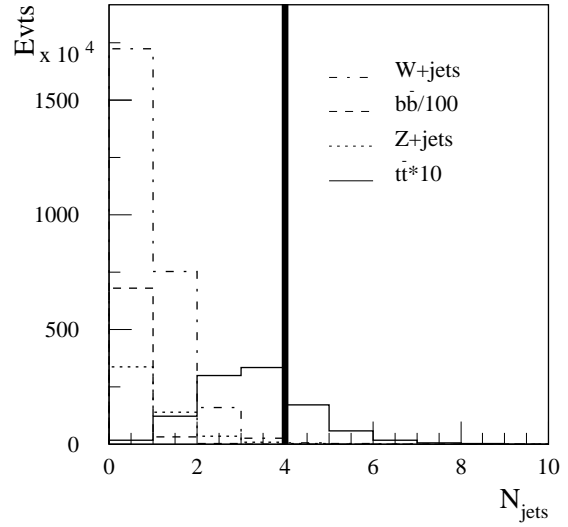


FIG. 5.5 – Distribution en jets d’impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour des jets calibrés in-situ.

La signature caractéristique des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets permet une réjection efficace des autres processus, essentiellement W +jets et Z +jets après coupures. Comme il sera montré dans les sections suivantes, le bruit de fond le plus gênant est le bruit de fond combinatoire, provenant du signal $t\bar{t}$ lui-même.

5.3 Topologie des événements $t\bar{t}$

Comme il a été montré précédemment la signature du signal $t\bar{t}$ consiste en un lepton isolé, de l’énergie transverse manquante et quatre jets dont deux sont issus de la fragmentation de quarks b . Néanmoins la présence de radiations dans les états initial (ISR) et final (FSR) va modifier la multiplicité en jets. Ceci a une certaine importance car, par la suite, le Top hadronique sera reconstruit à partir de la combinaisons des jets reconstruits dans l’événement.

La figure 5.6 représente la distribution du nombre de jets reconstruits et associés à la désintégration hadronique du W . Chaque jet est reconstruit puis associé au parton généré le plus proche. Les jets sont déclarés “reconstruits” s’ils ont une impulsion transverse supérieure à 15 GeV avec $|\eta| < 2.5$, et “associés” s’ils sont émis dans un cône $\Delta R = 0.4$ autour du parton. Un seul jet, le plus proche du parton est associé. En principe, deux jets doivent être retrouvés. Dans la grande majorité des cas, si un parton n’a pas son jet, c’est que ce jet n’a pas franchi le seuil de 15 GeV. La même distribution pour les jets de b reconstruits et issus de la désintégration des deux b issus des deux Top est présentée

84 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

Processus	Calibration ATLFAST					
	C1+C2+C3		C1+C2+C3+C4		C1+C2+C3+C5	
	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)
bb	200	9×10^{-7}	200	9×10^{-7}	100	5×10^{-7}
W+jets	96000	0.12	15000	0.02	1400	0.002
Z+jets	6500	0.05	1500	0.01	300	0.002
WZ	140	0.4	32	0.09	12	0.04
WW	900	0.5	150	0.09	16	0.009
ZZ	70	0.08	18	0.02	6	0.007
$t\bar{t}$	525000	21	385000	15.4	126000	5
S/B	5		23		69	

TAB. 5.2 – Effet des combinaisons des coupures sur l’impulsion transverse du lepton (C1), sur l’énergie transverse manquante (C2), sur le nombre de jets d’impulsion transverse supérieure à 40 GeV, et sur le nombre de jets étiquetés b : au moins un jet b (C4) et au moins deux jets b (C5). Les jets sont calibrés “ATLFAST”.

Processus	Calibration in-situ					
	C1+C2+C3		C1+C2+C3+C4		C1+C2+C3+C5	
	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)	(Evs/10 fb ⁻¹)	(%)
bb	100	5×10^{-7}	100	5×10^{-7}	14	6×10^{-8}
W+jets	66000	0.08	9000	0.01	930	0.001
Z+jets	4400	0.04	880	0.007	140	0.001
WZ	130	0.4	28	0.08	12	0.04
WW	600	0.4	90	0.05	12	0.007
ZZ	50	0.05	6	0.007	6	0.007
$t\bar{t}$	395000	15.8	282000	11.3	87000	3.5
S/B	5.5		28		78	

TAB. 5.3 – Effet des combinaisons des coupures sur l’impulsion transverse du lepton (C1), sur l’énergie transverse manquante (C2), sur le nombre de jets d’impulsion transverse supérieure à 40 GeV, et sur le nombre de jets étiquetés b : au moins un jet b (C4) et au moins deux jets b (C5). Les jets sont calibrés in-situ.

sur la figure 5.7. Cette distribution a été obtenue en supposant une efficacité d'étiquetage des jets de quarks b de 100%.

On remarque tout d'abord, qu'une large fraction de W n'a qu'un seul jet reconstruit. Cela constituera une des principales sources d'inefficacité de reconstruction et sera la cause de la principale source de bruit de fond combinatoire par la suite. Au total, c'est environ un W sur deux qui ne possède pas deux jets reconstruits. On remarque d'autre part, comme attendu, que la présence de radiations dans l'état initial modifie très peu la multiplicité en jets issus des désintégrations des deux Top. La probabilité que le ou les jets induits par ISR tombent dans le cône d'émission du Top est négligeable, et de toute façon sont comme nous le verrons ensuite d'impulsion toujours grande.

Le but principal de ces figures est toutefois de présenter l'influence des FSR. Une radiation dans l'état final entraîne une perte d'énergie du parton concerné, ce qui diminue alors la probabilité que le jet résultant ait une impulsion transverse supérieure au seuil de reconstruction. La présence de FSR entraîne par conséquent une multiplicité en jets issus du W moins importante.

La figure 5.8 montre la multiplicité en jets supplémentaires reconstruits (on exclut donc maintenant les jets associés considérés ci-dessus). Comme il a été dit précédemment, la présence d'ISR et de FSR conduit à une multiplicité de ces jets plus importante. On remarque que ce sont les ISR qui contribuent le plus au jets supplémentaires. La figure 5.9 représente, elle, la distribution normalisée de l'impulsion transverse (non-calibrée) des jets supplémentaires. Les jets provenant de radiations dans l'état initial ont une impulsion transverse plus importante que ceux provenant de FSR (les valeurs moyennes de ces distributions sont résumées dans le tableau 5.4).

	ISR+FSR	+ISR(sans FSR)	+FSR(sans ISR)
$\langle p_T \rangle$ (GeV)	46	52	33

TAB. 5.4 – Impulsion transverse moyenne des jets supplémentaires en présence de FSR et/ou d'ISR.

A tout ceci va s'ajouter l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b et les coupures à 40 GeV sur les impulsions transverses des jets. Ainsi sur la figure 5.10, la distribution en nombre de jets étiquetés b d'impulsion transverse (calibrée ATLFast) supérieure à 40 GeV est représentée. On voit qu'environ 13% seulement des événements ont deux jets labellés b.

Un premier contour de ce qui va constituer le bruit de fond combinatoire est donc établi. Les ISR vont avoir pour effet d'augmenter le nombre de jets dans un événement. Quant aux FSR, ils vont contribuer à diminuer la probabilité de reconstruire les jets issus directement des désintégrations des deux Top. Les mauvaises combinaisons proviendront essentiellement de jets réellement issus d'un parton du Top et associés avec un, voir deux, jets d'ISR. Les bonnes combinaisons seront elles affectées par les pertes d'énergies dues aux FSR.

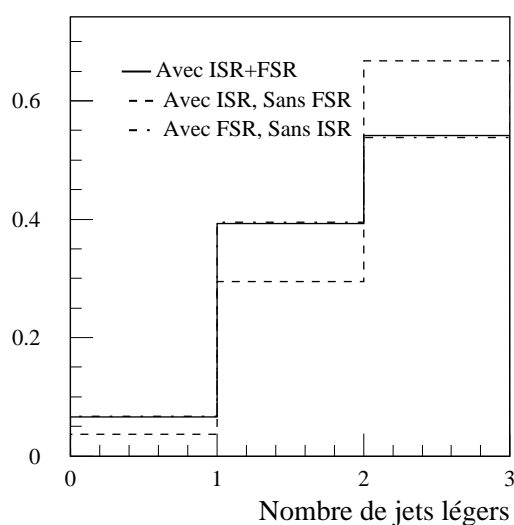


FIG. 5.6 – Nombre de jets issus du W pour le lot standard($ISR+FSR$), et pour des lots d'événements générés sans FSR ou sans ISR .

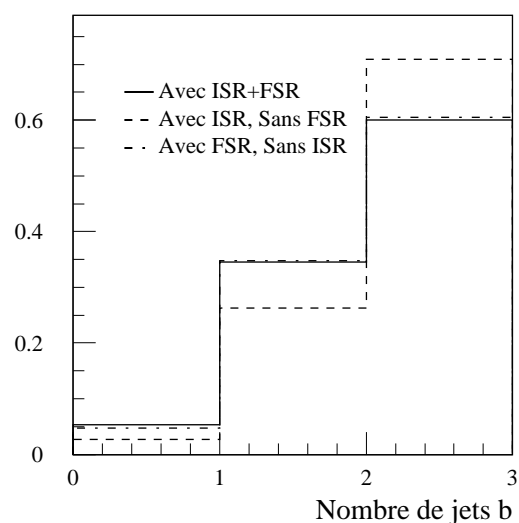


FIG. 5.7 – Nombre de jets b issus de la paire $t\bar{t}$ pour le lot standard($ISR+FSR$), et pour des lots d'événements générés sans FSR ou sans ISR .

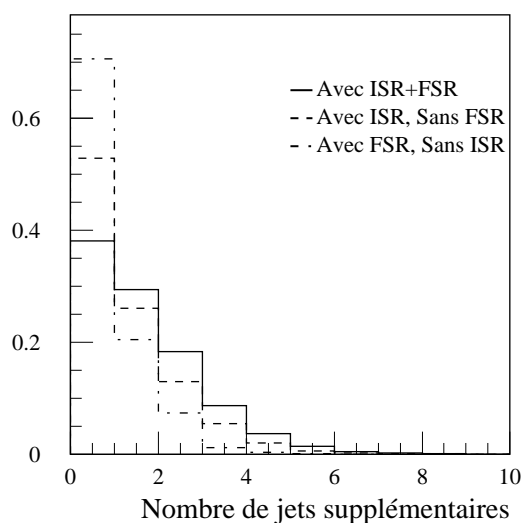


FIG. 5.8 – Nombre de jets supplémentaires pour le lot standard($ISR+FSR$), et pour des lots d'événements générés sans FSR ou sans ISR .

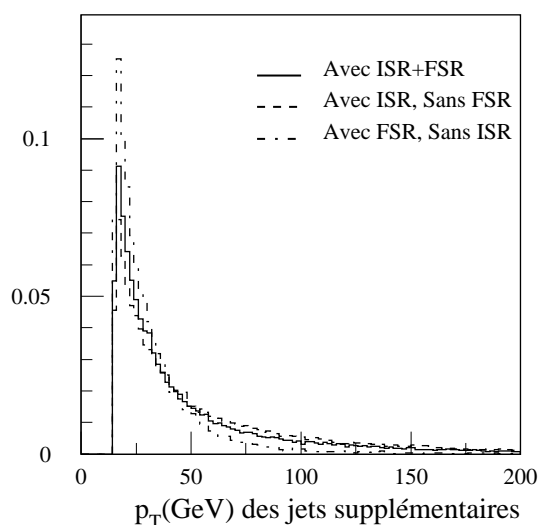


FIG. 5.9 – Impulsion transverse des jets supplémentaires pour le lot standard($ISR+FSR$), et pour des lots d'événements générés sans FSR ou sans ISR .

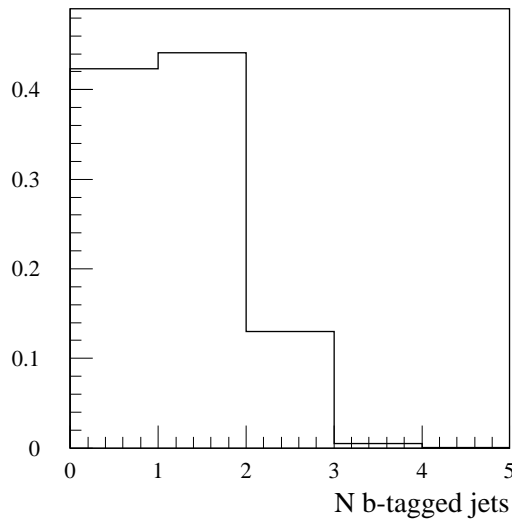


FIG. 5.10 – *Distribution du nombre de jets étiquetés b.*

Enfin, vue la faible probabilité de reconstruire+étiqueter les deux jets de b ensemble, il peut être intéressant d'un point de vue statistique de considérer également les événements avec un seul jet b.

5.4 Reconstruction du côté hadronique

La reconstruction de la partie hadronique se fait en deux étapes :

1. Appariement de deux jets légers (non étiquetés jet b) de façon à former une masse invariante compatible avec la masse du boson W
2. Association du W reconstruit avec un jet étiqueté jet b pour former une masse invariante M_{jjb} qui pourra être utilisée comme estimateur de la masse du quark Top

5.4.1 Reconstruction du W

Il y a en général plus de deux jets légers dans un événement. Les figures 5.11 représentent les distributions en masse invariante pour toutes les paires de jets, en fonction du nombre de jets labellés jets b (un seul jet b, au moins deux et au moins un). Le bruit de fond combinatoire est représenté par la zone pleine, et on peut remarquer la différence en forme et en nombre entre des événements avec un seul jet b et des événements avec au moins deux jets b. Même si en procédant de cette manière on garde toutes les paires de jets provenant effectivement de la désintégration d'un W, la pureté en W^1 est faible, comme le montre le tableau 5.5. Il est donc nécessaire de faire un choix.

1. La pureté est définie comme le pourcentage de combinaisons venant effectivement du W.

	Pureté (%) sans critère de sélection
$N_{\text{jet } b} = 1$	11
$N_{\text{jet } b} \geq 2$	18
$N_{\text{jet } b} \geq 1$	12

TAB. 5.5 – Pureté en W dans les distributions en masse invariante sans critère de sélection, en fonction du nombre de jets étiquetés b .

	Pureté après sélection (%)	Efficacité Relative (%)
$N_{\text{jet } b} = 1$	38	75
$N_{\text{jet } b} \geq 2$	38	90
$N_{\text{jet } b} \geq 1$	38	80

TAB. 5.6 – Pureté en W dans les distributions en masse invariante après sélection de la paire de jets formant une masse invariante la plus proche de la masse du boson W .

Le critère de sélection appliqué dans cette analyse est de conserver la paire de jets formant une masse invariante la plus proche de la masse du boson W . Les distributions en masse invariante ainsi obtenue sont montrées sur les figures 5.12 en fonction du nombre de jets labellés jets b . Le bruit de fond combinatoire (représenté par l’aire pleine) est en partie résonnant, ceci étant dû au critère de sélection. Le tableau 5.6 résume les puretés et efficacités de sélection. Quelque soit le nombre de jets, la pureté est d’environ 38 %. Comme on pouvait s’y attendre, l’efficacité de sélection est meilleure dans le cas avec au moins deux jets b , ces événements incluant des événements où une seule combinaison est possible. Néanmoins, la pureté reste faible, la raison étant que moins de la moitié des événements ont les deux jets issus du W satisfaisant aux coupures de sélection définies dans la section 5.2.

Pour essayer d’améliorer la pureté, une coupure supplémentaire est appliquée en ne gardant un événement que si la masse invariante de la paire de jets sélectionnée satisfait la condition :

$$|m_{jj} - M_W^{\text{PDG}}| \leq 20 \text{ GeV} \quad (5.1)$$

Sur les figures 5.13, 5.14 et 5.15 sont représentées les distributions des masses invariantes des paires de jets sélectionnées en fonction du nombre de jets. Le bruit de fond combinatoire y est représenté sous la forme de deux contributions. La première contribution (en traits horizontaux) provient d’événements où l’un des jets issus de la désintégration du boson W n’a pas passé les coupures de sélection. La seconde contribution (en traits verticaux) provient d’événements où les deux jets du boson W répondaient aux critères de sélection mais sont supplantés par une paire dont la masse invariante est plus proche de la masse du W . Cette contribution, fortement résonnante par définition, est plus importante pour les événements avec un seul jet b , comme on peut le vérifier avec le tableau 5.7. Le tableau 5.8 donne les puretés et efficacités relatives en fonction du nombre de jets b .

La coupure en fenêtre de masse du W permet d’atteindre une pureté supérieure à 50%, et d’environ 66% pour les événements avec au moins deux jets labellés jets b . Moins de 10% du signal est rejeté par cette coupure.

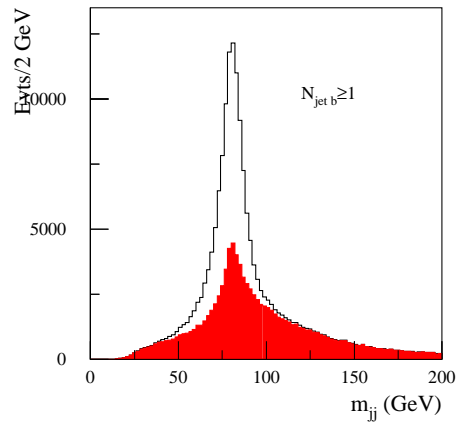
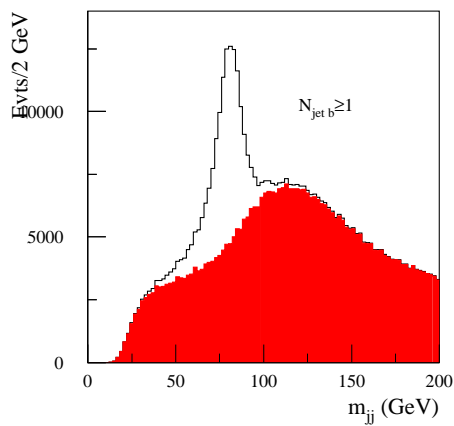
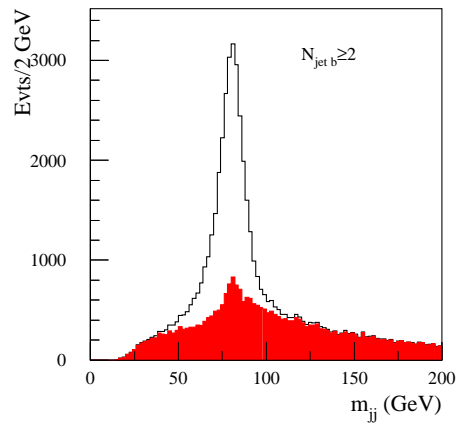
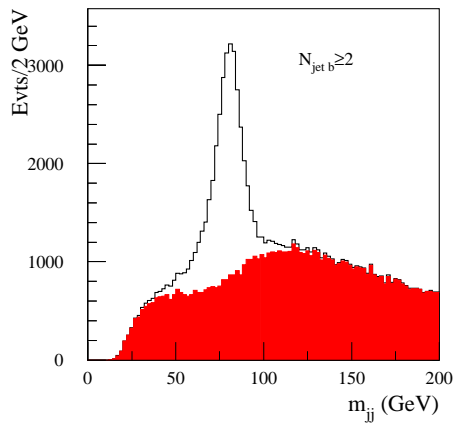
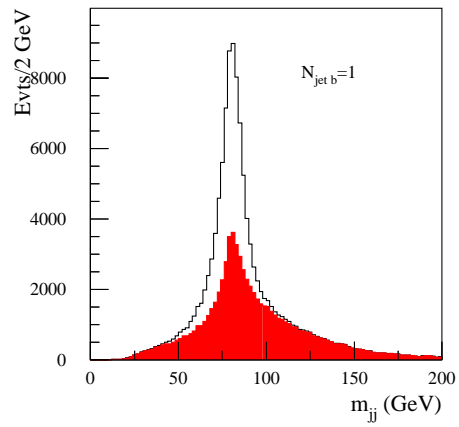
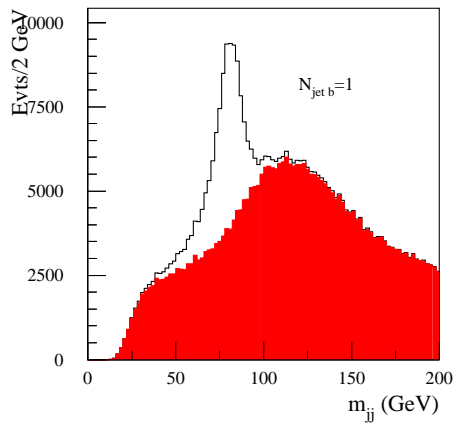


FIG. 5.11 – Distributions en masse invariante de toutes les paires de jets en fonction du nombre de jets étiquetés b .

FIG. 5.12 – Distributions en masse invariante de la paire de jets sélectionnée en fonction du nombre de jets étiquetés b .

