



Identification des leptons tau dans leurs désintégrations hadroniques et recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons tau avec le détecteur CMS au LHC

Ludovic Houchu

► **To cite this version:**

Ludovic Houchu. Identification des leptons tau dans leurs désintégrations hadroniques et recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons tau avec le détecteur CMS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2008. Français. <tel-00391963>

HAL Id: tel-00391963

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00391963>

Submitted on 5 Jun 2009

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR - STRASBOURG I

Discipline
Physique

Spécialité
Physique des particules élémentaires

Présentée par
Ludovic Houchu

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR - STRASBOURG I

Identification des leptons τ dans leurs désintégrations hadroniques
et recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons τ
avec le détecteur CMS au LHC

Soutenue publiquement le 16 juin 2008

Devant le jury composé de :

Maria Spiropulu	Rapporteur Externe
Daniel Denegri	Président du jury, Examineur
Jean-Pierre Engel	Rapporteur Interne
Daniel Froidevaux	Rapporteur Externe
Ulrich Goerlach	Directeur de thèse

Liste de symboles, abréviations et termes spécifiques utilisés

c	vitesse de la lumière dans le vide, de valeur approchée $2,998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
CMS	Solénoïde Compact à Muons (<u>C</u> ompact <u>M</u> uon <u>S</u> olenoid)
collision p-p	collision entre deux protons
e	magnitude de la charge électrique de l'électron, de valeur approchée $1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$
événements empilés	événements de collision inélastique (la plupart à faible transfert d'impulsion transverse) produits simultanément lors d'un croisement de paquets de protons
événement sous-jacent	(sous-jacent à celui de l'interaction dure entre deux partons lors de la collision inélastique entre protons) consiste en la recombinaison des partons spectateurs contenus initialement dans les protons, ainsi que des rayonnements de particules dans l'état initial et celui final.
E_T	projection de l'énergie dans le plan transverse d'un détecteur
E_T^{miss}	Énergie Transverse Manquant à un événement
$E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$	seconde plus grande énergie transverse d'un candidat jet hadronique reconstruit dans un événement
η	pseudo-rapacité
h	constante de Planck, de valeur approchée $6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
\hbar	constante de Planck réduite, qui vérifie $\hbar \equiv h/(2\pi)$ et de valeur approchée $1,055 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
HLT	Déclenchement en ligne de Haut Niveau (<u>H</u> igh- <u>L</u> evel <u>T</u> rigger)
H_T	Énergie Transverse Totale d'un événement
d_0	projection du paramètre d'impact d'une trace dans le plan transverse d'un détecteur
L1	Déclenchement en ligne de Niveau 1 (<u>L</u> evel- <u>1</u>)
LHC	Grand Collisionneur Hadronique (<u>L</u> arge <u>H</u> adron <u>C</u> ollider)
LM1 et LM2	deux des points d'étude aux Basses Masses (<u>L</u> ow <u>M</u> ass) de la phénoménologie du modèle mSUGRA aux valeurs des paramètres libres ($m_0 = 60 \text{ GeV}/c^2, m_{1/2} = 250 \text{ GeV}/c^2, A_0 = 0, \tan\beta = 10$, signe de $\mu : +$) pour <i>LM1</i> et ($m_0 = 185 \text{ GeV}/c^2, m_{1/2} = 350 \text{ GeV}/c^2, A_0 = 0, \tan\beta = 35$, signe de $\mu : +$) pour <i>LM2</i> , choisis par le groupe SUSYBSM de la collaboration de CMS
MSSM	Modèle Standard Supersymétrique Minimal (<u>M</u> inimal <u>S</u> upersymmetric <u>S</u> tandard <u>M</u> odel)
mSUGRA	Modèle Minimal de la Supergravité (<u>M</u> inimal <u>S</u> upergravity)
p_T ou P_T	projection de l'impulsion dans le plan transverse d'un détecteur
QCD	Théorie de la Chromodynamique Quantique (<u>Q</u> uantum <u>C</u> hromo <u>D</u> ynamics)
SM	Modèle Standard (<u>S</u> tandard <u>M</u> odel) des particules élémentaires et de leurs interactions

Système conventionnel de coordonnées du détecteur CMS

Au détecteur CMS sont associés des repères de coordonnées cartésiennes (x,y,z) et sphériques (θ,ϕ) , tous deux d'origine O positionnée au point de collision nominal des deux faisceaux de protons.