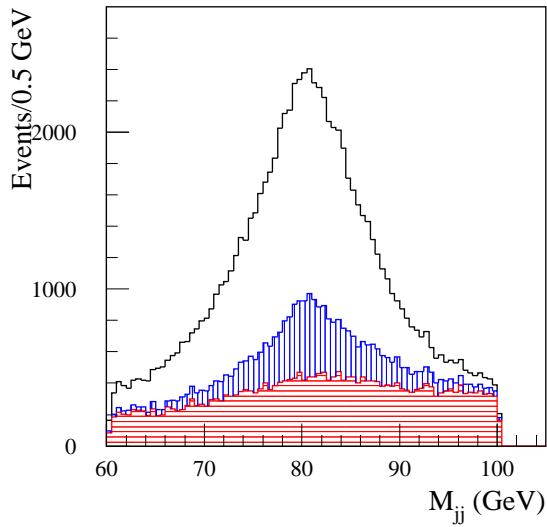


FIG. 5.13 – *Événements avec un seul jet b : distribution de la masse invariante de la paire de jets sélectionnée après coupure en fenêtre de masse du W. Les deux contributions du bruit de fond combinatoire sont représentées.*

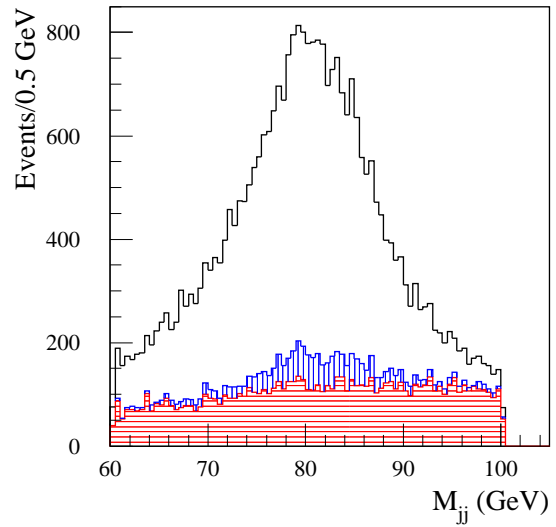


FIG. 5.14 – *Événements avec au moins deux jets b : distribution de la masse invariante de la paire de jets sélectionnés après coupure en fenêtre de masse du W. Les deux contributions du bruit de fond combinatoire sont représentées.*

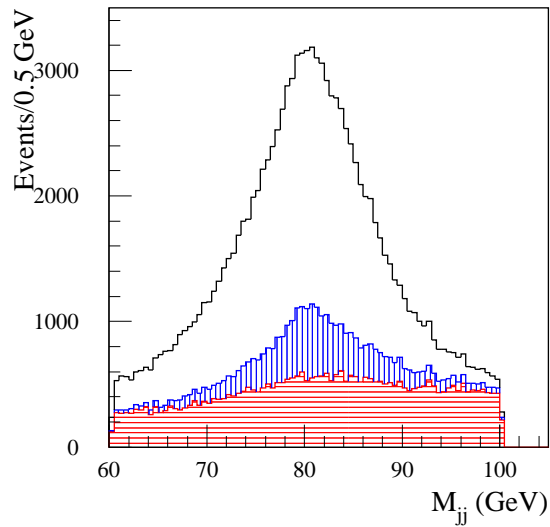


FIG. 5.15 – *Événements avec au moins un jet b : distribution de la masse invariante de la paire de jets sélectionnés après coupure en fenêtre de masse du W. Les deux contributions du bruit de fond combinatoire sont représentées.*

	Contribution du bdf résonnant (%)
$N_{\text{jet } b} = 1$	31
$N_{\text{jet } b} \geq 2$	17
$N_{\text{jet } b} \geq 1$	28

TAB. 5.7 – Contribution du bruit de fond résonnant au bruit de fond combinatoire total.

	Pureté après coupure (%)	Efficacité Relative (%)
$N_{\text{jet } b} = 1$	52	94
$N_{\text{jet } b} \geq 2$	66	91
$N_{\text{jet } b} \geq 1$	55	93

TAB. 5.8 – Pureté en W et efficacité relative après coupure en fenêtre de masse du W .

5.4.2 Reconstruction du quark Top

A ce stade, le W est reconstruit, et doit être associé à un jet étiqueté b pour reconstruire le quark Top en formant la masse invariante $m_{j\bar{b}}$. De la même façon que pour les jets du W , le jet b issu du quark Top (b “hadronique”) ne passe pas toujours les critères de sélection. D’autre part, lorsque deux jets de b sont reconstruits, le b hadronique peut être potentiellement associé au W reconstruit dans 88% des cas. Les 12% sont constitués d’ISR et de jets légers improprement étiquetés b jet. De manière naturelle, pour les événements avec un seul jet b reconstruit, on a une chance sur deux d’avoir sélectionné le b “côté” hadronique et donc seulement 43% de voir ce b correspondre au quark b initial.

Dans la suite de ce chapitre, seul le Top “hadronique” sera reconstruit, et les événements seront classés suivant le nombre de jets étiquetés b .

Événements avec un seul jet b

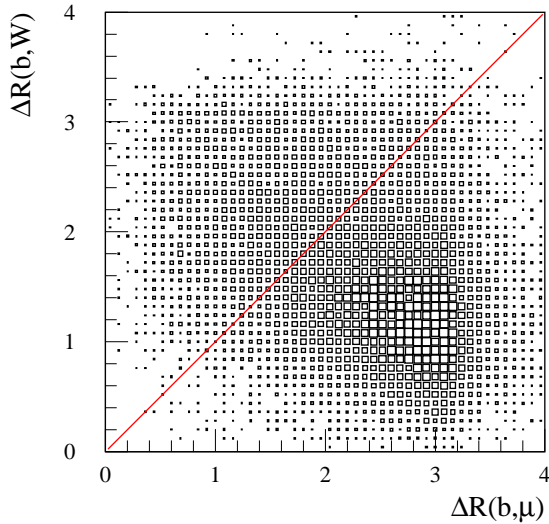
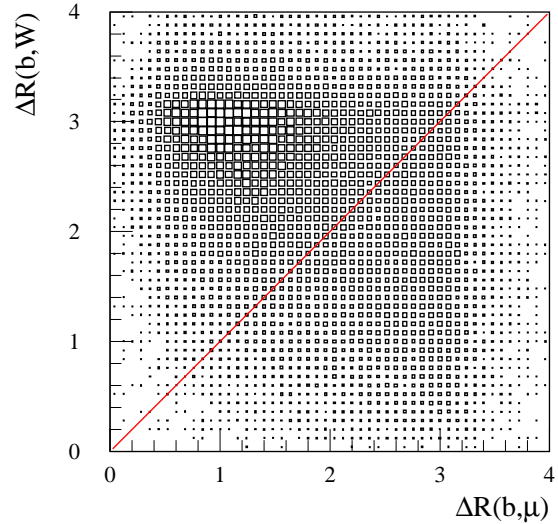
Avec cette classe d’événements, une seule combinaison est possible, le jet b est directement associé au W reconstruit. Néanmoins dans seulement 25% des événements, les trois jets sélectionnés proviennent effectivement du quark Top “hadronique”.

Pour améliorer cette pureté, on s’intéresse aux quantités suivantes :

- $\Delta R(b,W) = \sqrt{(\eta_b - \eta_W)^2 + (\phi_b - \phi_W)^2}$, l’angle d’ouverture entre le jet b et le W reconstruit.
- $\Delta R(b,l) = \sqrt{(\eta_b - \eta_l)^2 + (\phi_b - \phi_l)^2}$, l’angle d’ouverture entre le jet b et le lepton isolé.

Les figures 5.16 et 5.17 représentent $\Delta R(b,W)$ en fonction de $\Delta R(b,l)$ pour les événements signaux et bruit de fond combinatoire respectivement. Comme on peut le voir, les événements signaux sont principalement dans la zone $\Delta R(b,W) < \Delta R(b,l)$. Ainsi la coupure définie par l’équation 5.2 permet de rejeter l’essentiel des événements où le b reconstruit est le b “leptonique” pour reobtenir une pureté (44%) proche de celle obtenue sur le lot de W (52%, voir le tableau 5.8). Une coupure plus sévère augmente encore cette pureté comme le montre le tableau 5.9.

$$\Delta R_b^{Wl} = \Delta R(b,W) - \Delta R(b,l) < 0 \quad (5.2)$$


 FIG. 5.16 – $\Delta R(b,W)$ en fonction de $\Delta R(b,l)$ pour les événements signaux.

 FIG. 5.17 – $\Delta R(b,W)$ en fonction de $\Delta R(b,l)$ pour les événements bruit de fond combinatoire.

	Pureté en Top (%)	Efficacité relative (%)
sans coupure	25	100
$\Delta R_b^{Wl} < 0$	44	71
$\Delta R_b^{Wl} < -1$	53	45

 TAB. 5.9 – Effet des coupures en ΔR_b^{Wl} sur la pureté en Top et sur l'efficacité relative, pour les événements avec un seul jet b.

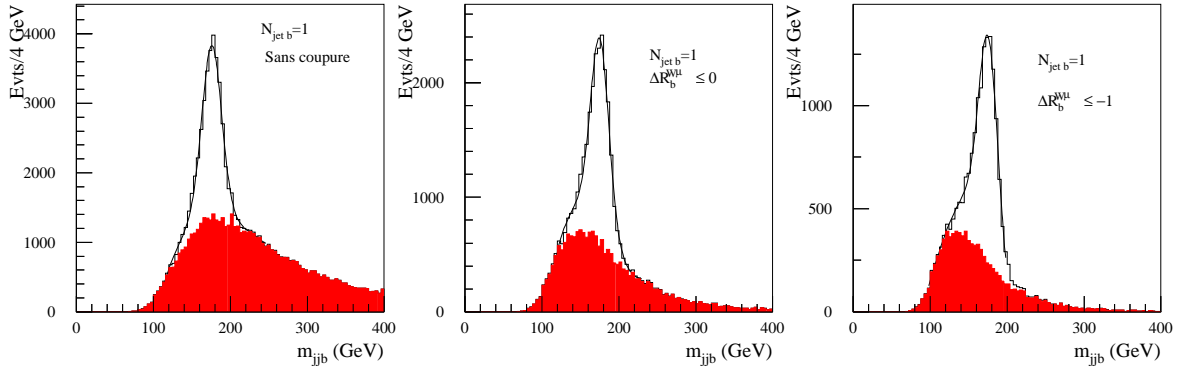


FIG. 5.18 – *Evénements avec un seul jet b, (gauche) sans coupure, (milieu) $\Delta R_b^{Wl} \leq 0$, (droite) $\Delta R_b^{Wl} \leq -1$.*

	Sans coupure	$\Delta R_b^{Wl} < 0$	$\Delta R_b^{Wl} < -1$
Evts signaux	42000	30000	18000
Evts bdf comb.	43000	20000	9000
Evts bdf physique	1000	600	400

TAB. 5.10 – *Lot avec un seul jet étiqueté b. Nombre d'événements signaux, bruit de fond combinatoire et bruit de fond physique attendus pour un an de prise de données à basse luminosité, dans la fenêtre de masse du Top.*

Les distributions en masse invariante m_{jjb} sont représentées sur la figure 5.18 en fonction des coupures appliquées. On peut remarquer l'évolution de la forme du bruit de fond combinatoire avec l'application de la coupure en ΔR_b^{Wl} . Plus on contraint le b à être proche du W, plus on élimine le bruit de fond à grande masse invariante (M_{Wb} est proportionnelle à $(1 - \cos\theta_{Wb})$). Ces distributions sont ajustées en supposant une forme gaussienne pour le signal et polynomiale d'ordre 3 pour le bruit de fond combinatoire. La résolution en masse est 12.7 GeV sans appliquer de coupure, et atteint 11.7 GeV en appliquant $\Delta R_b^{Wl} < -1$.

Finalement, dans une fenêtre de masse de ± 35 GeV autour du pic des distributions en masse invariante, le nombre d'événements signaux, bruit de fond combinatoire et bruit de fond physique attendus par année de prise de données à basse luminosité sont résumés dans le tableau 5.10. Les événements W+jets sont la contribution principale au bruit de fond physique.

Evénements avec au moins deux jets b

Lorsqu'un événement contient au moins deux jets identifiés b, un de ces jet est originaire dans 88% d'un quark b issu du Top hadronique.

Au moins deux combinaisons sont possibles pour reconstruire un quark Top. Si aucun choix n'est fait, la combinaison correcte est formée, mais également une ou plusieurs mauvaises combinaisons. En conséquence, compte tenu de la pureté obtenue sur la reconstruction des W (66%), seules 30% des masses invariantes reconstruites correspondent

94 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

	Critères de sélection du jet b			
	$p_T(\text{Top})_{\text{max}}$	$\Delta R(\text{b,l})_{\text{max}}$	$\Delta R(\text{b,W})_{\text{min}}$	$\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}}_{\text{min}}$
Pureté (%)	67	66	66	66
Efficacité totale (%)	1.2	1.1	1.2	1.2

TAB. 5.11 – Pureté et efficacité totale de sélection du Top, dans une fenêtre de masse de 35 GeV autour du pic de distribution en masse invariante $m_{j\bar{j}b}$ pour les différents critères de sélection du jet b.

	Sans coupure	$\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}} < 0$	$\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}} < -1$
Evts signaux	30000	24000	16000
Evts bdf comb.	15000	10000	5000

TAB. 5.12 – Lot avec au moins deux jets étiquetés b. Nombre d'événements signaux et bruit de fond combinatoire attendus pour un an de prise de données à basse luminosité, dans la fenêtre de masse du Top.

effectivement à un quark Top hadronique.

Plusieurs critères de sélection sont possibles pour choisir la bonne combinaison W-b. Les critères suivants ont été considérés :

- Combinaison donnant une impulsion transverse de Top maximum.
- Combinaison telle que le jet b soit le plus proche du W reconstruit.
- Combinaison telle que le jet b soit le plus éloigné du lepton isolé.
- Combinaison telle que la quantité $\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}}$ soit minimum.

La figure 5.19 présente les distributions en masse invariante du Top reconstruit pour les différents critères de sélection cités précédemment. Comme dans le cas avec un seul jet b, ces distributions sont ajustées par un polynôme d'ordre 3 plus une gaussienne. Les résolutions en masse sont équivalentes, et de l'ordre de 12 GeV. De plus, quelque soit le critère de sélection du jet b, 95% du signal est contenu dans une fenêtre de ± 35 GeV autour du pic de distribution en masse invariante $m_{j\bar{j}b}$. Les différents critères de sélection du jet b utilisés ici sont à peu près équivalents en terme de pureté et d'efficacité totale, comme on peut le voir avec le tableau 5.11. On constate que dans plus de 90% des cas la bonne combinaison est choisie lorsque le W est bien reconstruit. Ceci se reflète sur la pureté obtenue, comparable à celle du lot de W avant ajout du jet de b. Dans la suite, la combinaison donnant une impulsion transverse de Top maximum a été choisie.

La coupure utilisée sur les événements avec un seul jet b peut également être appliquée dans le cas à deux jets b. On obtient alors un gain significatif en pureté (dans la fenêtre de masse du Top), celle ci passant à plus de 70% en coupant à $\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}} < 0$, et à plus de 75% pour un seuil sur $\Delta R_{\text{b}}^{\text{Wl}}$ à -1. En contrepartie, l'efficacité totale décroît avec la coupure et vaut 1% et 0.6% respectivement. Le tableau 5.12 présente le nombre d'événements signaux et bruit de fond combinatoire attendus en un an de prise de données à basse luminosité.

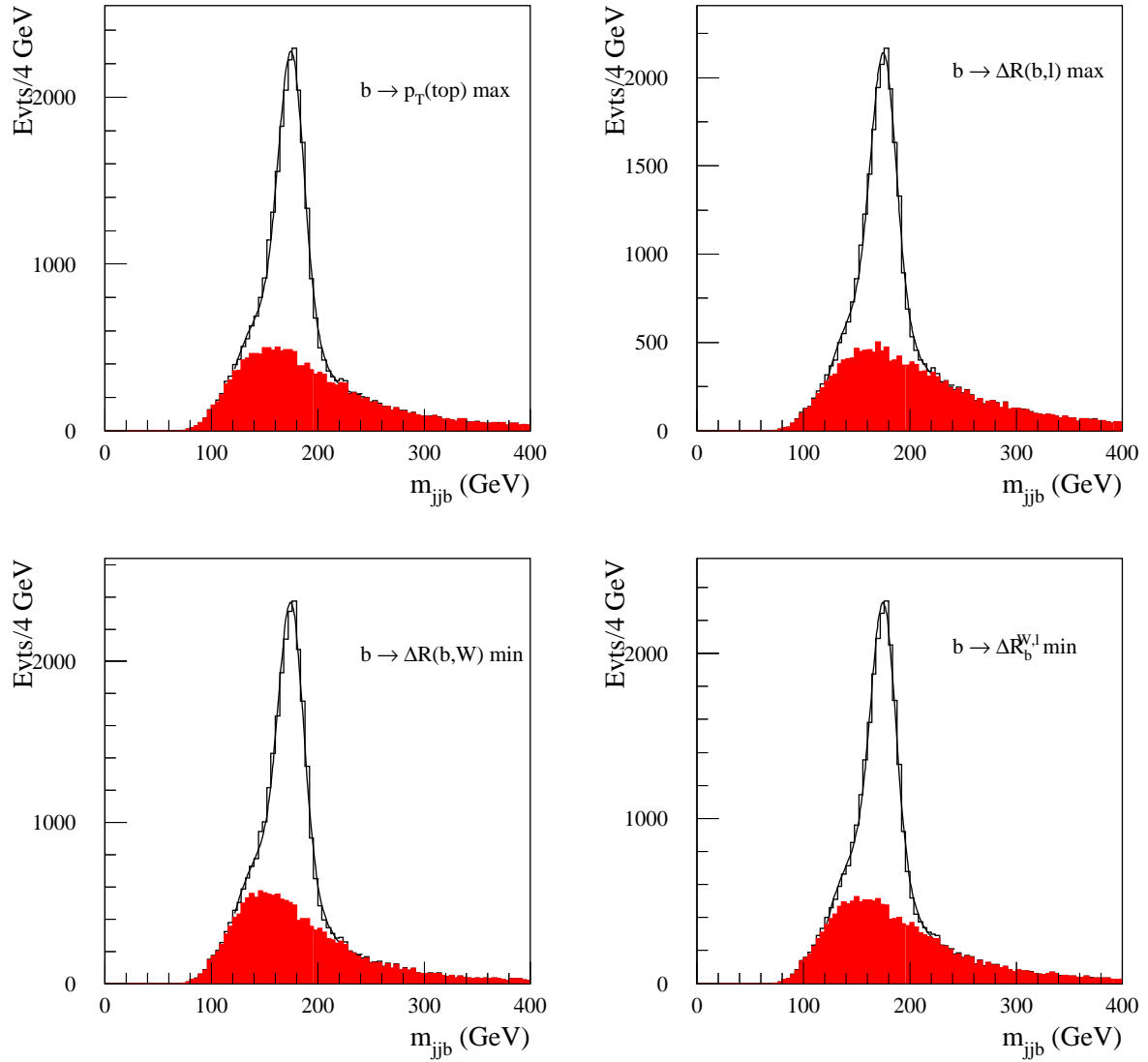


FIG. 5.19 – Événements avec au moins deux jets b . Distributions en masse du Top reconstruit pour les quatre critères de sélection du jet b .

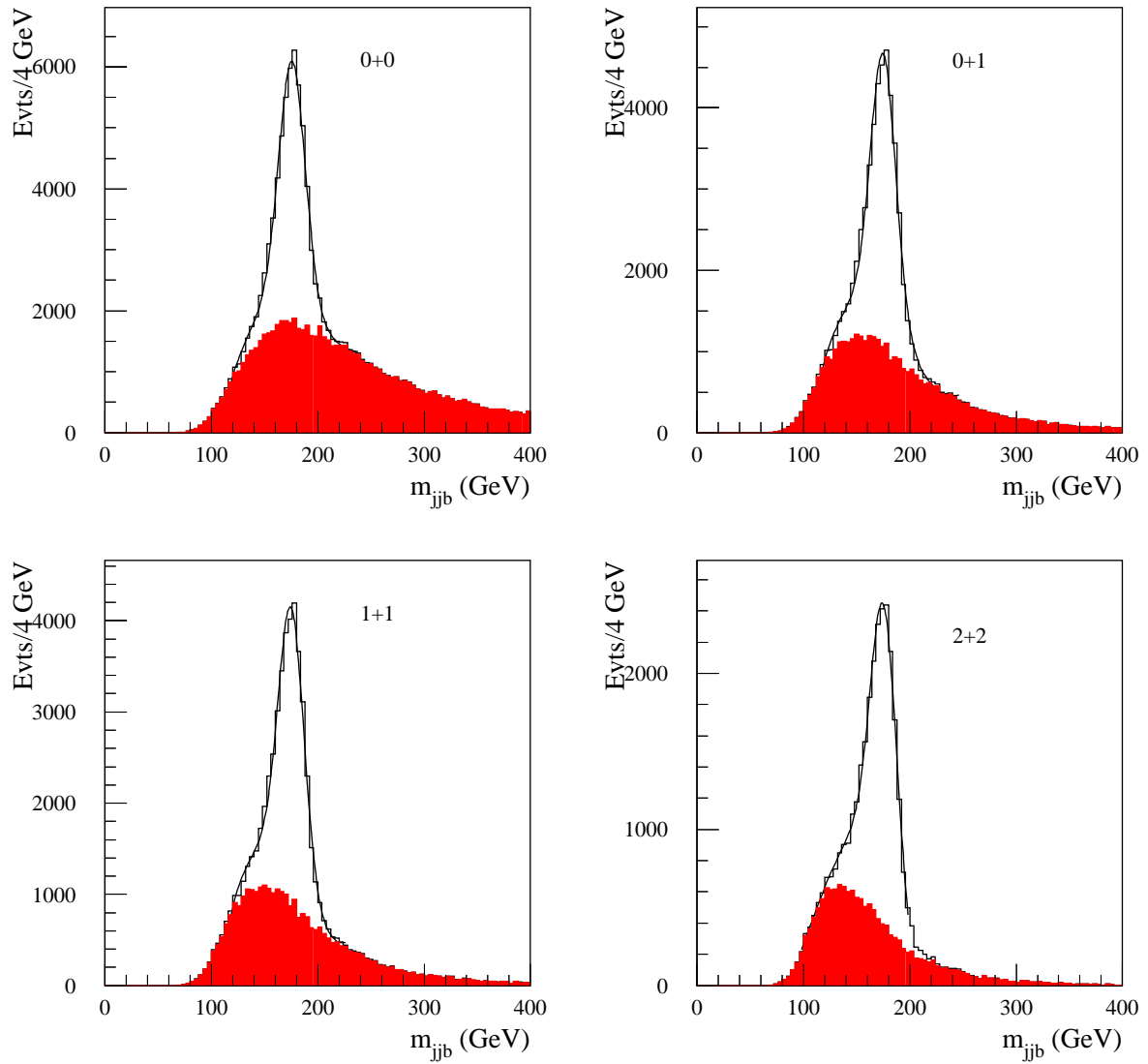


FIG. 5.20 – Événements avec au moins un jets b . Distributions en masse du Top reconstruit pour les différents lots d'événements.

Événements avec au moins un jet b

Les deux classes d'événements précédentes peuvent être combinées pour augmenter la statistique. Quatre lots ont été considérés :

0+0 : événements avec au moins un jet de b.

0+1 : événements avec au moins un jet de b, et en appliquant la coupure $\Delta R_b^{Wl} < 0$ sur les événements avec un seul jet b.

1+1 : événements avec au moins un jet de b, et en appliquant la coupure $\Delta R_b^{Wl} < 0$ sur tous les événements.

2+2 : événements avec au moins un jet de b, et en appliquant la coupure $\Delta R_b^{Wl} < -1$ sur tous les événements.

La figure 5.20 représente les distributions en masse invariante de ces différents lots. Les résolutions en masse sont toutes équivalentes. On peut également constater l'évolution de la forme et du nombre de bruit de fond combinatoire.

Les nombres d'événements signaux, bruit de fond combinatoire et physique, ainsi que les puretés et les efficacités totales sont données dans le tableau 5.13 pour les quatre lots décrits précédemment. Pour comparaison, ces valeurs sont également données pour les événements avec au moins deux jets b. On voit ainsi que le lot 2+2 est plus pur, pour une meilleure efficacité totale.

En conclusion, en une année de prise de données à basse luminosité, et suivant la sélection appliquée, nous aurons à disposition un lot de 30000 à 60000 Top hadroniques reconstruits, contaminés par du bruit de fond combinatoire à hauteur de 30 à 37%. Si nécessaire, un lot plus important de 72000 Top hadroniques reconstruits, pollué par 45% de fond combinatoire peut être utilisé. Pour chacun des lots, la résolution obtenue sur la masse du système ($j_1j_2j_b$) est de l'ordre de 12 GeV.

	2 jets b	0+0	0+1	1+1	2+2
Evts signaux	30000	72000	60000	54000	34000
bdf comb.	15000	58000	35000	30000	14000
bdf physique	-	1000	600	600	400
Pureté (%)	67	55	63	64	70
Efficacité totale (%)	1.2	2.9	2.4	2.2	1.4

TAB. 5.13 – *Lot avec au moins un jet étiqueté b. Nombre d'événements signaux, bruit de fond combinatoire et physique attendus pour un an de prise de données à basse luminosité, dans la fenêtre de masse du Top.*

5.4.3 Estimation de la masse du quark Top

La partie hadronique du système $t\bar{t}$ peut être directement reconstruite, et ainsi permettre une mesure de la masse du quark Top. Compte tenu de la statistique disponible

98 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

et des résolutions en masse (environ 12 GeV), l'erreur statistique est faible, 70 MeV ($\simeq \sigma/\sqrt{N}$) pour le lot d'événements avec au moins 2 jets b, 45 MeV pour le lot 0+0, pour un an de prise de données à basse luminosité. Ceci nous permet de dire que la résolution en énergie des calorimètres n'est pas une caractéristique essentielle pour une mesure précise de la masse du Top. Il est notamment infiniment plus important d'avoir des calorimètres restituant l'énergie réelle des jets les ayant atteints pour que la masse invariante reconstruite "pointe" à la bonne valeur.

La précision sur la mesure de la masse du quark Top sera par conséquent limitée par les incertitudes d'ordre systématique, liées aux biais sur les mesures, mais aussi à la méconnaissance des paramètres décrivant le processus $t\bar{t} \rightarrow jjbl\nu b$. Différentes sources d'erreurs systématiques ont été étudiées, et sont décrites par la suite. Le but est ici de donner un ordre de grandeur de la précision qu'il est possible d'atteindre sur la mesure de la masse du quark Top, certaines des incertitudes systématiques pouvant être traitées de façon différente une fois les "vraies" données disponibles.

Echelle d'énergie des jets

La masse du quark Top étant estimée à partir de la masse invariante formée par la combinaison de trois jets, il est important de connaître le plus précisément possible l'échelle d'énergie des jets et les conséquences d'un mauvais étalonnage de leur énergie. Le but pour l'expérience ATLAS est de connaître l'échelle d'énergie des jets à 1% [80], aussi bien pour les jets légers que pour les jets provenant de la fragmentation de quarks b. L'erreur sur la mesure de M_{Top} due à la méconnaissance de l'énergie des jets a été estimée séparément pour les jets légers et pour les jets b. En appliquant plusieurs facteurs d'échelle F aux énergies des jets, on obtient différentes masses de Top. L'effet d'une erreur de 1% sur la connaissance de l'échelle d'énergie des jets peut alors être déduite. A titre d'exemple, les figures 5.21 et 5.22 représentent, pour le lot 1+1, la masse de Top reconstruite en fonction des facteurs appliqués aux jets légers et aux jets b respectivement. Une méconnaissance de 1% sur l'échelle de calibration absolue des jets légers induit un décalage de la masse du Top de 900 MeV environ. 1% de biais sur l'échelle de calibration absolue des jets de b induit un décalage de la masse du Top d'environ 700 MeV.

Radiations dans l'état initial (ISR)

La présence de jets additionnels provenant de radiations dans l'état initial a pour conséquence d'augmenter le nombre de combinaisons possibles dans un événement, et est par conséquent une source de bruit de fond combinatoire. Une autre conséquence plus rare, est la superposition de ces jets sur les jets issus de la désintégration du quark Top conduisant à une surestimation de leur énergie.

L'estimation de l'effet des ISR sur la mesure de la masse du quark Top a été obtenue en comparant deux lots d'événements. Le premier est le lot standard, utilisé précédemment, le second est un lot généré sans inclure les ISR.

Le processus de rayonnement dans l'état initial est un processus d'interaction forte, il est donc directement relié à la constante de couplage forte α_s . L'erreur sur la masse du quark Top est obtenue de façon conservative en prenant 20% de la différence Δm_{Top} entre

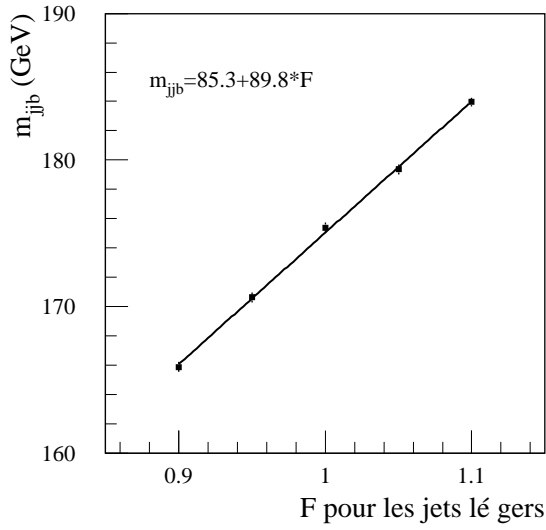


FIG. 5.21 – Masse du Top reconstruite en fonction du facteur d'échelle appliqué aux jets légers.

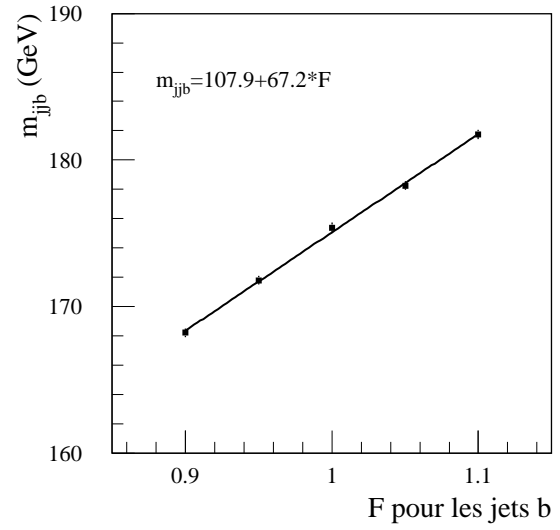


FIG. 5.22 – Masse de Top reconstruite en fonction du facteur d'échelle appliqué aux jets b .

les deux masses obtenues avec les deux lots précédents, en ne considérant que le signal Top (pas le bruit de fond). L'effet mesuré est négligeable. Il ne prend cependant pas en compte le biais possible induit par l'augmentation du fond provenant des ISR. Cette systématique sera traitée avec celle de l'influence du bruit de fond sur la mesure de la masse.

Radiations dans l'état final (FSR)

Comme pour les ISR, la présence de FSR dans un événement augmente le nombre de jets, mais conduit surtout à une sous-estimation de l'énergie des jets produits lors la désintégration du Top.

La méthode pour déterminer l'erreur sur la masse due aux FSR est la même que pour les ISR. Deux lots sont comparés, le lot standard et un lot d'événements générés sans FSR. Comme précédemment, l'incertitude sur la masse du quark Top est prise comme étant 20% de la différence de masse de Top entre les deux lots. L'effet mesuré est important. Il est de même nature que l'effet lié à une mauvaise calibration, la mesure de l'énergie réelle du parton initial étant erronée dans les deux cas. Il faut cependant noter que l'estimation effectuée selon cette méthode est biaisée. En effet, lors de la génération sans FSR, les jets sont calibrés avec la fonction de calibration standard déterminée avec les événements standards (avec ISR+FSR). L'erreur estimée ici doit être comprise comme une valeur maximale et conservatrice.

Fragmentation des quarks b

La fonction de fragmentation de Peterson a été utilisée dans le Monte Carlo pour décrire l'hadronisation des quarks b . Le lot standard a été généré avec le paramètre $\epsilon_b = -0.006$.

100 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec ATLAS

Dans un second lot, ce paramètre a la valeur -0.0035 pour tenir compte de l'incertitude actuelle sur sa détermination expérimentale [81]. L'incertitude sur la masse du Top due à une possible mauvaise description de la fragmentation des quarks b a été obtenue en prenant la différence de masse entre ces deux lots.

Bruit de fond combinatoire

Les différents ajustements dans les distributions en masse invariante faites précédemment supposaient une forme gaussienne pour le signal, et polynomiale d'ordre 3 pour le bruit de fond combinatoire. Néanmoins, sur tout le spectre en masse, le signal n'est pas gaussien et le bruit de fond n'est pas une distribution polynomiale d'ordre 3. La forme gaussienne du signal est affectée par des queues de distributions, mais dans les régions où le signal devient non gaussien, le bruit de fond combinatoire est dominant.

Pour estimer les effets de la méconnaissance de la forme et du nombre de fond combinatoire, les deux contributions (signal et fond) sont paramétrisées par deux fonctions différentes. Le fond est paramétrisé par une fonction seuil plus une gaussienne de la forme décrite par l'équation 5.3. Le signal $t\bar{t}$ a quant à lui été paramétrisé par deux gaussiennes. Les deux contributions sont alors ajoutées pour simuler le signal total. Pour indiquer la qualité de reproduction obtenue, la figure 5.23 montre les distributions du bruit de fond combinatoire, du signal $t\bar{t}$ et du signal total avec les paramétrisations correspondantes, pour les événements 0+1.

$$a \times (m_{j\bar{j}b} - m_{\text{seuil}})^b \times e^{-c \times (m_{j\bar{j}b} - m_{\text{seuil}})} + A \times e^{-\left(\frac{m_{j\bar{j}b} - m}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2} \quad (5.3)$$

Sur la figure 5.24 les paramètres du bruit de fond sont variés de plusieurs manières, en jouant sur la partie montante, la moyenne et la largeur de la gaussienne et la partie descendante de la paramétrisation du bruit de fond combinatoire. Dans chaque cas, la distribution totale est ajustée par un polynôme d'ordre 3 plus une gaussienne. On voit que la valeur de la masse du quark Top ainsi obtenue est relativement stable. L'erreur systématique, 300 MeV, est prise comme étant la plus grande différence de masse par rapport à la masse avec fond standard.

Précision sur la mesure de M_{Top}

Les erreurs systématiques ont été estimées pour les différents lots d'événements considérés (2 jets b, 0+0, 0+1, 1+1 et 2+2). On peut voir les résultats dans le tableau 5.14. L'incertitude totale est calculée en ajoutant en quadrature les diverses erreurs affectant la mesure de M_{Top} . Cette procédure d'estimation de l'erreur totale est très conservatrice, les différents effets n'étant pas tous indépendants les uns des autres. Ainsi, une partie de l'erreur due à la calibration en énergie des jets est comptabilisée à nouveau dans les systématiques liées aux radiations dans les états initial et final.

Toutes les méthodes donnent des résultats comparables, environ 2.3 GeV, erreur complètement dominée par la connaissance limitée, supposée à 1%, de l'échelle d'énergie des jets, et par l'incertitude liée aux FSR.

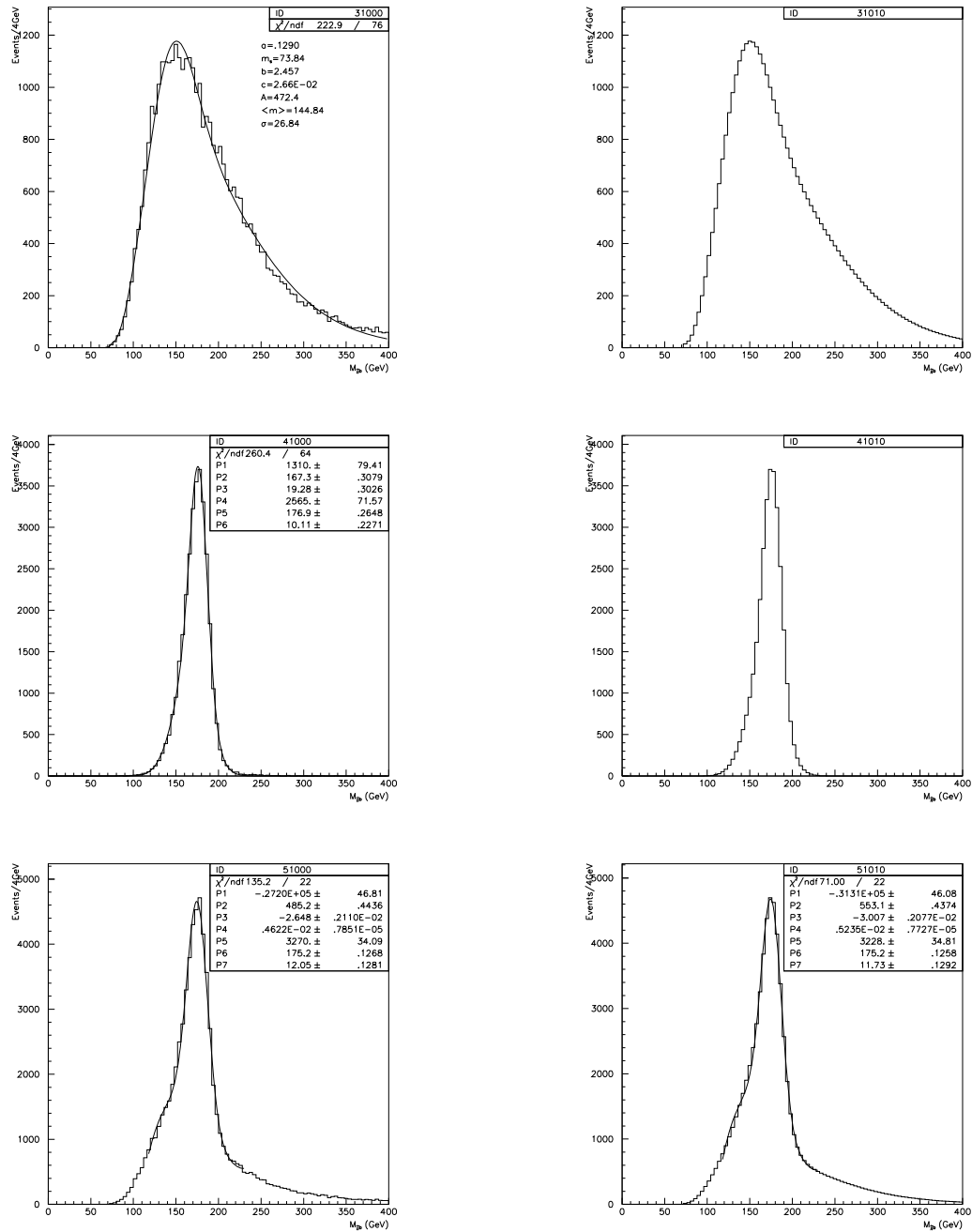


FIG. 5.23 – Figures de gauche : en haut le bruit de fond combinatoire ajusté par la fonction seuil, au milieu le signal $t\bar{t}$ ajusté par deux gaussiennes, en bas la distribution signal plus bruit de fond ajustée par un polynôme d'ordre 3 plus une gaussienne. Les distributions des figures de droite sont obtenues à partir des paramétrisations.

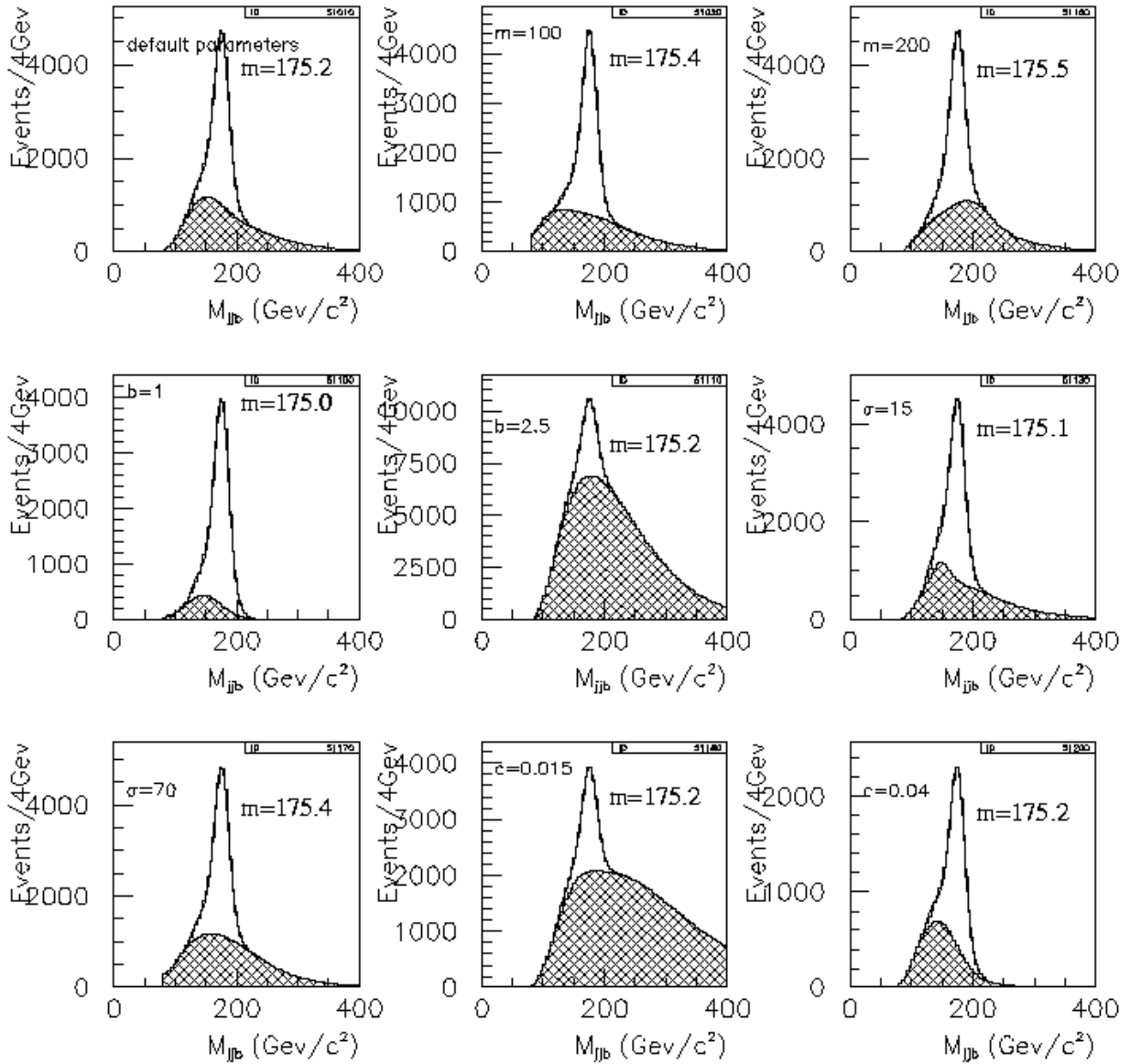


FIG. 5.24 – Effets de la variations des paramètres du bruit de fond combinatoire.

Source d'incertitude		Méthodes				
		2 jets b	0+0	0+1	1+1	2+2
δm_{Top} (GeV)	Calib. jets légers	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9
	Calib. jets b	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
	ISR	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	FSR	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9
	Frag. des quarks b	0.1	0.1	0.1	0.2	0.3
	bdf. comb.	0.4	0.3	0.3	0.7	0.4
	Statistique	0.07	0.04	0.05	0.05	0.06
	total	2.3	2.2	2.2	2.3	2.3

TAB. 5.14 – Contributions des différentes sources d'erreur, systématiques et statistique, sur la masse du Top.

5.5 Conclusions

A partir de la reconstruction de la partie hadronique du canal $t\bar{t}$ en lepton plus jets, il semble possible de déterminer la masse du quark Top avec une précision de l'ordre de 2 GeV provenant essentiellement de l'incertitude sur la calibration absolue des jets et sur la connaissance des FSR. La suite de l'analyse s'attache à essayer de réduire l'impact de ces deux effets systématiques affectant la mesure de la masse du quark Top. Pour cela deux voies ont été étudiées. Tout d'abord au chapitre 6, nous avons utilisé la désintégration du W en deux jets et la bonne précision sur la mesure mondiale de la masse du boson W pour effectuer une calibration in-situ des jets légers. Au chapitre 7, toute l'information disponible sur l'événement $t\bar{t}$ est utilisée par l'intermédiaire de la reconstruction complète des deux Top. L'objectif est de pouvoir réduire l'effet dû aux FSR grâce aux nouvelles contraintes cinématique fournies par la présence conjointe des deux Top.

Chapitre 6

Étalonnage des jets légers

Dans le chapitre 5, il a été montré que l'étalonnage des jets joue un rôle très important dans la détermination précise de la masse du quark top. L'objectif d'ATLAS est de déterminer l'échelle d'énergie des jets à 1% [80].

De nombreux effets sont à prendre en compte pour déterminer l'énergie d'un parton initial à partir du ou des jets reconstruits avec les amas calorimétriques. Avant le démarrage du LHC, les connaissances accumulées sur:

- Les caractéristiques (réponses aux particules, le rapport e/h et les calibrations, les effets de linéarité, de pertes, de zones non instrumentées...) et performances combinées des calorimètres,
- La topologie des jets, le traitement des amas et les algorithmes conduisant à la reconstruction finale des jets
- Les effets physiques ISR, FSR, les événements sous-jacents et les interactions multiples,

permettrons d'atteindre une précision de 5-10% sur l'échelle absolue d'énergie des jets [80]. Par la suite, l'utilisation de processus physiques sur les données elles-mêmes, offrirons la possibilité de réduire grandement cette incertitude. Les imprécisions sur les descriptions des phénomènes cités ci-dessus seront traitées globalement, et contenues dans un ou plusieurs coefficients de correction de l'énergie des jets. Plusieurs processus physiques sont potentiellement intéressants. Nous allons les passer en revue avant de présenter notre méthode fondée sur la désintégration hadronique des W .

6.1 Méthodes de calibration in-situ

6.1.1 Calibration des hadrons chargés : méthode E/p

Cette méthode [82] considère les désintégrations des taus pour obtenir l'échelle absolue d'énergie des hadrons chargés. Le principe est d'utiliser la mesure précise de l'impulsion des traces chargées obtenue dans les détecteurs internes, et d'en déduire l'étalonnage en énergie à l'aide du rapport E/p , où E est l'énergie mesurée dans les calorimètres, essentiellement le calorimètre hadronique. Puisqu'un module du TILECAL sur huit sera calibré

en faisceau de pions avant le démarrage du LHC, cette méthode permettra une comparaison directe des coefficients d'étalonnage obtenus en faisceau avec la configuration finale du détecteur. D'autre part, l'utilisation du rapport E/p devrait permettre une intercalibration des calorimètres de différentes technologies (tuiles scintillantes-Argon liquide). L'acceptance du détecteur interne va limiter l'utilisation de cette méthode à la région $|\eta| < 2.5$. Bien que cette méthode soit la première étape vers la connaissance de l'échelle absolue d'énergie des jets, elle ne permet pas de corriger des effets intrinsèques aux jets, et il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes d'étalonnage s'appuyant directement sur les jets .

6.1.2 Balance en impulsion transverse : Z +jet

Une autre méthode envisagée pour déterminer l'échelle d'énergie des jets est de s'intéresser à la balance en impulsion transverse entre un boson Z^0 et le jet associé dans les processus Z +jets. La désintégration du boson Z^0 en paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ permet une détermination précise de son impulsion transverse [83]. Le coefficient d'étalonnage du jet est alors déterminé de telle sorte que l'impulsion transverse du jet balance l'impulsion transverse du Z^0 .

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir fournir un étalonnage non-seulement des jets légers, mais également des jets de quarks b . Avec suffisamment de statistique, cette méthode devrait permettre de calibrer les jets quelque soit leur saveur au niveau du pour cent. Ceci est réalisable en un an de prise de données à basse luminosité pour les jets légers, mais demandera un peu plus de temps pour les jets de b qui ne contribuent que pour 10% de la section efficace du processus Z +jets.

6.2 Etalonnage des jets légers avec le canal $t\bar{t}$ en lepton plus jets

Cette section étudie la possibilité d'étalonner les jets légers en utilisant la désintégration hadronique du W dans le canal $t\bar{t}$ en lepton plus jets. L'intérêt d'un étalonnage à partir de ce canal est double. D'une part la masse du boson W est connue à mieux que 0.1%, ce qui constitue un repère très précis pour une estimation de l'énergie des jets au niveau du pour cent. D'autre part cet étalonnage est réalisé avec exactement le même environnement et le même lot d'événements servant à la mesure de la masse du quark top.

L'objectif est ici d'obtenir les coefficients d'étalonnage des jets. Le principe est de modifier l'énergie des deux jets de W de façon à obtenir la masse du W donnée par le PDG:

$$M_W^{PDG} = \sqrt{2E_{j1}E_{j2}(1 - \cos\theta)} \quad (6.1)$$

L'étude s'effectue avec des jets légers non calibrés, tels que donnés par le programme de reconstruction ATLFAST. Afin de préserver la statistique, nous avons laissé les jets de b calibrés. Ceci n'a aucune influence sur le résultat final.

Les événements Top sont pré-sélectionnés tels que décrit au précédent chapitre, en demandant explicitement au moins deux jets étiquetés b. En effet, on cherche ici à reconstruire un lot de W hadronique le plus pur possible, et par conséquent à minimiser la combinatoire.

6.2.1 Ajustement en énergie

Méthode

Dans le chapitre précédent, la paire de jets légers formant une masse invariante la plus proche de la masse du boson W était sélectionnée. Puisqu'ici on utilise des jets légers non-calibrés, le pic de masse invariante ne correspond pas à une masse de W. Dans ce cas, la reconstruction s'effectue de manière similaire au chapitre précédent, en sélectionnant la combinaison de deux jets centrée sur le pic de la distribution de masse invariante, à l'intérieur d'une fenêtre de 20 GeV. De même, le candidat Top est retenu si la masse invariante b-W est centrée sur le pic, à ± 15 GeV.

La calibration est réalisée par l'intermédiaire d'une minimisation de χ^2 , plus sophistiquée qu'un simple réajustement des énergies par un rapport M_W^{PDG}/M_{jj} . La procédure de minimisation doit forcer à retrouver la masse M_W^{PDG} en modifiant indépendamment les énergies des deux jets.

Sans effets de FSR, ni d'algorithme de cône, l'énergie de ces jets correspond à l'énergie du quark initiateur à la résolution près des calorimètres. En prenant en compte les effets de FSR et de cône, l'énergie des jets est généralement inférieure à l'énergie du quark initiateur. L'effet des FSR est, de plus, aléatoire d'un événement à l'autre. Afin de prendre en compte ces aspects, les choix suivants ont été faits sur le χ^2 et sur sa minimisation:

- Pour chaque événement, on calcule le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jj} - M_W^{PDG}}{\sigma_W}\right)^2 + \sum_{\text{jet}} \left(\frac{E_i^m - K_i E_i^m}{\sigma_{E_i}}\right)^2 \quad (6.2)$$

avec $m_{jj} \equiv$ masse invariante des 2 jets.

Les quantités E_i^m sont les énergies des jets; K_i les paramètres de l'ajustement représentant les facteurs correctifs à l'énergie des jets et σ_W, σ_{E_i} les résolutions à l'intérieur desquelles peuvent varier les quantités m_{jj} , $K_i E_i^m$ vis à vis des quantités mesurées.

- La résolution sur la masse du W est fixée à la largeur naturelle du W.
- La minimisation est effectuée événement par événement. Pour chaque jet de chaque événement, on obtient un coefficient K de correction d'énergie: $E_{corr} = K E_{RAW}$.
- Aucune hypothèse sur la forme ou la dépendance en énergie du coefficient de calibration K est incluse dans le χ^2 . La fonction d'étalonnage des jets en fonction de l'énergie sera déduite par un lissage de la distribution des coefficients K obtenus après minimisation.
- Le terme de résolution σ_{E_i} est fixé comme la la résolution combinée attendue pour les calorimètres convoluée des effets de reconstruction de jets. σ_{E_i} a été obtenu en

comparant l'énergie du jet avec l'énergie du parton. La figure 6.1 présente cette résolution en fonction de l'énergie du jet. Une paramétrisation est obtenue en ajustant les points par une droite.

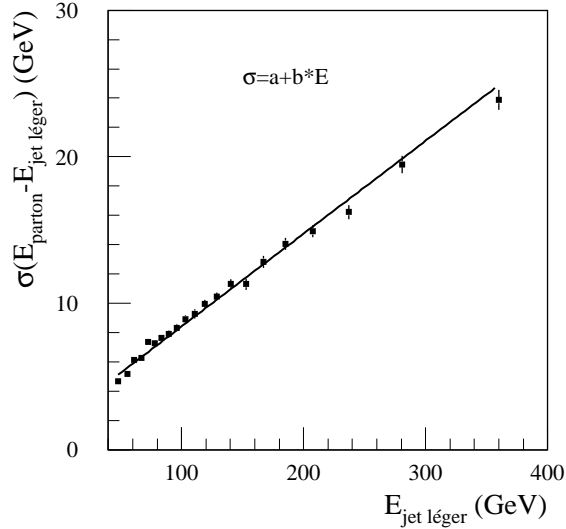


FIG. 6.1 – Résolution de l'énergie des jets légers en fonction de l'énergie.

La fonction 6.2 est minimisée à l'aide du programme MINUIT [86]. Les coefficients d'étalonnage K obtenus pour le signal $W \rightarrow jj$ sont représentés sur la figure 6.4 en fonction de l'énergie des jets légers. La fonction d'étalonnage des jets en fonction de l'énergie peut alors être déduite sans avoir eu à connaître a priori sa forme (Ceci est impossible avec une minimisation globale où une fonction doit être injectée dans la formule 6.2).

D'un point de vue technique, la procédure de sélection et de minimisation sont effectuées en même temps :

- Toutes les paires de jets légers sont formées.
- La minimisation est effectuée pour toutes les combinaisons.
- N'est gardée, par événement, que la paire donnant le plus petit χ^2 . La distribution correspondante est représentée sur la figure 6.2. La pureté en W est alors de 66%
- les paires W - b sont formées puis sélectionnées comme précédemment.
- Les coefficients K considérés pour déterminer la fonction de calibration sont ceux pour lesquels les masses invariantes associées sont dans les fenêtres : $|M_{jj} - M_{jj}^{\text{pic}}| < 20$ GeV et $|M_{j\bar{b}} - M_{j\bar{b}}^{\text{pic}}| < 15$ GeV.

La distribution en masse invariante $M_{j\bar{b}}$ finale est donnée sur la figure 6.3. En ajustant cette distribution comme dans le chapitre 5 par un polynôme d'ordre 3 plus une gaussienne, on peut voir que la résolution en masse est meilleure, de l'ordre de 10 GeV. Le lot final de W , pur à 86%, est composé d'environ 22000 événements.

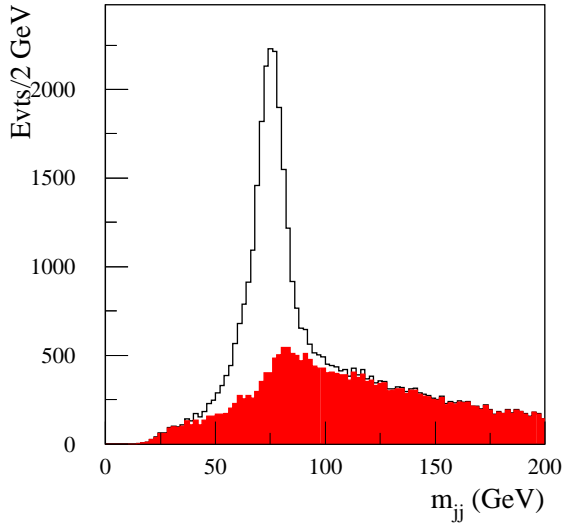


FIG. 6.2 – *Distribution de la masse invariante jet-jet avant ajustement de la paire de jets sélectionnée.*

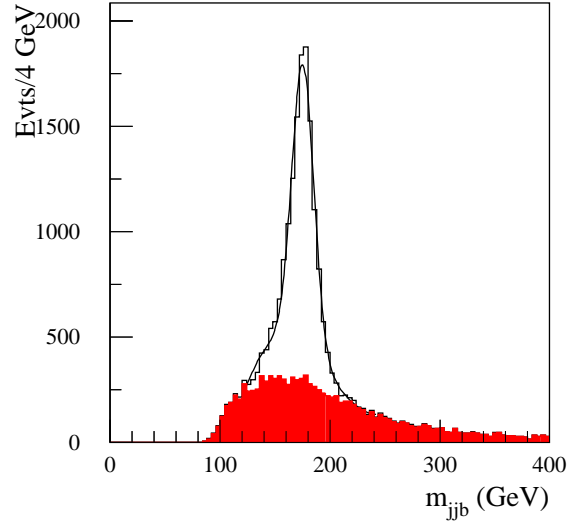


FIG. 6.3 – *Distribution de la masse invariante de top reconstruite après ajustement.*

Résultats

On regroupe les coefficients par intervalle en énergie contenant le même nombre d'événements. A titre d'exemple, la figure 6.5 donne la distribution des coefficients d'étalonnage pour des énergies inférieures à 55 GeV. Les valeurs des coefficients pour les différentes gammes en énergie sont obtenues en ajustant ces distributions par une gaussienne. Cet ajustement est effectué dans l'intervalle $[-2\sigma; +1\sigma]$ autour du pic, de façon à s'affranchir des queues de distributions. Les coefficients ainsi obtenus sont exprimés en fonction de l'énergie, et superposés à la figure 6.4. Finalement une paramétrisation simple, de la forme donnée par l'équation 6.3, peut être déduite.

$$K_1 = A + \frac{B}{E^{\text{RAW}}}; E^{\text{RAW}} \equiv \text{énergie non corrigée.} \quad (6.3)$$

L'énergie corrigée va donc s'écrire¹:

$$E^{\text{CORR}} = K_1(E^{\text{RAW}}) \times E^{\text{RAW}} \quad (6.4)$$

Pour estimer l'efficacité de la méthode, la figure 6.6 montre la comparaison entre l'énergie au niveau partonique (générée) et les énergies initiales (RAW) des jets, après étalonnage in-situ (FIT) et après l'étalonnage issu de la paramétrisation (CORR). Comme on peut le voir, l'énergie initiale (avant calibration) est sous-estimée d'environ 8% à 40 GeV, et d'environ 1.5% à 300 GeV. Quant à l'énergie calibrée (événement par événement

1. De la même manière on peut écrire pour chaque événement $E_i^{\text{FIT}} = K_i \times E_i^{\text{RAW}}$

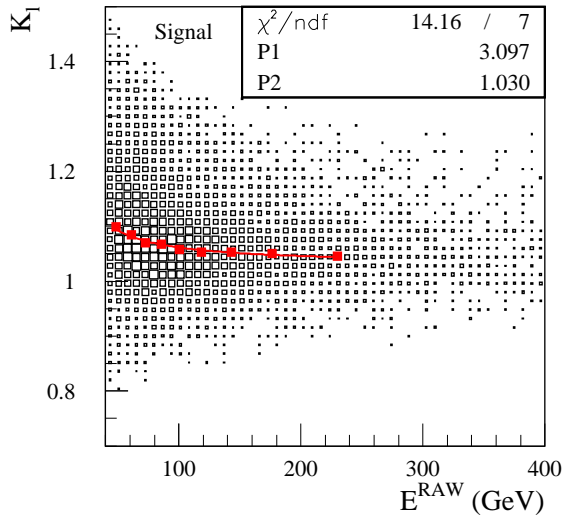


FIG. 6.4 – Coefficients d'étalonnage en fonction de l'énergie des jets légers pour les événements signaux. La paramétrisation est superposée.

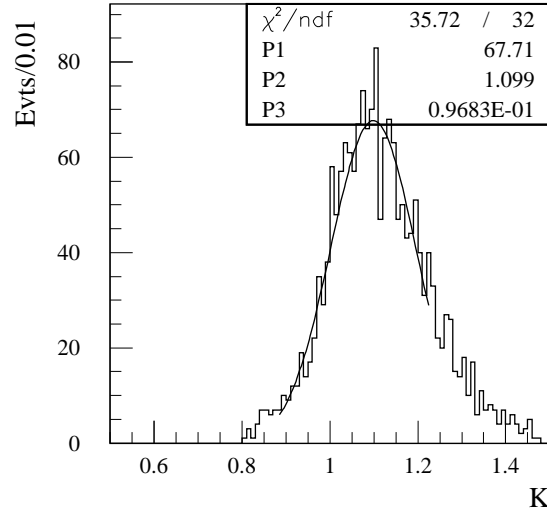


FIG. 6.5 – Distribution des coefficients d'étalonnage pour des énergies de jets légers inférieure à 55 GeV.

ou après application de la paramétrisation), on voit qu'elle est surestimée d'environ 1% à 40 GeV, et de 3% à 300 GeV.

Il apparaît donc que cette méthode ne permet pas d'atteindre la précision désirée sur l'échelle d'énergie des jets légers. Dans l'équation 6.2, seule l'énergie des jets légers était prise en compte. Néanmoins la masse du W est non seulement reliée aux énergies des jets, mais également à l'angle entre les deux jets :

$$M_W = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos\theta_{12})} \quad (6.5)$$

L'erreur sur M_W est alors donnée par :

$$\frac{\delta M_W}{M_W} \sim \frac{\delta E}{E} + \frac{1}{2} \frac{\delta(1 - \cos\theta_{12})}{(1 - \cos\theta_{12})} \quad (6.6)$$

On peut en déduire qu'une connaissance à 1% de l'échelle d'énergie des jets nécessite une connaissance à mieux que 2% du terme $(1 - \cos\theta_{12})$. La figure 6.7 montre que le terme angulaire intervenant directement dans le calcul de la masse du W est sous-estimé d'environ 8 à 9% pour des valeurs de $\cos\theta_{12}$ proches de 1. L'angle d'ouverture entre les deux jets est systématiquement trop fermé. Par conséquent les énergies sont surestimées pour compenser la mauvaise estimation de cet angle.

Qualitativement on peut essayer de comprendre cet effet à l'aide du schéma représenté figure 6.8, où deux cônes d'angle d'ouverture 0.4 se recouvrant² sont représentés. Les deux

2. C'est à dire que la distance angulaire entre les deux partons est inférieure à 0.8

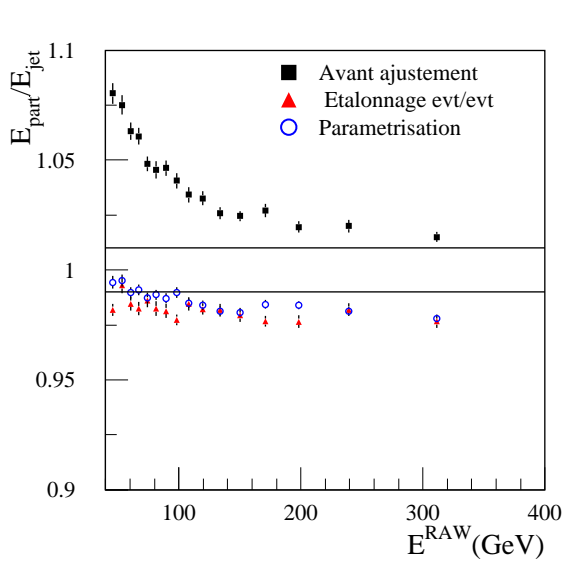


FIG. 6.6 – Comparaisons entre l'énergie des partons initiaux et les différentes énergies reconstruites.

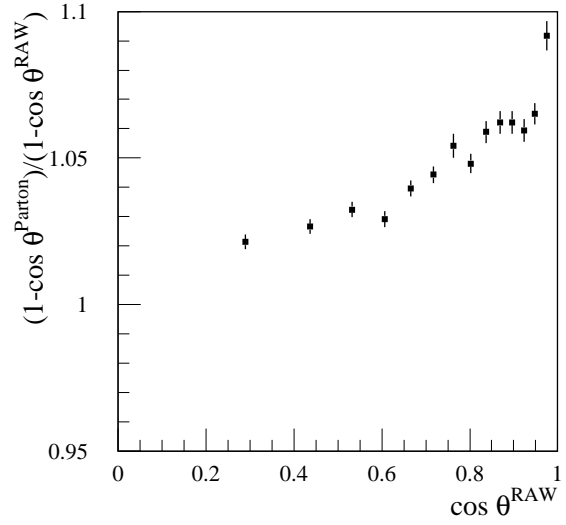


FIG. 6.7 – Comparaison du terme angulaire $(1 - \cos\theta_{12})$ entre le niveau partonique et reconstruit en fonction du cosinus de l'angle d'ouverture des deux jets légers.

figures au dessus ont été obtenues en regardant la fraction de l'énergie autour du parton en fonction de ΔR , l'angle d'ouverture du cône, directement en sortie du générateur (sans considérer les effets liés au détecteur). Une valeur négative est affectée à ΔR pour un “dépôt” d'énergie à gauche du parton considéré dans le plan des deux partons. A priori, pour deux jets suffisamment séparés, ces deux distributions doivent être symétriques autour de 0. Comme on le voit, dès que les jets se recouvrent, les barycentres des distributions sont biaisés en direction de l'autre jet. Cet effet est d'autant plus important au fur et à mesure que les jets se rapprochent. Dans la pratique, un tel biais peut apparaître avant le recouvrement des deux jets, du fait de l'énergie déposée en dehors du cône de reconstruction, notamment à cause de radiations dans l'état final. Nous avons vérifié que la procédure de minimisation permet de déduire une fonction correcte de calibration des jets si l'on remplace l'angle mesuré entre les deux jets par l'angle généré.

6.2.2 Ajustement en énergie et en direction

La section précédente a permis de montrer que pour un étalonnage correct, il est nécessaire de corriger le biais sur la mesure de l'angle entre les deux jets. Pour cela,

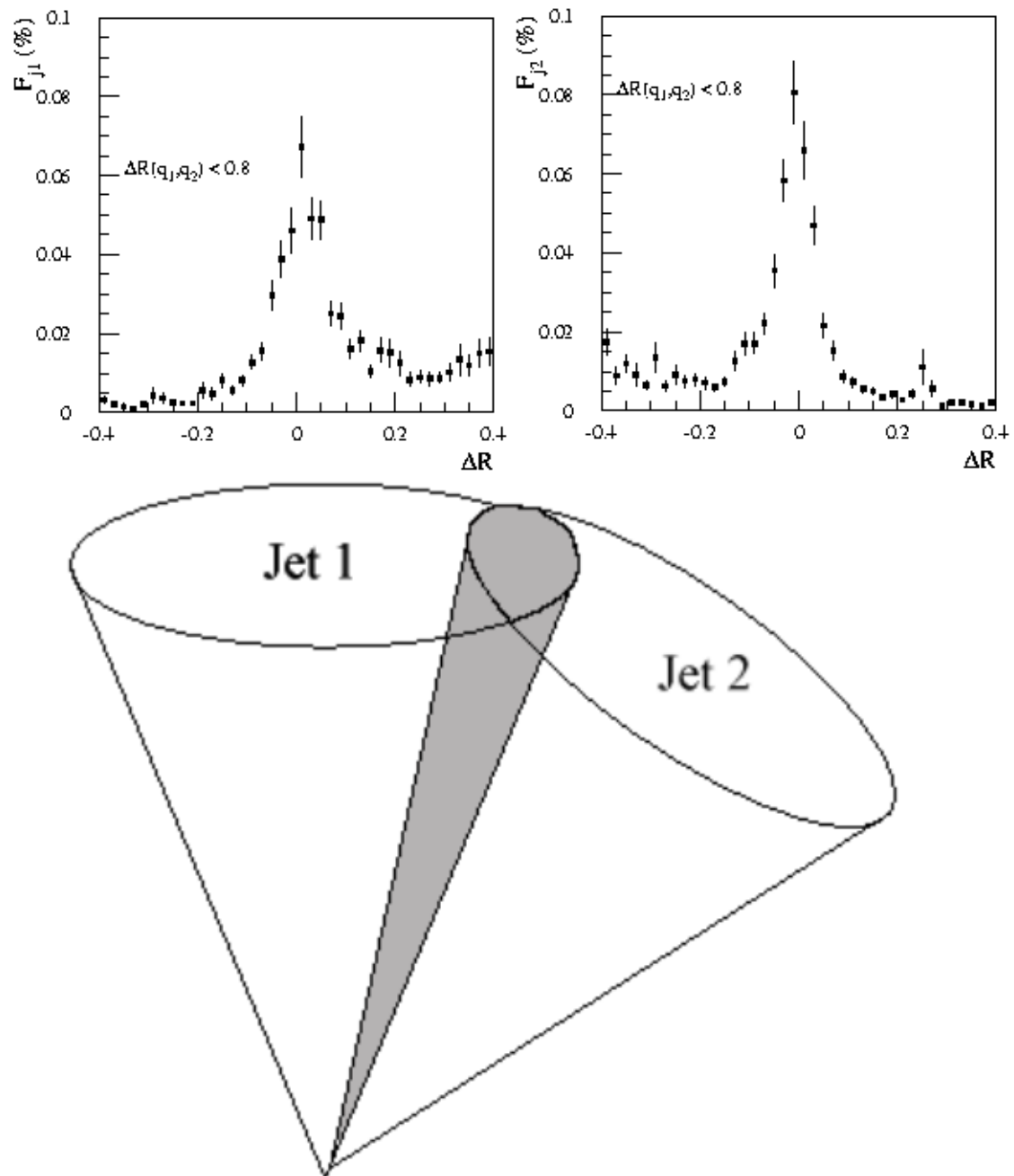
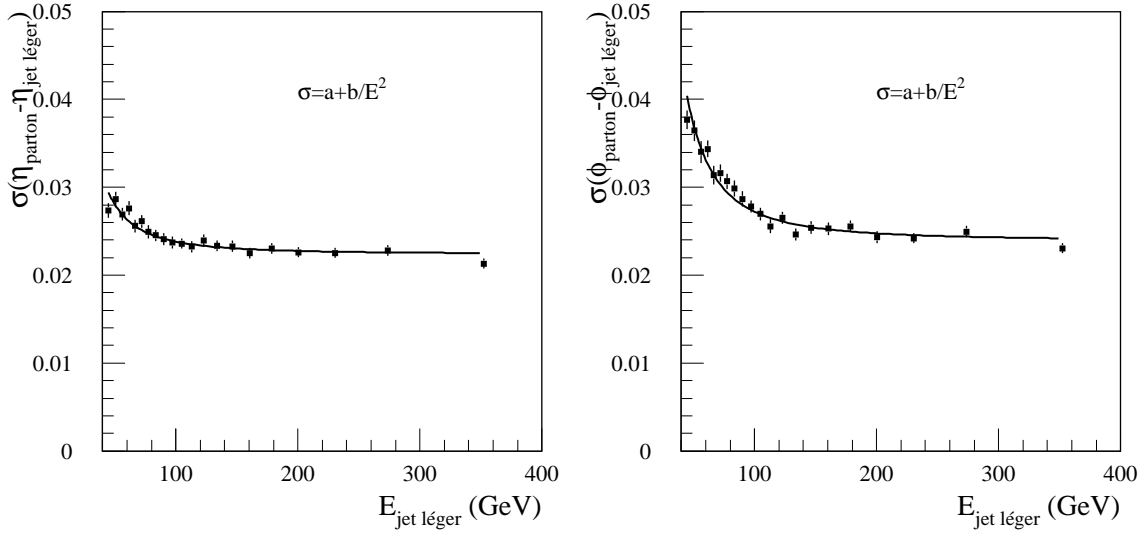


FIG. 6.8 – Schématisation d'un effet de recouvrement des jets. Les figures du dessus représentent, au niveau partonique, la fraction d'énergie du quark à une distance ΔR du parton.

FIG. 6.9 – Résolutions en η et en φ en fonction de l'énergie.

l'équation 6.2 est modifiée en y ajoutant les termes :

$$\left(\frac{\eta_i^m - \eta_i^{fit}}{\sigma_\eta}\right)^2 \quad (6.7)$$

$$\left(\frac{\varphi_i^m - \varphi_i^{fit}}{\sigma_\varphi}\right)^2 \quad (6.8)$$

Les résolutions en η et φ sont obtenues de la même manière que pour l'énergie, et sont représentées sur la figure 6.9, en fonction de l'énergie. Les résolutions sont paramétrisées par une fonction de la forme $a+b/E^2$. Le χ^2 est de nouveau minimisé, en ajustant les paramètres K , η et φ associés à chaque jets légers. La sélection est effectuée de la même manière, et les même coupures en fenêtre de masse du top et du W sont appliquées. Les résultats en termes d'efficacité et de pureté sont identiques.

Pour chaque énergie de jets légers, les coefficients d'étalonnages sont représentés sur la figure 6.10 en fonction de l'énergie, pour le lot d'événements ne comportant que le signal, et pour le lot comportant le signal et le bruit de fond combinatoire. La différence entre les deux fonctions est inférieure à 0.4% et diminue lorsque l'énergie augmente.

La comparaison des énergies RAW, CORR et FIT avec l'énergie au niveau partonique est représentée sur la figure 6.11. L'énergie reconstruite après étalonnage s'écarte au plus de 1% de l'énergie du parton.

6.2.3 Correction angulaire

La figure 6.12 présente le résultat de l'ajustement en fonction de $\cos\theta_{12}^{RAW}$. L'ajustement en direction permet de prendre en compte le biais sur l'angle entre les deux jets. Ainsi,

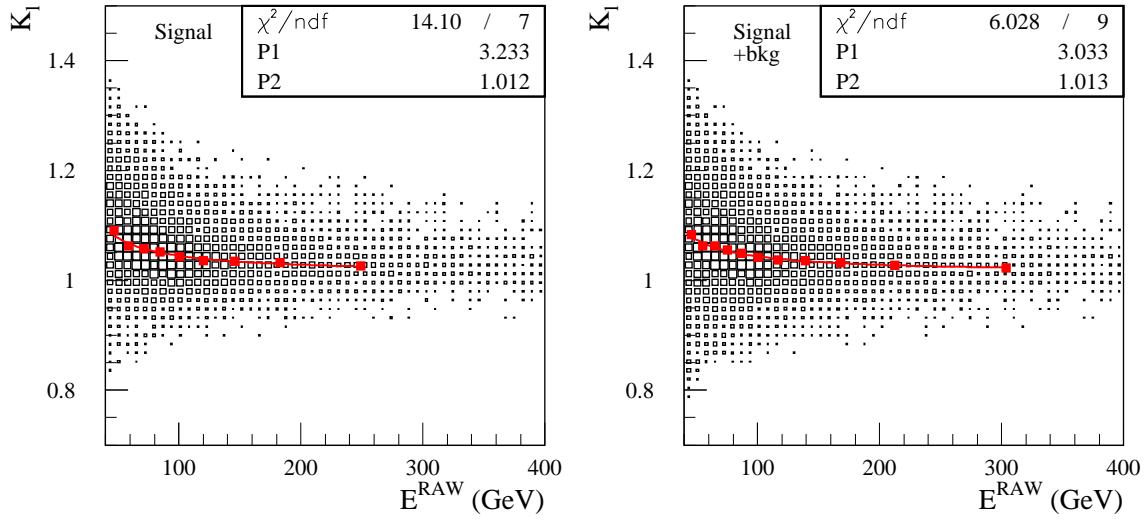


FIG. 6.10 – Coefficients d'étalonnage en fonction de l'énergie des jets légers pour les événements signaux (à gauche), et pour les événements signaux+bruit de fond combinatoire (à droite), après ajustement en énergie et en direction. La paramétrisation est superposée.

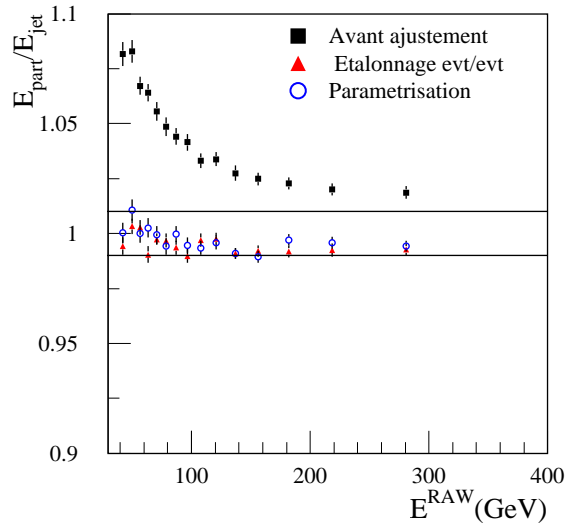


FIG. 6.11 – Rapports entre l'énergie des partons initiaux sur l'énergie des jets légers, pour différentes étapes dans la procédure d'étalonnage. La paramétrisation est issue des événements signaux plus bruit de fond combinatoire.

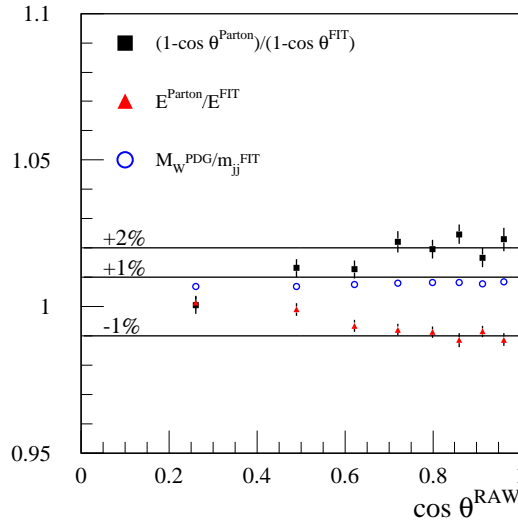


FIG. 6.12 – Résultat de l’ajustement sur l’énergie et la direction des jets, en fonction du cosinus de l’angle entre les deux jets légers. Le rapport entre la masse de W générée et la masse reconstruite après ajustement est également présentée.

le terme angulaire, intervenant directement dans le calcul de la masse du W , est connu à environ 2%. Le rapport entre la masse générée et la masse obtenue après ajustement est également présenté sur cette figure. Ce rapport est pratiquement indépendant de $\cos \theta_{12}$, mais montre que la masse est sous-estimée d’environ 0.7-0.8%. Ceci montre que l’ajustement en direction, bien que permettant un étalonnage de l’énergie des jets à 1% n’est pas complètement suffisant pour reconstruire une masse de W .

Une manière de vérifier la qualité de la paramétrisation serait de la comparer à celle obtenue à partir d’événements $Z+\text{jet}$. La figure 6.13 représente le rapport de l’énergie étalonnée “ $W \rightarrow jj$ ” sur les énergie étalonnée “ $Z+\text{jet}$ ”, en fonction de l’énergie RAW. Ce rapport est inférieur à 1%, et indique que la paramétrisation “ $Z+\text{jet}$ ” corrige plus que la paramétrisation “ $W \rightarrow jj$ ”. On peut le vérifier sur la figure 6.14, qui montre que la paramétrisation $Z+\text{jet}$ sur-corrige d’environ 1% l’énergie des jets légers.

6.3 Discussions

Nous avons démontré qu’il est possible de calibrer les jets légers au niveau du pour-cent à l’aide des désintégrations hadroniques de W contenus dans le canal $t\bar{t}$ en lepton+jets. Toutefois, cela nécessite de corriger l’angle d’ouverture mesuré entre les deux jets. Au cours d’une étude très récente, nous avons analysé plus précisément l’influence de l’algorithme de cône sur la mesure de cet angle d’ouverture.

Le principe consiste à sélectionner des événements $Z+\text{jet}$ ³. À ce jet, que l’on peut

3. Cette étude peut également utiliser les événements $W+\text{jet}$, et en général tous processus pouvant faire

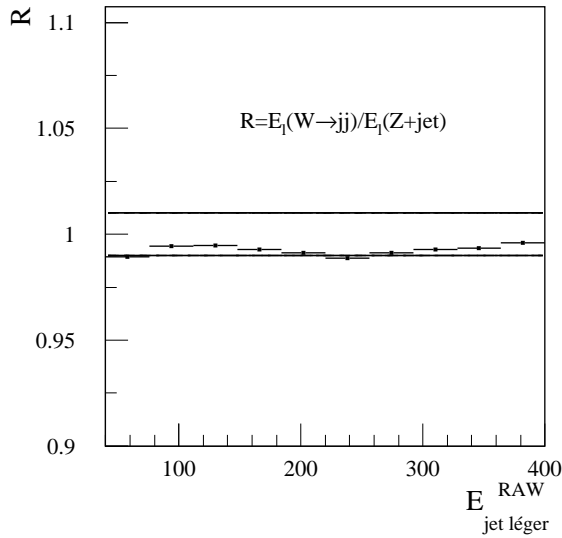


FIG. 6.13 – Rapport entre l'énergie calibrée avec “ $W \rightarrow jj$ ” sur l'énergie calibrée avec “ $Z + jet$ ”.

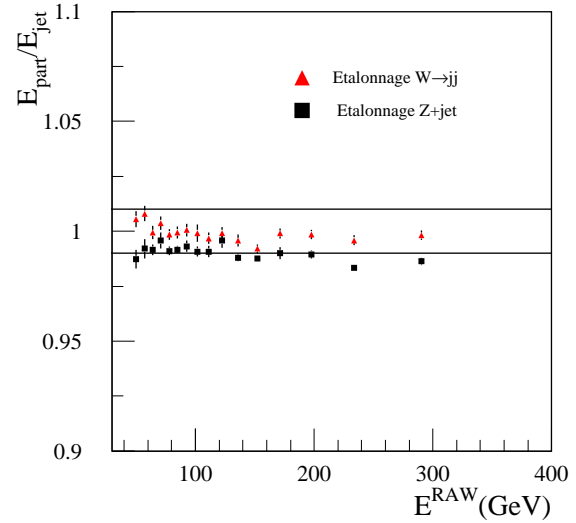


FIG. 6.14 – Comparaison avec l'énergie générée des énergies issues des deux processus de calibration.

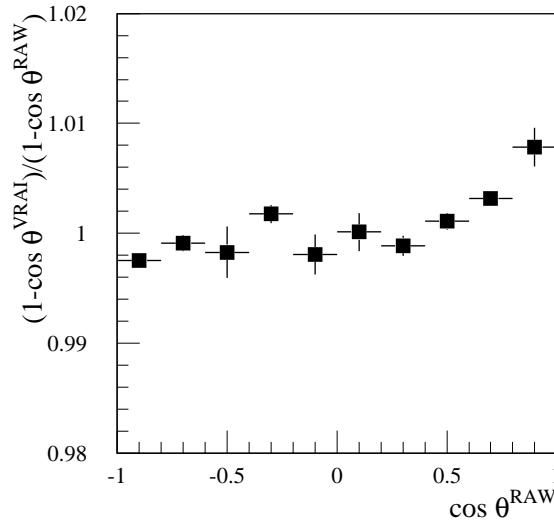
considérer comme isolé, est associé une énergie (non-calibrée) et une direction. Prenons maintenant un second jet, parmi les millions d'autres produits dans le processus $Z + jet$, tel que la masse invariante qu'il forme avec le premier jet soit égale à la masse du W (à l'effet de calibration près). Ce second jet possède une énergie (non-calibrée) et une direction définie. Les amas énergétiques associés à ces deux jets peuvent être reconsidérés et retraités globalement par l'algorithme de reconstruction des jets. L'effet de superposition possible des amas doit alors être visible et quantifiable. Cet effet ne dépend que de l'angle entre les deux jets et de leur énergie. Pour ne pas biaiser l'étude, il suffit de s'assurer que le spectre énergétique des jets est équivalent à celui des jets issus d'une désintégration de W .

Cette procédure pourra s'appliquer sur les données elles-mêmes, permettant ainsi de s'affranchir des effets de FSR, ISR et interactions multiples puisqu'ils correspondront à la réalité. En attendant d'avoir les données, nous avons simulé des événements $Z + jet$ et suivi la procédure explicitée ci-dessus.

L'effet de la superposition des deux jets est représenté sur la figure 6.15. Même si cet effet est qualitativement identique à celui obtenu dans l'analyse de W issus du Top, il est quantitativement très inférieur, d'un facteur 5 à 10. Ceci nous amène à revoir notre interprétation et à se poser la question : quelle est l'origine du phénomène refermant l'angle entre les deux jets lorsque ceux-ci sont très proches ? Tout effet d'algorithme de reconstruction des jets étant maintenant à écarter.

Pour comprendre le résultat obtenu, il faut étudier en détail la façon dont sont générés les W et leur désintégration dans Pythia. Dans une première étape, le processus initial est généré, les partons étant sur couche de masse. Ils sont décrits, ainsi que leur cinématique,

intervenir un jet isolé.

FIG. 6.15 – *Effet de la superposition de deux jets.*

dans le “bloc histoire” de Pythia. L’évolution des partons, la désintégration des Top et des W qui en résultent sont gérées par le mécanisme de cascade de parton. Dès lors, la cinématique des partons finals ne correspond plus exactement à la cinématique des partons initiaux. Par exemple, dans le cas de la désintégration d’un W en deux quarks $q_1 q_2$, ces quarks auront une quadri-impulsion différente après la cascade de parton, mais respecterons :

$$\begin{aligned} E_1^{\text{final}} + E_2^{\text{final}} &= E_1^{\text{init.}} + E_2^{\text{init.}} = E_W \\ p_{1i}^{\text{final}} + p_{2i}^{\text{final}} &= p_{1i}^{\text{init.}} + p_{2i}^{\text{init.}} = p_{Wi}, \text{ avec } i = x, y, z \end{aligned} \quad (6.9)$$

La grande différence est que, au moment de la cascade de partons, les deux quarks se voient attribuer une masse non négligeable, de l’ordre de 6 GeV en moyenne. L’apparition de ces masses est le point clé de notre problème. Bien sûr, pour des impulsions initiales de 100 GeV, cela modifie leur énergie de seulement 4 pour mille. L’angle entre les deux jets est lui aussi modifié. On peut relier l’angle “vrai” (initial) à l’angle après cascade de partons (RAW), qui est l’angle que l’on va mesurer :

$$\cos \theta_{\text{vrai}} \simeq K + (1 + K) \times \cos \theta_{\text{RAW}} \quad \text{avec } K \simeq -\frac{(M_1^2 + M_2^2)}{2p_1 p_2} \quad (6.10)$$

$$\text{soit } K_\theta \simeq \frac{1 - \cos \theta_{\text{vrai}}}{1 - \cos \theta_{\text{RAW}}} = 1 - K \frac{1 + \cos \theta_{\text{RAW}}}{1 - \cos \theta_{\text{RAW}}}$$

La figure 6.16 présente la fonction K_θ en fonction de la mesure du cosinus de l’angle entre les deux jets. Le problème est que lors de la reconstruction des jets, ceux-ci sont affectés naturellement d’une masse nulle, conduisant au calcul de la masse du W : $M_W^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12})$, alors que la vraie masse invariante est obtenue par :

$$M_W^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2E_1 E_2 - 2p_1 p_2 \cos \theta_{\text{RAW}} \equiv 2E_1 E_2 \cos \theta_{\text{vrai}} \quad (6.11)$$

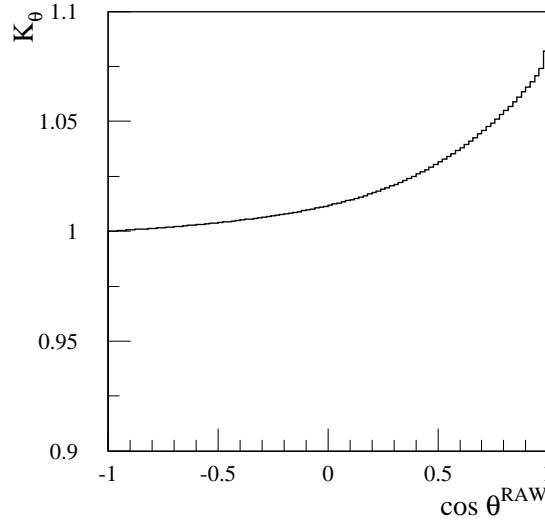


FIG. 6.16 – Rapport entre $(1 - \cos \theta_{\text{vrai}})$ et $(1 - \cos \theta_{\text{RAW}})$ en fonction de $\cos \theta_{\text{RAW}}$.

Nous ne connaissons pas M_1 et M_2 , qui sont de plus un artifice de simulation, et le calcul de la masse invariante du W , effectué en supposant ces masses nulles, possède une dépendance en fonction de $\cos \theta_{\text{RAW}}$, qui est la valeur mesurée dans les calorimètres.

Nous voyons donc que la différence observée entre la mesure de l'angle entre les deux jets et l'angle initial généré provient pour une faible part d'un biais dû au recouvrement des jets, et pour la majeure partie d'un artefact induit par la génération. Cet effet n'a pas de raison d'être, et ne devrait à priori pas exister avec les données. Une autre façon de faire serait de générer les événements avec d'autres paramètres d'évolution pour la cascade de partons, pour éliminer cette dépendance. Cela reste à tester.

Finalement, on peut s'attendre à ce que l'effet induit sur l'angle par l'algorithme de reconstruction des jets soit bien maîtrisé. Seule un improbable biais du détecteur modifiant les angles d'ouverture entre les jets n'est pas maîtrisable. La direction d'un jet peut être modifiée par un effet de détecteur, mais alors les jets supporteront ce biais, laissant en moyenne l'angle inchangé. De plus, si ce biais était dépendant de l'énergie du jet, il serait immédiatement vu dans la procédure proposée ci-dessus.

Il est donc possible de séparer le problème de calibration en énergie du problème de l'angle entre les deux jets. Un ajustement en énergie seulement devrait être suffisant pour obtenir l'échelle absolue d'énergie des jets. La correction de l'angle entre les deux jets définie par l'équation 6.10 a été appliquée avant la procédure de minimisation décrite auparavant qui, de nouveau, effectue seulement un ajustement de l'énergie des jets. Le résultat apparaît sur la figure 6.17. Pour le signal pur, on voit que l'énergie des jets est connue à 0.2% à 40 GeV, avec une pente de 0.1%/100 GeV. Comme on peut le constater, seul le bruit de fond combinatoire dégrade la qualité de l'étalonnage, de moins de 1% à 40 GeV, avec une pente de 0.4%/100 GeV.

En conclusion, la procédure d'étalonnage développée ici est très prometteuse. Il ap-

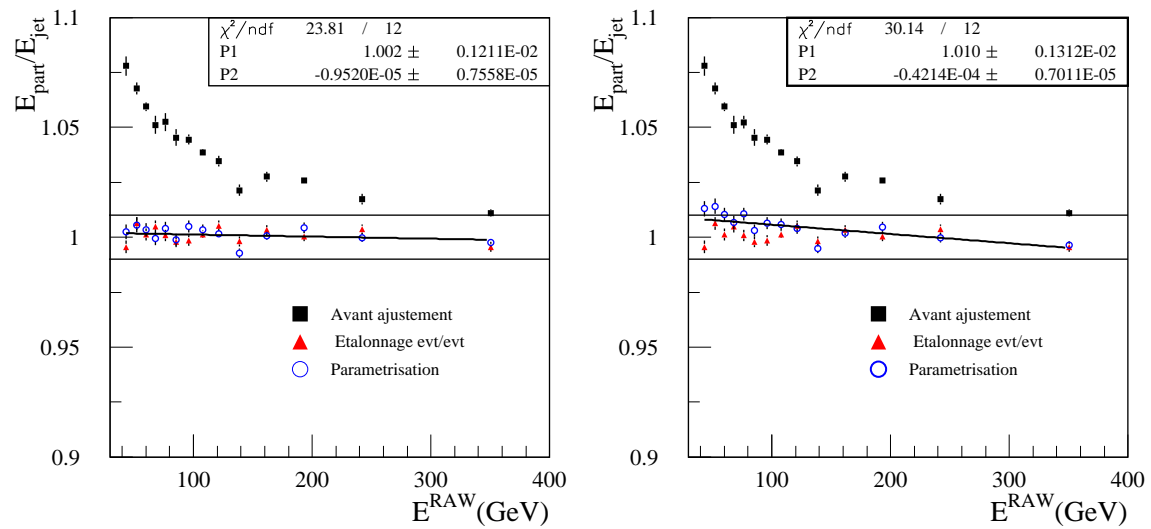


FIG. 6.17 – Résultat de l’ajustement en énergie seulement, lorsque l’angle est corrigé auparavant par la fonction 6.10. Les résultats des paramétrisations obtenues avec le signal seul (gauche) et le signal+le bruit de fond (droite) sont superposés.

para[^] que le problème angulaire ne soit dû qu’à la méthode de génération des événements. Passant outre ce problème, la minimisation serait alors plus simple et plus robuste, et permettrait certainement de descendre en dessous du pour cent en ce qui concerne la précision sur la calibration absolue des jets légers. Cette précision étant alors complètement dominée par le bruit de fond combinatoire. Des études plus poussées à ce sujet pourrait permettre un étalonnage encore plus précis de l’échelle d’énergie des jets légers.

Cette calibration in-situ peut être appliquée non seulement sur les événements Top, mais est également utilisable de manière plus générale pour l’étalonnage des jets légers, quelque soit le processus étudié.

Enfin, il nous faut remarquer que cette analyse s’est appuyée sur un nombre d’événements correspondant à 5fb^{-1} de données collectées. L’étalonnage des jets légers pourra donc s’effectuer dans les tout premiers mois de fonctionnement du LHC.

Chapitre 7

Ajustement cinématique

7.1 Introduction

Seulement une partie de l'événement $t\bar{t}$ a été utilisée jusqu'à présent. Le second Top, même s'il est incomplètement reconstruit, apporte des informations supplémentaires sur l'événement. On peut au minimum l'utiliser pour estimer sa masse et avoir ainsi deux mesures pour le même événement. Au delà, utilisant toute l'information disponible, les quadri-impulsions mal mesurées doivent pouvoir être partiellement contraintes à l'aide d'un ajustement cinématique.

On va donc en premier lieu essayer de reconstruire entièrement l'événement $t\bar{t}$. Comme on cherche ici à reconstruire les deux Top, on ne considère donc que les événements avec au moins deux jets identifiés comme provenant de la fragmentation de quarks b. La partie hadronique est reconstruite en utilisant une procédure similaire à celle employée au chapitre 5. Les jets légers sont calibrés en énergie en utilisant les coefficients d'étalonnage obtenus dans le chapitre 6, les jets étiquetés jets b sont quant à eux calibrés en utilisant des coefficients d'étalonnage obtenus à partir d'événements Z+jet [79].

Les angles d'ouverture des jets associés au W ne sont pas corrigés. Par conséquent, la masse invariante jet-jet est systématiquement trop basse. En ne conservant que les événements dont la masse invariante reconstruite de W est à 20 GeV autour du pic, et ceux dont la masse invariante de Top reconstruite est dans une fenêtre de ± 35 GeV autour du pic de distribution, on obtient un lot d'analyse d'environ 30000 événements $t\bar{t}$ avec une pureté en Top hadronique d'environ 70%.

7.2 Reconstruction du côté leptonique

7.2.1 Reconstruction du neutrino

A ce stade, la partie hadronique de la désintégration est sélectionnée. La partie leptonique ne peut être directement reconstruite du fait de la non détection du neutrino. Néanmoins, l'impulsion transverse du neutrino contribue directement à l'énergie trans-

verse manquante. L'hypothèse suivante est donc faite :

$$p_T^\nu = E_T^{\text{MISS}} \quad (7.1)$$

Il faut toutefois garder à l'esprit que des effets comme les désintégrations semileptoniques des quarks b ou des effets d'empilement vont également contribuer à l'énergie transverse manquante. Cependant comme le montre la figure 7.1, cette hypothèse est assez raisonnable, puisqu'elle conduit à une surestimation d'environ 2 à 3% de l'impulsion transverse du neutrino, la largeur de distribution étant de 14%.

En plus de p_T^ν , la reconstruction de l'impulsion du neutrino nécessite la détermination de sa composante longitudinale. Celle-ci peut être obtenue en imposant que la masse invariante du système lepton-neutrino soit exactement la masse du boson W. Deux solutions peuvent être obtenues en résolvant une équation du second degré :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= [E^1 + \sqrt{(P_T^{\nu 2} + P_z^{\nu 2})}]^2 - (P_x^1 + P_x^\nu)^2 - (P_y^1 + P_y^\nu)^2 - (P_z^1 + P_z^\nu)^2 \\ \text{soit} \quad &\alpha P_z^{\nu 2} + \beta P_z^\nu + \gamma = 0 \\ &\text{avec} \quad \alpha = (E^1)^2 - P_z^1{}^2 \\ &\text{et} \quad \beta = \sum_{i=x}^y P_i^1 \cdot P_i^\nu + M_W^2/2 \\ \text{et} \quad &\gamma = E^1{}^2 P_T^{\nu 2} - (\sum_{i=x}^y P_i^1 \cdot P_i^\nu + M_W^2/2)^2 \end{aligned} \quad (7.2)$$

Dans environ 24% des cas, l'énergie transverse manquante est trop élevée pour que cette équation possède une solution réelle. Comme il a été précisé auparavant, on s'attend à ce que cette quantité soit en général surestimée. La méthode employée ici a donc été de diminuer l'énergie transverse manquante de telle sorte qu'une solution réelle soit possible. En comparant l'impulsion transverse du neutrino avec l'impulsion transverse ainsi obtenue, la figure 7.2 montre que cette méthode est relativement bonne, l'impulsion transverse du neutrino reconstruite étant maintenant centrée sur l'impulsion générée. Il reste toutefois une ambiguïté concernant la composante longitudinale du neutrino reconstruit, qui sera considérée dans la section 7.4

7.2.2 Reconstruction du quark Top

Le quark Top peut être reconstruit en associant au neutrino reconstruit un jet étiqueté jet b. Dans la grande majorité des événements ($\sim 98\%$), il n'y a qu'un seul jet b disponible (le second ayant été affecté au Top hadronique), dans les autres cas le jet b le plus proche du lepton isolé est choisi. Deux masses invariantes peuvent être calculées, correspondant aux solutions de l'impulsion longitudinale du neutrino.

La qualité de la reconstruction du W leptonique est présentée sur la figure 7.3, où seule la solution conduisant à une masse invariante de Top leptonique (lepton-neutrino-b) la plus proche de celle obtenue avec la partie hadronique est considérée. Un ajustement par un polynôme d'ordre 3 plus une gaussienne permet une estimation de la résolution en masse, proche de la résolution en masse obtenue avec la partie hadronique.

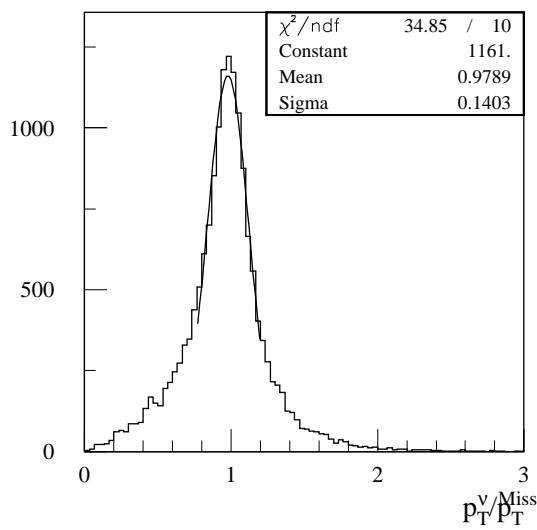


FIG. 7.1 – Rapport de l'impulsion transverse du neutrino générée sur l'énergie transverse manquante.

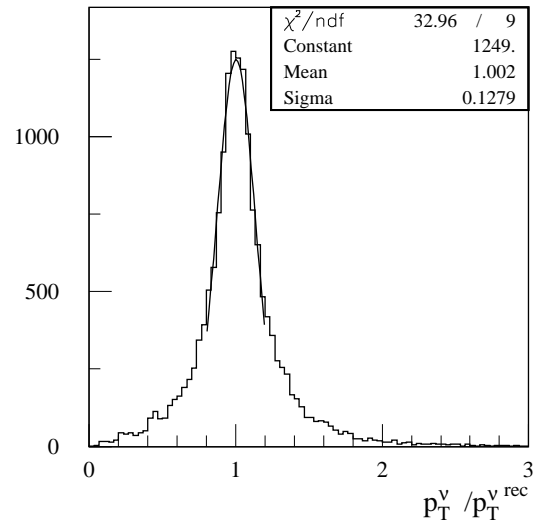


FIG. 7.2 – Rapport de l'impulsion transverse du neutrino générée sur l'impulsion transverse du neutrino reconstruite.

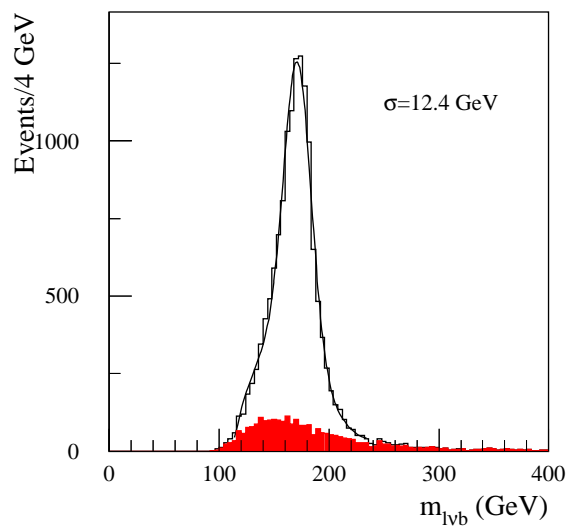


FIG. 7.3 – Distribution de la masse invariante du système lepton-neutrino-b reconstruit, pour la solution la plus proche de la masse de Top hadronique.

7.3 Reconstruction du système $t\bar{t}$

Le système $t\bar{t}$ peut donc être entièrement reconstruit avec une ambiguïté quadratique conduisant à deux solutions pour l'impulsion du neutrino. La pureté en événement $t\bar{t}$ est d'environ 67%.

Cette pureté peut être améliorée en ne gardant que les événements dont au moins une des deux masses invariantes pour le Top leptonique est dans la même fenêtre de masse que le Top hadronique. Ceci permet dans 54% des cas de n'avoir à considérer qu'une seule solution.

Au final, environ 26000 événements devraient être complètement reconstruits en une année de prise de données à basse luminosité, avec une pureté en événements $t\bar{t}$ d'environ 73%, pour une efficacité totale de 0.7%.

7.4 Ajustement cinématique

Le principe de l'ajustement cinématique est d'utiliser toute l'information disponible à partir de la topologie idéale d'un événement $t\bar{t}$. A priori on doit donc avoir les relations suivantes :

$$\begin{aligned} m_{jj} &\equiv M_W^{\text{PDG}} \\ m_{l\nu} &\equiv M_W^{\text{PDG}} \\ m_{jjb_h} &\equiv M_{\text{Top}}^{\text{fit}} \\ m_{l\nu b_1} &\equiv M_{\text{Top}}^{\text{fit}} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Explicitement, ces contraintes vont intervenir sous la forme :

$$\begin{aligned} &\left(\frac{m_{jj} - M_W^{\text{PDG}}}{\sigma_W}\right)^2 \\ &\left(\frac{m_{l\nu} - M_W^{\text{PDG}}}{\sigma_W}\right)^2 \\ &\left(\frac{m_{jjb_h} - M_{\text{Top}}^{\text{fit}}}{\sigma_t}\right)^2 \\ &\left(\frac{m_{l\nu b_1} - M_{\text{Top}}^{\text{fit}}}{\sigma_t}\right)^2 \end{aligned} \quad (7.4)$$

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la méthode développée par CDF [84].

7.4.1 Méthode d'ajustement à la CDF

Les contraintes 7.4 sont appliquées événement par événement et pour les deux solutions de l'impulsion longitudinale du neutrino quand elles existent. Le χ^2 est bâti de sorte à ajuster l'impulsion transverse des jets et du lepton, ainsi que des composantes de l'impulsion du neutrino reconstruit :

$$\chi^2 = \sum_{\text{jets, lepton}} \left(\frac{P_{T_i}^m - P_{T_i}^f}{\sigma_{p_T}}\right)^2 + \sum_{x,y,z} \left(\frac{P_{i\nu}^m - P_{i\nu}^f}{\sigma_{i\nu}}\right)^2 + \begin{array}{l} \text{Termes} \\ \text{de} \\ \text{contraintes} \end{array} \quad (7.5)$$

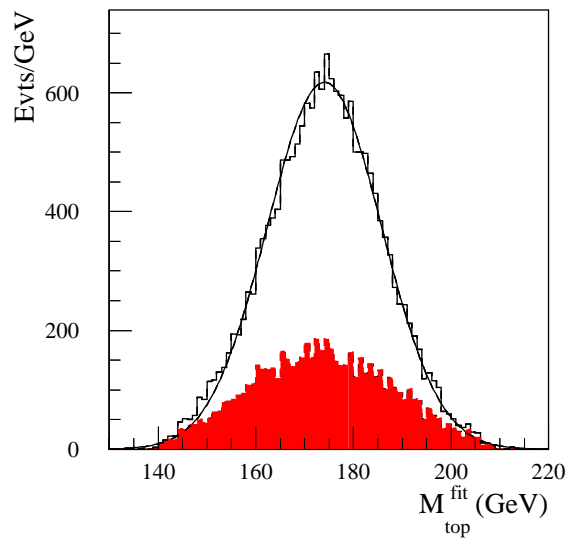


FIG. 7.4 – *Distribution de la masse de Top obtenue après ajustement. La contribution du bruit de fond combinatoire est représentée en sombre.*

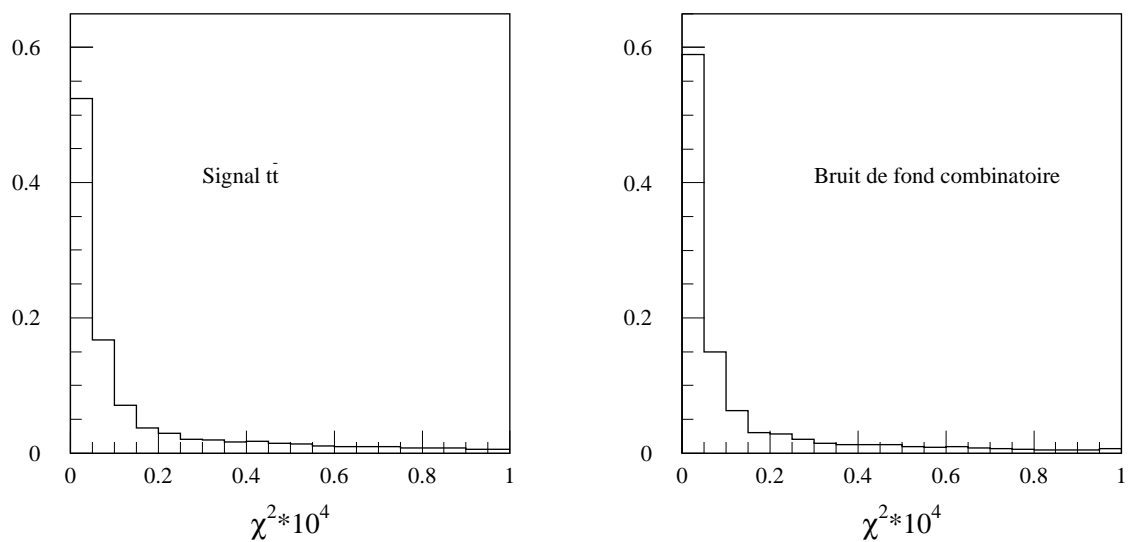


FIG. 7.5 – *Distribution normalisée du χ^2 après ajustement cinématique, pour le signal $t\bar{t}$ (gauche) et pour le bruit de fond combinatoire.*

Source d'erreur systématique	δM_{Top} (GeV)	
	Partie hadronique avec 2 jets b	Ajustement cinématique "à la CDF"
Echelle d'énergie des jets légers	0.9	0.4
ISR	0.1	0.1
FSR	1.9	1.5
Fragmentation des quarks b	0.1	0.1
bruit de fond combinatoire	0.4	0.2
Echelle d'énergie des jets de quarks b	$0.7 \times x\%$	$0.7 \times x\%$
Totale	2.3	1.7

TAB. 7.1 – *Résumé des erreurs systématiques en utilisant un ajustement cinématique à la CDF. L'erreur totale est donnée en supposant une connaissance à 1% de l'échelle d'énergie des jets de quarks b. Les erreurs obtenues en utilisant la partie hadronique avec au moins deux jets labellés b sont rappelées.*

Les indices m (f) indiquent que les paramètres sont les quantités mesurées (ajustées). La variable $M_{\text{Top}}^{\text{ft}}$ laissée libre constitue l'estimateur de la masse du quark Top. La figure 7.4 présente la distribution de la masse de Top en sortie de l'ajustement cinématique. La solution retenue pour le neutrino est celle avec le plus petit χ^2 . La résolution en masse, obtenue à partir d'un ajustement gaussien de la distribution, est d'environ 11.7 GeV, du même ordre que celle obtenue au chapitre 5. La résolution de la distribution en masse pour le bruit de fond combinatoire, représentée en sombre sur la figure, est d'environ 13.7 GeV. Comme dans le cas de CDF (section 4.1.1), on voit que le bruit de fond combinatoire contribue à élargir la distribution tout en restant corrélé à la masse de Top obtenue avec des événements signaux¹. Sur la figure 7.5 sont représentées les distributions en χ^2 obtenues après minimisation de l'équation 7.5 pour les événements signaux et bruit de fond combinatoire. On voit clairement que les formes de ces distributions ne permettent pas une discrimination du bruit de fond combinatoire. Cette procédure de minimisation a en effet été optimisée à l'origine pour discriminer le bruit de fond induit par des processus physiques autre que $t\bar{t}$. Ici une sélection sévère des événements permet d'obtenir un lot final très proche de la topologie idéale d'un événement $t\bar{t}$.

L'incertitude affectant la mesure de la masse du Top a été estimée, en utilisant les mêmes procédures que celles décrites dans le chapitre 5. Le tableau 7.1 résume les différentes sources d'erreurs systématiques. La principale amélioration vient de la diminution de l'impact d'une connaissance à 1% de l'échelle d'énergie des jets légers, ceci grâce à la contrainte de masse du W. Au final, l'erreur totale est diminuée d'environ 25%, en comparaison de celle obtenue en reconstruisant la partie hadronique seule.

1. Ici les événements signaux sont les événements pour lesquels l'association parton-jet est correcte.

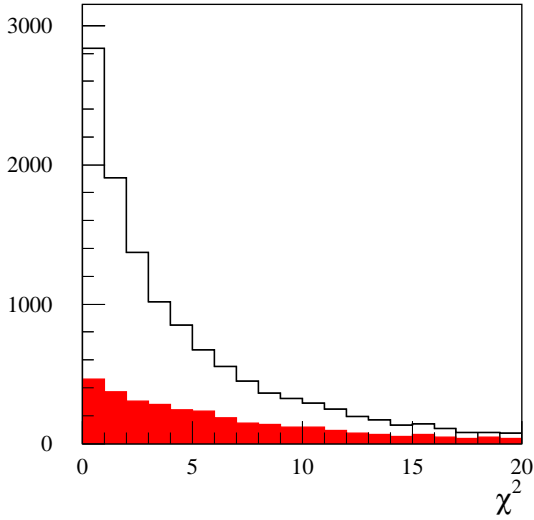


FIG. 7.6 – Distribution du χ^2 après minimisation de l'équation 7.6. L'aire grisée représente le bruit de fond combinatoire.

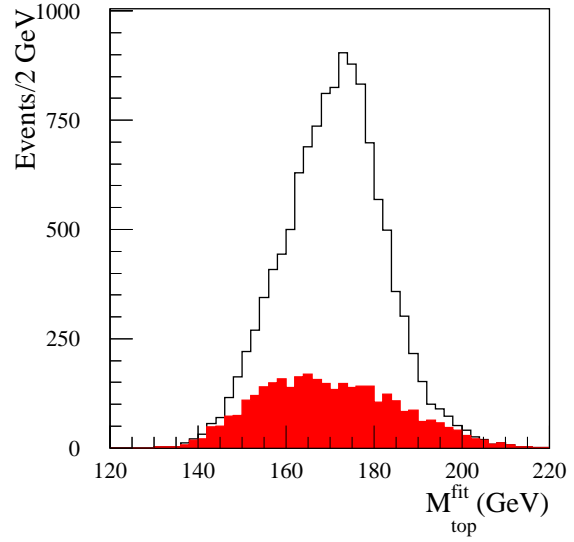


FIG. 7.7 – Distribution de la masse de Top en sortie de la procédure d'ajustement cinématique. L'aire grisée représente le bruit de fond combinatoire.

7.4.2 Ajustement en énergie et en direction

Pour essayer d'améliorer la forme du χ^2 , l'équation 7.5 est modifiée en remplaçant les termes d'impulsion transverse par des termes d'énergie, et en y ajoutant des termes de direction pour les jets. Les contraintes de masse utilisées restent les mêmes. L'équation à minimiser est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_{\text{jets}} \left(\left(\frac{\eta_i^m - \eta_i^f}{\sigma_\eta^i} \right)^2 + \left(\frac{\varphi_i^m - \varphi_i^f}{\sigma_\varphi^i} \right)^2 \right) + \sum_{\text{jets, lepton}} \left(\frac{E_i^m - E_i^f}{\sigma_E^i} \right)^2 + \sum_{x,y,z} \left(\frac{P_{i\nu}^m - P_{i\nu}^f}{\sigma_{i\nu}} \right)^2 + \begin{array}{l} \text{Termes} \\ \text{de} \\ \text{contraintes} \end{array} \quad (7.6)$$

Où les indices m et f représentent les quantités mesurées et ajustées respectivement. Comme précédemment le paramètre $M_{\text{Top}}^{\text{fit}}$ va servir d'estimateur de la masse du quark Top. La figure 7.6 représente la distribution du χ^2 après minimisation. On voit que la différence en nombre et en forme entre le signal $t\bar{t}$ et le bruit de fond combinatoire peut permettre une séparation plus efficace. Ainsi pour $\chi^2 \leq 4$ la pureté en signal $t\bar{t}$ est supérieure à 80%. La sortie de l'ajustement cinématique, $M_{\text{Top}}^{\text{fit}}$, est représentée sur la figure 7.7.

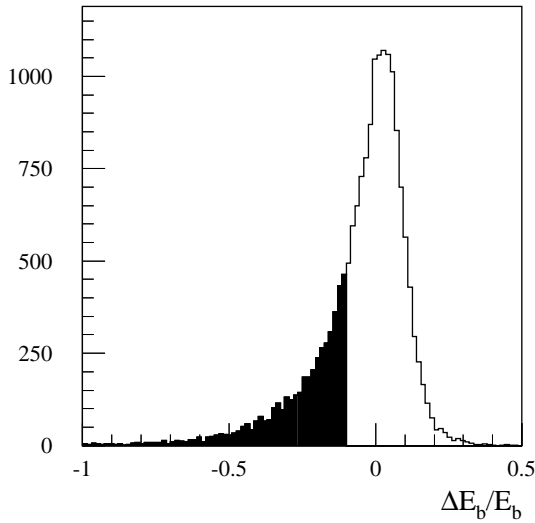


FIG. 7.8 – Différence relative entre l'énergie du jet de quark b et l'énergie du quark b générée. L'aire sombre va définir les événements mal reconstruits.

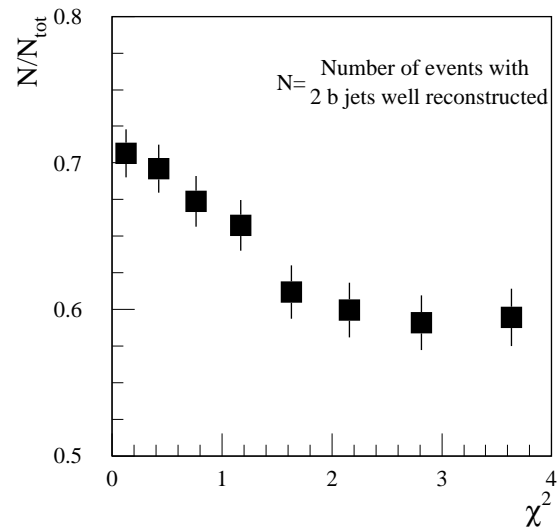


FIG. 7.9 – Probabilité que les deux jets b soient bien reconstruits en fonction du χ^2 .

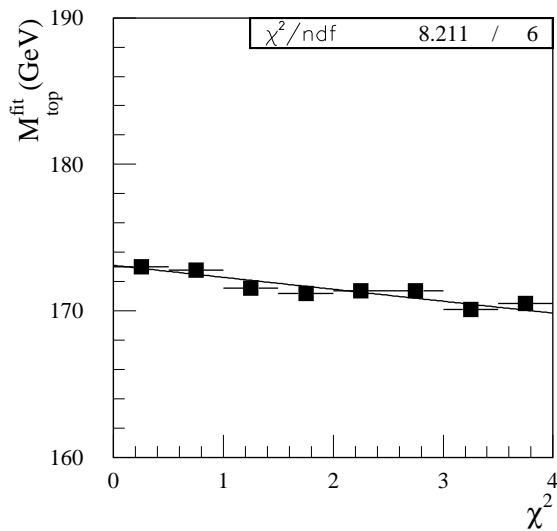


FIG. 7.10 – Masse de Top après ajustement en fonction du χ^2 . L'ajustement par une droite est superposé.

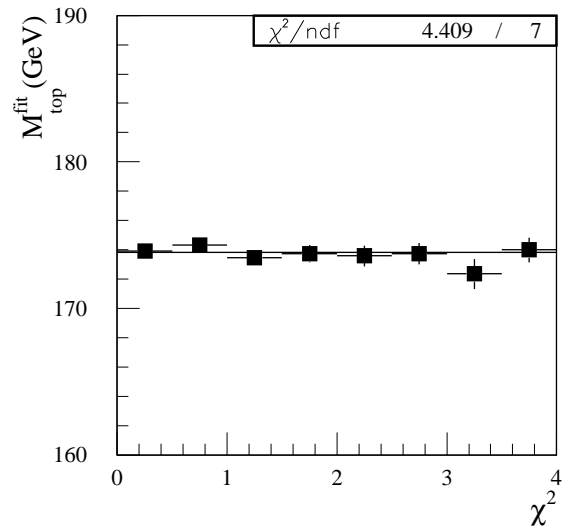


FIG. 7.11 – Masse de Top après ajustement en fonction du χ^2 , en ne gardant que les événements où les deux jets b sont bien reconstruits. L'ajustement par une constante est superposé.

7.4.3 Qualité de la reconstruction, influence sur la masse du quark Top.

Comme il déjà été montré au chapitre 6, la contrainte de masse du W est forte. Cette contrainte permet dans la minimisation de corriger efficacement les jets légers associés au W. Il n'en va pas de même pour les jets de quarks b. En effet la contrainte agissant sur les jets de b n'est que relative du fait que la masse du quark Top soit traitée comme une inconnue. En conséquence, le χ^2 va être lié à la qualité de reconstruction des jets b. A titre d'illustration, la figure 7.8 montre la différence relative entre l'énergie reconstruite du jet b et l'énergie générée du quark b correspondant. Les jets b contribuant à la queue de distribution, indiqués en noir sur la figure, sont définis comme étant mal reconstruits. Cette queue de distribution provient de deux sources physiques. D'une part, des désintégrations semileptoniques des quarks b, produisant un neutrino qui ne pourra pas être considéré dans la reconstruction du jet, et d'autre part des radiations dans l'état final, qui vont également entraîner une perte d'énergie.

On peut alors représenter la probabilité que les deux jets b soient bien reconstruits en fonction du χ^2 . A partir de la figure 7.9, on observe que cette probabilité est d'autant plus élevée que le χ^2 est faible. L'impact sur la masse du Top est représenté sur la figure 7.10 : la masse du quark Top dépend du χ^2 . Comme le montre la figure 7.11, cette dépendance peut être annulée en ne considérant que les événements pour lesquels les deux jets b sont bien reconstruits.

7.4.4 Estimation de la masse du quark Top

Dans le paragraphe précédent il a été montré l'importance de la qualité de reconstruction des jets b. Cette reconstruction est d'autant plus mauvaise lorsqu'un rayonnement de gluon dans l'état final ou une désintégration semileptonique viennent affecter l'énergie reconstruite. Le corollaire est la dépendance du χ^2 sur la masse du quark Top.

Compte tenu de ce fait, la procédure pour estimer M_{Top} est la suivante. Le lot d'événements est tout d'abord divisé par intervalle en χ^2 , de même statistique, et pour chaque intervalle une masse peut être déduite. La figure 7.12 montre deux exemples, pour $\langle \chi^2 \rangle = 0.12$ et $\langle \chi^2 \rangle = 3.63$. La valeur de la masse est obtenue en ajustant ces distributions par une gaussienne à $\pm 1.5\sigma$ du pic de distribution. On peut remarquer l'évolution dans la forme et le nombre du bruit de fond combinatoire, ainsi que la différence entre les deux résolutions en masse.

Finalement, la figure 7.13 montre la masse de Top en fonction du χ^2 , pour le signal $t\bar{t}$ seul et en prenant en compte le bruit de fond combinatoire. L'estimateur de la masse du quark Top est défini comme

$$M_{\text{Top}} = M_{\text{Top}}^{\text{fit}}(\chi^2 = 0) \quad (7.7)$$

Les points sont ajustés par une droite, permettant une extrapolation directe de M_{Top} . L'erreur statistique sur M_{Top} est également déduite de cette extrapolation. Une erreur statistique de 120 MeV est obtenue si l'on considère un lot d'événements constitué après une année de prise de données à basse luminosité.

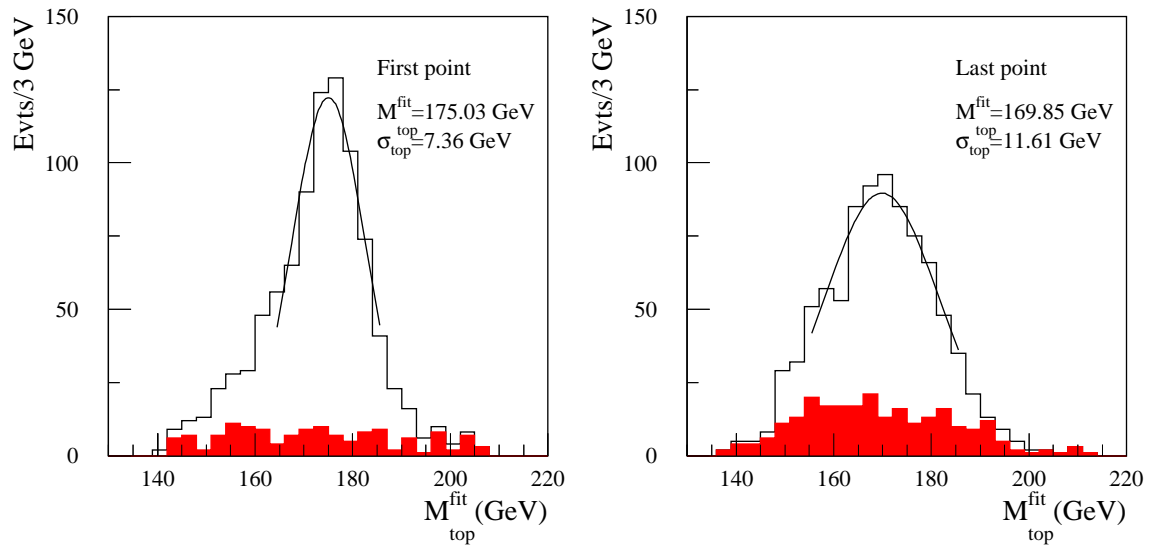


FIG. 7.12 – Distribution de la masse de Top obtenue après ajustement cinématique. A gauche pour $\chi^2 = 0.12$, à droite pour $\chi^2 = 3.63$. Le bruit de fond combinatoire est représenté par la zone grisée.

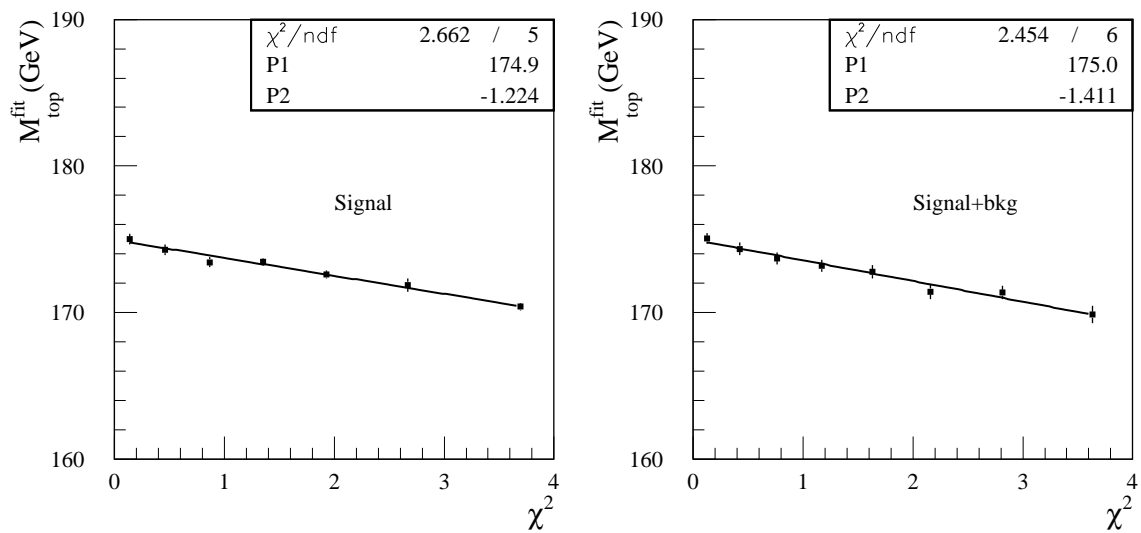


FIG. 7.13 – Masse de Top, déduite des figures 7.12 en fonction du χ^2 , pour le signal seul (à gauche) et pour le signal plus le bruit de fond combinatoire (à droite)

7.5 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été estimées en appliquant pratiquement les mêmes procédures utilisées dans le chapitre 5. Le tableau 7.2 résume les différentes sources d'erreurs affectant la mesure de la masse du quark Top. A titre de comparaison, les erreurs obtenues dans le chapitre 5, pour le lot d'événements avec au moins deux jets labellés b, sont rappelées. L'avantage de l'ajustement cinématique va donc être de réduire l'impact des effets liés à la méconnaissance de l'échelle d'énergie des jets légers, ainsi qu'à la méconnaissance liée à la dynamique de l'événement $t\bar{t}$. Ainsi, une connaissance à 1% de l'échelle d'énergie des jets légers n'a plus qu'un impact de 0.2 GeV sur la masse du Top, ceci grâce à l'utilisation de la contrainte de masse du boson W. L'effet lié aux radiations dans l'état final est également réduit de façon significative, et contribue à une incertitude de 0.5 GeV. L'erreur dominante est maintenant liée à la connaissance de l'échelle d'énergie des jets de quarks b, d'environ 0.7 GeV en supposant cette échelle connue à 1%. On peut remarquer que cette erreur peut s'écrire en fonction du facteur d'échelle F (en %) tel que défini au chapitre 5.4.3 et de la vraie masse du Top :

$$\delta M_{\text{Top}} = \sqrt{F \times (M_{\text{Top}}^2 - M_W^2) + M_{\text{Top}}^2} - M_{\text{Top}} \quad (7.8)$$

Ainsi, pour $F=1\%$, une masse de Top de 175 GeV et une masse de W de 80.25 GeV, l'erreur est de 690 MeV. Ceci montre qu'en l'absence de contraintes fixant l'échelle d'énergie des jets de quarks b de façon absolue, une amélioration significative de la précision sur la mesure de M_{Top} nécessite une connaissance de cette échelle d'énergie à mieux que le pour-cent.

Au final, une mesure de la masse du quark Top avec une erreur systématique totale inférieure à 1 GeV semble possible. On peut toutefois remarquer comme au chapitre 5 que l'erreur systématique sur les FSR inclut également une partie de la systématique liée à l'échelle d'énergie des jets de quarks b. L'idéal serait de connaître la fonction de calibration des jets de b lorsque la génération est effectuée sans FSR.

Pour essayer d'évaluer plus proprement l'erreur associée aux FSR, on contourne le problème de la façon suivante. Ici les jets b ont été étalonnés à l'aide d'événements Z+jet. Comme on l'a vu au chapitre 6, les jets légers peuvent également être calibrés à l'aide d'événements Z+jet. La figure 7.14 montre le rapport R_{lb} entre les deux fonctions d'étalonnage. D'autre part, les jets légers peuvent être calibrés in-situ à partir des événements Top, et là les FSR n'ont pas d'influence grâce à la contrainte du W. Lors du traitement des événements générés sans FSR, la calibration des b est fixée comme :

$$E_{\text{corr}}^b = E^b \times K_1 \times R_{lb} \quad (7.9)$$

ou K_1 est la fonction de calibration des jets légers obtenue in-situ. Les jets de b sont maintenant plus adéquatement calibrés et les lots générés avec et sans FSR peuvent être directement comparés. L'erreur liée aux radiations dans l'état final est alors estimée à 0.1 GeV.

La linéarité de la méthode a été vérifiée en appliquant la procédure sur plusieurs lots générés avec des masses de Top différentes, et en utilisant les mêmes coefficients

Source d'erreur systématique	δM_{Top} (GeV)	
	Partie hadronique avec 2 jets b	Ajustement cinématique
Echelle d'énergie des jets légers	0.9	0.2
ISR	0.1	0.1
FSR	1.9	0.5 (0.1)
Fragmentation des quarks b	0.1	0.1
bruit de fond combinatoire	0.4	0.1
Echelle d'énergie des jets de quarks b	$0.7 \times x\%$	$0.7 \times x\%$
Totale	2.3	0.9

TAB. 7.2 – Résumé des erreurs systématiques. L'erreur totale est donnée en supposant une connaissance à 1% de l'échelle d'énergie des jets de quarks b. Les erreurs obtenues en utilisant la partie hadronique avec au moins deux jets labellés b sont rappelées.

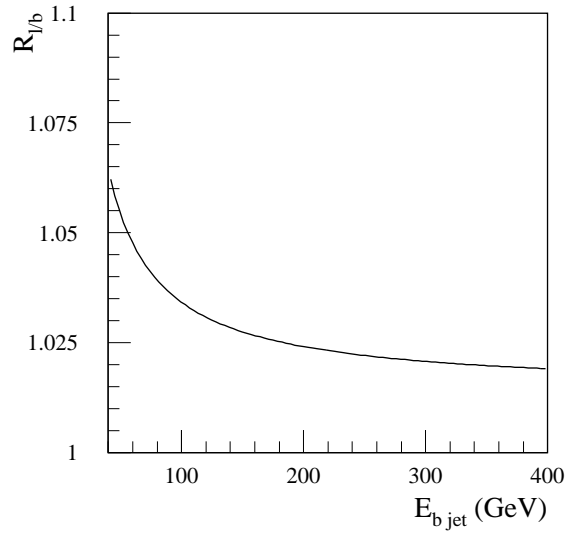


FIG. 7.14 – Rapport entre les courbes d'étalonnage des jets b et des jets légers obtenues avec des événements Z+jet en fonction de l'énergie des jets b.

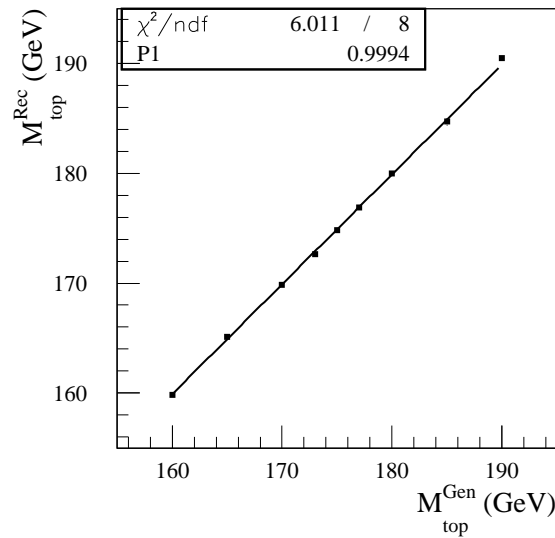


FIG. 7.15 – *Estimateur de la masse du quark Top en fonction de la masse générée.*

d'étalonnage sur les énergies des jets. La figure 7.15 montre la masse de Top estimée en fonction de la masse générée. On voit que l'estimateur de la masse du quark Top est relié linéairement à la masse générée par :

$$M_{\text{Top}}^{\text{Rec}} = (0.9994 \pm 0.0005) \times M_{\text{Top}}^{\text{Gen}} \quad (7.10)$$

L'utilisation d'un ajustement cinématique devrait permettre de mesurer la masse du quark Top avec une précision de l'ordre de 1 GeV, en supposant qu'un processus externe puisse permettre un étalonnage des jets b à 1% :

$$M_{\text{Top}} = M \pm 0.1(\text{stat.}) \pm 0.3 - 0.6(\text{syst. "interne"}) \pm 0.7 \times x\%(\text{syst. "externe"}) \quad (7.11)$$

Chapitre 8

Autres méthodes de mesure de la masse du quark Top

Le canal lepton plus jets est le canal le plus prometteur pour la mesure de la masse du quark Top. Dans ce canal, les principales limitations à cette mesure viennent, de façon générale, de la mesure des jets. Deux concepts, présentés brièvement dans la suite, ont été proposés pour résoudre partiellement ces problèmes.

8.1 Top de haute impulsion transverse

Compte tenu de la statistique disponible, il peut être intéressant de considérer un sous-ensemble du lot inclusif où les deux Top sont produits dos à dos, les produits de désintégration des Top apparaissant alors dans deux hémisphères distincts. Ceci devrait permettre de réduire le bruit de fond, aussi bien combinatoire que celui issu d'autres processus.

Cette topologie entraîne que les trois jets du Top vont être très proches, et vont par conséquent avoir tendance à se superposer. L'idée de la méthode est de reconstruire le Top "hadronique" dans son ensemble en utilisant un cône de reconstruction, autour de la direction du Top, suffisamment grand pour contenir les trois jets. L'avantage d'une telle approche est de pouvoir s'affranchir des difficultés inhérentes à la reconstruction, et de faire intervenir d'autres sources d'erreurs systématiques, ce qui est particulièrement intéressant pour la combinaison des mesures de la masse du quark Top [59].

La première étape est de déterminer la direction du quark Top. Celle-ci peut être obtenue soit en prenant la direction opposée à celle du quark Top leptonique, soit en reconstruisant la direction à partir des trois jets. Cette dernière solution nécessite alors de reconstruire ces jets avec des cônes d'ouverture relativement petits¹, pour s'affranchir des problèmes liés à la superposition des jets.

Dans un second temps, il est nécessaire de corriger les effets dus aux événements sous-jacents. La figure 8.1 [76] montre que la masse reconstruite du Top dépend de la taille de cône utilisée. Cette dépendance disparaît une fois que l'énergie déposée dans les tours

1. $\Delta R = 0.2$ dans l'analyse [59].

calorimétriques a été corrigée des effets dus aux événements sous-jacents. L'estimation de l'énergie apportée par de tels événements se fait en regardant des zones dans les calorimètres, en excluant les tours calorimétriques utilisées.

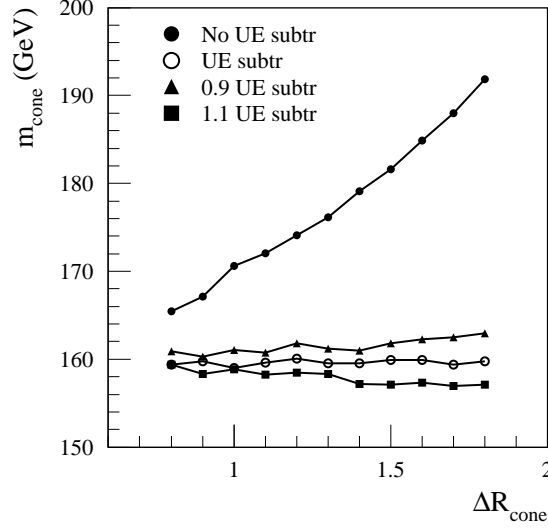


FIG. 8.1 – Masse de Top reconstruite en fonction de la taille du cône utilisée, avec et sans soustraction de la contribution des événements sous-jacents.

La dernière étape est de se placer à l'échelle de masse. Cette échelle de masse est déterminée avec les W hadroniques du lot inclusif. Le critère est de sélectionner des événements où les deux jets légers sont suffisamment proches l'un de l'autre ($\Delta R < 1.3$) et éloignés des deux jets b ($\Delta R > 2.5$), puis de réajuster l'énergie des jets en fonction de la masse invariante m_{jj} par rapport à la masse du boson W. Pour les différentes tailles de cône considérées, le facteur suivant est obtenu :

$$C_{\text{Top}}(\Delta R) = \frac{M_W^{\text{PDG}}}{m_{jj}(\Delta R)} \quad (8.1)$$

La masse du quark Top est finalement estimée en moyennant les différentes masses de Top obtenues pour chaque taille de cône de reconstruction :

$$M_{\text{Top}} = \frac{1}{N_{\Delta R}} \times \sum_{i=1}^{N_{\Delta R}} m_{\text{Top}}(\Delta R_i) \times C_{\text{Top}}(\Delta R_i) \quad (8.2)$$

Les mêmes événements contribuant pour chaque taille de cône, l'estimation de l'erreur statistique devra donc prendre en compte les corrélations. Les principales sources d'erreurs systématiques viennent de la non-compensation et d'une intercalibration des cellules des calorimètres à 1%, valant 1.5 GeV et 0.7 GeV.

L'effet de la non-compensation des calorimètres a été estimée en corrigeant l'énergie déposée des hadrons pour différentes valeurs du rapport e/h. Une erreur de l'ordre de 1.5

GeV est déduite.

La convolution de la réponse de chaque cellule par une gaussienne de largeur 1% donne une estimation de l'erreur systématique due à une intercalibration des cellules à 1%. L'erreur résultante a été estimée à 0.7 GeV.

L'utilisation dans le canal lepton plus jets d'événements où les Top possèdent une grande impulsion transverse semble permettre une mesure de la masse du quark Top à 1% près, en faisant intervenir une série d'incertitudes systématiques différente des autres canaux étudiés.

8.2 Définition continue des jets

Une étude plus prospective ayant pour objectif de prendre en compte directement, événement par événement, les radiations dans l'état final dans la mesure de la masse du Top, a également été entreprise. Dans la méthode précédente, plusieurs tailles de cône ont été utilisées pour reconstruire les jets. L'analyse proposée dans [58] est basée sur cette idée, et appliquée au lot inclusif. Pour chaque événement, les jets sont reconstruits en utilisant plusieurs tailles de cône. A chaque taille de cône est associée une distribution en masse invariante de Top, la distribution finale est construite en sommant les différentes contributions.

Cette méthode est motivée par le fait que l'extension latérale d'un jet est soumise à de grandes fluctuations, notamment à cause des radiations dans l'état final. Ainsi l'utilisation de plusieurs tailles de cône pourrait permettre d'intégrer les pertes d'énergie hors-cône. Comme précédemment, l'erreur statistique doit être traitée de manière adéquate pour tenir compte des corrélations liées à cette méthode. L'analyse développée ensuite est similaire à celle décrite au chapitre 5. Il a été montré que l'erreur systématique liée aux radiations dans l'état final est alors réduite, passant de 2 GeV (voir chapitre 5) à 1 GeV.

Cette dernière étude est encore en développement. L'idée sous-jacente de déterminer l'énergie déposée en dehors des cônes des jets peut être reprise et adaptée à notre étude.

Conclusions

Les travaux d'intégration réalisés sur les super-tiroirs du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS ont permis de mettre en évidence les points les plus délicats concernant leur assemblage. L'optimisation du temps de montage ainsi que la réduction des sources d'erreurs ont ainsi pu être réalisées, nécessitant parfois la mise au point de nouveaux concepts pour les câbles et la modification de certaines cartes. De l'expertise acquise lors de ces travaux, le protocole de montage a ainsi pu être mis en place, sa version finale ayant maintenant été informatisée. La ligne de production est désormais prête et a été utilisée pour l'assemblage des premiers super-tiroirs.

En parallèle, l'étude de l'étalonnage des jets légers et de la mesure de la masse du quark Top avec les événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets a été effectuée. Il a ainsi été montré qu'une connaissance de l'échelle d'énergie des jets à mieux que le pourcent était possible avec 5fb^{-1} de données collectées, c'est à dire dans les premiers mois de fonctionnement du LHC. L'étude d'un ajustement cinématique des événements, dans l'hypothèse d'événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets, a abouti à la possibilité d'une mesure de la masse du quark Top avec une erreur totale complètement dominée par l'incertitude sur la connaissance de l'échelle d'énergie des jets de quarks b. En supposant celle-ci connue à 1%, l'erreur résultante sur M_{Top} serait alors de 1 GeV.

Cette étude a été réalisée en utilisant une simulation rapide du détecteur et a par conséquent montré que les effets physiques pouvant affecter nos résultats pouvaient être sous contrôle. Il faudra toutefois vérifier l'influence du détecteur en utilisant une simulation complète. Ceci a été réalisé dans le cadre du TDR d'ATLAS pour ce qui est de la mesure de M_{Top} en utilisant le côté hadronique et a fait apparaître un bon accord. L'impulsion transverse manquante sera sans doute affectée par des effets liés au détecteur, comme la présence de zone morte, et simulante de l'énergie non-délectable. Seule une simulation complète du détecteur pourra estimer de tels effets.

D'autre part, deux autres pistes pourraient être étudiées pour améliorer encore la mesure de la masse du Top. Tout d'abord, il est possible par les techniques de "mélange aléatoire d'événements" de déterminer la forme et le niveau du bruit de fond combinatoire. Ensuite, comme il a été montré au chapitre 8, des techniques nouvelles peuvent être envisagées pour estimer, événement par événement, l'énergie déposée à l'extérieur du cône de reconstruction des jets. Cette énergie "hors cône" est directement reliée à l'énergie des jets perdue par FSR. Une estimation événement par événement et non plus moyenne

des pertes par FSR réduirait certainement la résolution en masse invariante du Top, et réduirait également l'incertitude systématique sur M_{Top} apportée par les effets de FSR.

Il reste que le principal obstacle pour une mesure précise de M_{Top} est la connaissance de l'échelle absolue des jets de b. L'étude des désintégrations du Z en $b\bar{b}$ pourrait peut être constituer un moyen complémentaire pour obtenir la calibration absolue des jets de quarks b.

Enfin, seuls les bruits de fond du Modèle Standard ont été envisagés dans cette étude. Il sera nécessaire de considérer également des bruits de fond non-standards. Par exemple, certains modèle supersymétriques pourraient posséder une section efficace aussi grande que le nanobarn. L'utilisation de l'ajustement cinématique pourrait alors se révéler encore plus décisive.

Bibliographie

- [1] La traduction française peut être consultable sur le site : <http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/plettre.html>
- [2] C.S. Wu, '*Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*', Phys. Rev. 105, 1413 (1957)
- [3] S.L. Glashow, '*Partial-Symmetries Of Weak Interactions*', Nucl. Phys. 22(1961) 579.
- [4] A. Salam, '*Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*', Proceedings 8th Nobel Symposium, Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968, 367
- [5] S. Weinberg, '*A Model Of Leptons*', Phys.Rev.Lett.19(1967)
- [6] F.J. Hasert *et al*, '*Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering*', Phys.Lett.B46 121(1973).
F.J. Hasert *et al.*, '*Observation of Neutrino like Interactions without Muon or Electron in the GARGAMELLE Neutrino Experiment.*', Phys.Lett.B46 138(1973)
- [7] F. Englert, R. Brout, '*Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*', Phys.Rev.Lett. 13,(1964)
P.W. Higgs, '*Broken Symmetries And the Masses of Gauge Bosons*', Phys.Rev.Lett.13,(1964)
- [8] P.W. Higgs, '*Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*', Phys.Rev.145(1966)
- [9] F. Halzen, A.D. Martin, '*Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*', John Wiley & Sons (1984)
- [10] LEP Collaborations, '*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*', hep-ex/0112021
- [11] P. Abreu *et al*, '*Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000*', Phys.Lett. B499, 23(2001)
- [12] D.E. Groom *et al*, The European Physical Journal C15 (2000) 1, and 2001 off-year partial update for the 2002 edition available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>)
- [13] DONUT Collaboration, '*Observation of Tau Neutrino Interactions*', Phys.Lett.B504(2001), 218
- [14] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, '*Theory of the Fermi Interaction*', Phys.Rev.109 (1958)
- [15] G. Altarelli, G. Parisi, '*Asymptotic Freedom in Parton Language*', Nucl.Phys.B126(1977)
- [16] N. Cabibbo, '*Unitarity Symmetry and Leptonic Decay*', Phys.Rev.Lett.10 (1963)531

- [17] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, 'Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry', Phys.Rev. D2(1970)
- [18] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch et R. Turlay 'Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson', Phys. Rev. Lett. 13(1964)
- [19] M. Kobayashi, T. Maskawa, 'CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction', Prog.Theor.Phys.49 (1973)
- [20] B. Jacobsen, 'Top Mass from Electroweak Measurements', 29th Rencontre de Moriond: QCD and High-energy Hadronic Interactions, Méribel, France, 19 - 26 Mar 1994 / Ed. by J Trân Thanh Vân. - Ed. Frontières, Gif-sur-Yvette (1994)
- [21] F. Abe *et al*, 'Kinematic evidence for top quark pair production in $W +$ multijet events in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$ ', Phys.Rev. D51 (1995), 4623
F. Abe *et al*, 'Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab', Phys.Rev.Lett.74, 2626(1995)
S. Abachi *et al*, 'Observation of Top Quark', Phys.Rev.Lett.74 2632(1995)
- [22] Cette figure est tirée de : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2001/>
- [23] M. Beneke *et al*, 'Top Quark Physics', Proceedings of the workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, CERN 2000-004 (2000)
- [24] R. Bonciani *et al*, 'NLL Resummation of the Heavy Quark Hadroproduction Cross-Section', Nucl.Phys. B529(1998)
- [25] S. BANERJEE, M. MAITY, 'Search for Charged Higgs in Top Decays at CMS', CMS-NOTE-2000-039
- [26] A. Belyaev, J. Ellis, S. Lola, 'Three-body Supersymmetric Top decays', hep-ph/0002220 (2000)
- [27] M.G.Veltman, 'The screening Theorem and the Higgs System', Acta Phys. Pol., B: 25 (1994)
- [28] ATLAS Collaboration, 'Detector and Physics Performance Technical Design Report', Section 16.1, CERN/LHCC/99-14(1999).
- [29] M. Bosman *et al*, 'Jet Finder Library: version 1.0' ATL-SOFT-98-038(1998)
- [30] D. Boussard *et al*, 'THE LARGE HADRON COLLIDER, Conceptual Design', CERN/AC/95-05 (1995)
- [31] CMS Collaboration, 'CMS Technical Proposal', CERN/LHCC 94-38(1994)
- [32] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Technical Proposal', CERN/LHCC 94-43(1994)
- [33] LHCb Collaboration, 'LHCb Technical Proposal', CERN/LHCC 98-04(1998)
- [34] ALICE Collaboration, 'ALICE Technical Proposal', CERN/LHCC 95-71(1995)
- [35] Totem Collaboration, 'Totem Technical Proposal', CERN/LHCC 99-7(1999)
- [36] ATLAS Collaboration, 'Inner Detector Technical Design Report Volume I', CERN/LHCC 97-16 (1997)
- [37] ATLAS Collaboration, 'Inner Detector Technical Design Report Volume II', CERN/LHCC 97-17 (1997)
- [38] ATLAS Collaboration, 'Pixel Detector Technical Design Report', CERN/LHCC 98-13

- [39] ATLAS Collaboration, '*Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*', CERN/LHCC 96-41
- [40] ATLAS Collaboration, '*Muon Spectrometer Technical Design Report*', CERN/LHCC 97-22
- [41] ATLAS Collaboration, '*Detector and Physics Performance Technical Design Report*', Section 8.1.2, CERN/LHCC/99-14(1999).
- [42] ATLAS Collaboration, '*Detector and Physics Performance Technical Design Report*', Section 11, CERN/LHCC/99-14(1999).
- [43] ATLAS Collaboration, '*Tile Calorimeter Technical Design Report*', CERN/LHCC 96-42
- [44] G. Blanchot *et al*, '*Cell Intercalibration and Response Uniformity Studies Using a Movable Cs¹³⁷ Source in the TILECAL 1994 Prototype*', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-94-044 (1994)
- [45] ATLAS Collaboration, '*Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*', Nucl. Inst. Meth. A449, 435(2000)
- [46] R. Lefèvre, '*Caractérisation et implantation des photomultiplicateurs du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS. Mesure des énergies des jets dans ATLAS*', Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (2001)
- [47] R. Chadelas, P. Grenier, D. Lambert, P. Rosnet et F. Vazeille, '*High voltage distributor system for the Tile hadron calorimeter of the ATLAS detector*', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-2000-003 (2000)
- [48] M. Crouau, S. Gonzalez de la Hoz, P. Grenier, G. Montarou, S. Poirot et F. Vazeille, '*Characterization of 8-stages Hamamatsu R5900 photomultipliers for the TILE calorimeter*', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-1997-129 (1997)
- [49] C. Hebrard, '*Etude et caractérisation des photomultiplicateurs du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes et recherche du stop avec le détecteur ATLAS*', Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand (1999)
- [50] A.S. Cerqueira, J.M. Seixas et A. Henriques, '*Delay Cables and Output Cables for the Tilecal's Trigger Summing Board*', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-2001-004 (2001)
- [51] K. Anderson *et al*, '*A Digitizer System for the Tile Calorimeter*', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-97-132 (1997)
- [52] I. Borjanović *et al*, '*Measurement of the top quark mass with the ATLAS detector*'
- [53] L. Simic *et al*, ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-XXXX(2001)
- [54] V. Šimák *et al*, '*Reconstruction of the Final State in $t\bar{t}$ Dilepton Events*' ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-99-073 (1999)
- [55] A. Kharchilava, '*Top Mass Determination in Leptonic Final State with J/ψ* ', Phys Lett. B 476 (2000) 73
- [56] P. Grenier '*Determination of the top quark mass from $t \rightarrow l + J/\psi + X$ decays*' ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2001-016

- [57] A. Kharchilava, P. Pralavorio '*Top Mass Determination in Leptonic Final State with J/ψ* ', CMS TN/96-116 (1996)
- [58] V. Kostioukhine, '*A method to measure the t -quark mass at LHC with small systematic error*', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2001-006
- [59] I. Efthymiopoulos, F. Fassi, ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-XXXX
- [60] F. Abe *et al*, '*Measurement of the Top Quark Mass*', Phys. Rev. Lett. 80,2767 (1998);
F. Abe *et al*, '*Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab*', Phys. Rev. Lett. 82,271 (1999);
B. Abbott *et al*, '*Direct Measurement of the Top Quark MASS at D0*', Phys. Rev. D58, 052001 (1998).
B. Abbott *et al*, '*Direct Measurement of the Top Quark Mass Using Dilepton Events*', Phys. Rev. Lett. 80,2063 (1998).
- [61] T. Affolder *et al*, '*Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab*', hep-ex/0006028
- [62] L. Demortier *et al*, '*Combining the Top Quark Results for Run 1 from CDF and D0*', Fermilab-TM-2084(1999)
- [63] F. Abe *et al*, '*First Observation of the All-Hadronic decay of $t\bar{t}$ pairs*', Phys. Rev. Lett. 79,1992 (1997)
- [64] B. Abbott *et al*, '*Measurement of the Top Quark Pair Production Cross section in the All-Jets Decay Channel*', Phys. Rev. Lett. 83,1908 (1999)
- [65] F. Abe *et al*, '*The CDF Detector: An Overview*' Nucl. Inst. Meth. A271 387(1988)
- [66] S. Abbachi *et al*, '*The D0 Detector*' Nucl. Inst. Meth. A338 185(1994)
- [67] K.M. Karr, '*Measurement of the Top Quark Mass by Application of the Dalitz-Goldstein Method to Dilepton Events*', Thèse de doctorat, Tufts University, 1999.
- [68] N. Parashar, '*The D0 Detector And Physics Prospects*', hep-ex/0105026
- [69] CDF II Collaboration, '*The CDF II Detector. Technical Design Report.*', Fermilab-Pub-96/390-E, 1996
- [70] P. Gatti, '*Performance of the new tracking system at CDF II*', Thèse de doctorat, Università degli Studi di Padova, 2000
- [71] G. Latino, '*Calorimetric measurement in CDF: A New Algorithm to Improve the Energy Resolution of Hadronic Jets*', Thèse de doctorat, Université de Cassino, 2001
- [72] The D0 Collaboration, '*B Vertex Tagging in the D0 experiment*', D0 Note 3244, 1997
- [73] M. Narain, '*Top Quark Physics at the Tevatron*', présentation Thinkshop² top quark physics for run II and beyond, 2000.
- [74] T. Sjöstrand, Computer Physics Communication 82(1994) 74.
- [75] E. Richter-Was, D. Froideveaux And L. Poggioli, '*ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998)
- [76] P.Grenier *et al*, '*Measurement of the top quark mass in the inclusive single lepton plus jets channel*', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-026(2000).
ATLAS Collaboration, '*Detector and Physics Performance Technical Design Report*', Section 18.1.3, CERN/LHCC/99-14(1999).

-
- [77] ATLAS Collaboration, '*Detector and Physics Performance Technical Design Report*', Section 2.5.5, CERN/LHCC/99-14(1999).
- [78] C. Biscarat, R. Lefevre, C. Santoni '*In Situ Jet Energy Calibration In The ATLAS Experiment*', proceedings of the 9th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Annecy, France, 9-14 October 2000/Ed. by B. Aubert, J. Colas, P. Nédélec, L. Poggioli.
- [79] M. David, M. Cobal, A. De Angelis, A. Maio '*Measurement Of The Top Quark Mass With The ATLAS Detector At LHC*', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2002-007
- [80] ATLAS Collaboration, '*Detector and Physics Performance Technical Design Report*', Section 12, CERN/LHCC/99-14(1999).
- [81] ALEPH Collaboration, Phys. Rep. 294 (1998) 1.
- [82] C. Biscarat '*Calibration of the hadronic calorimeter using E/p from single hadron*', ATLAS Internal Note, ATL-COM-CAL-99-003
- [83] R. Lefèvre, C. Santoni, '*A study of the jet energy reconstruction.*', ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-2001-011
- [84] K. Tollefson, '*A measurement of the Top Quark Mass*', Thèse de doctorat, Université de Rochester, 1997
- [85] C. Peterson *et al*, Phys. Rev. D27 (1983) 105.
- [86] Minuit, F. James, Version 94.1, CERN Program Library Long Writeup D506