Les conventions du premier repère sont les suivantes :

- l'axe Ox est horizontal, pointe vers le centre du LHC,
- l'axe Oy est vertical, pointe vers le haut,
- l'axe Oz est collinéaire à l'axe des faisceaux et forme, avec les deux axes précédents, un trièdre direct.

Celles du second sont les suivantes :

- la coordonnée θ d'un point M dans l'espace du détecteur est l'angle entre les axes OM et Oz,
- la coordonnée ϕ d'un point M dans l'espace du détecteur est l'angle entre les axes OH et Ox où H est le projeté de M sur le plan Oxy.

La coordonnée conventionnelle η – pseudo-rapidité – d'un point M dans l'espace du détecteur est définie par $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

La mesure conventionnelle de distance ΔR entre deux axes est définie par $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ où $\Delta\phi$ est l'angle entre les deux axes dans le plan Oxy, $\Delta\eta$ est la norme de la différence de leur pseudo-rapidité.

L'impulsion dénommée transverse, notée P_T , est obtenue à partir des composantes suivant x et y du vecteur d'impulsion. L'énergie transverse, notée E_T , est obtenue à partir de la formule $E_T^2 = P_T^2.c^2 + m^2.c^4$ où m est la masse de la particule considérée.

Table des Matières

Page de garde	1
Liste des symboles, abréviations et termes spécifiques utilisés	i
Système conventionnel de coordonnées du détecteur CMS	iii
Table des Matières	v
Introduction	ix
1 Au-delà du Modèle Standard, peut-être la Supersymétrie	1
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires	1
1.1.1 Plusieurs éléments clés	1
1.1.2 Les défauts du modèle comme théorie du tout	7
1.2 La théorie de la Supersymétrie	9
1.2.1 Principes	13
1.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM (<u>M</u> inimal <u>S</u> upersymmetric <u>S</u> tandard <u>M</u> odel)	14
2 Le Grand Collisionneur Hadronique LHC du CERN et le Solénoïde Compact à Muons CMS	19
2.1 Le Grand Collisionneur Hadronique du CERN	19
2.2 L'Expérience CMS (Solénoïde Compact à Muons)	23
2.2.1 Le Solénoïde Supraconducteur	24
2.2.2 Le Trajectographe interne	27
2.2.3 Le Calorimètre Électromagnétique	31
2.2.4 Le Calorimètre Hadronique	32
2.2.5 Le Système à Muons	33
2.2.6 Le Système de Déclenchement et d'Acquisition des données	36

2.2.7	La Reconstruction d'objets de détecteur et d'objets physiques	37
3	Reconstruction et identification des jets hadroniques de leptons τ	47
3.1	Reconstruction	49
3.1.1	Principe	49
3.1.2	Résolutions sur les mesures en énergie et en direction des jets reconstruits	53
3.2	Discrimination contre les jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon	54
3.2.1	Sélection par les traces reconstruites	58
3.2.2	Sélection par l'absence d'activité électromagnétique neutre	62
3.2.3	Sélection par un rapport de pseudo-vraisemblances des candidats contenant de l'activité électromagnétique neutre	69
3.2.4	Performances	81
3.3	Discrimination contre les électrons, contre les muons	87
3.4	Conclusion	90
4	Description des événements simulés selon mSUGRA/LM2 et selon le Modèle Standard	95
4.1	Points d'étude dans l'espace des paramètres du modèle mSUGRA	95
4.2	Processus physiques du modèle mSUGRA au point d'étude LM2	99
4.2.1	Cascades de désintégration d'intérêt	99
4.3	Processus physiques du Modèle Standard considérés	108
4.4	Tableaux récapitulatifs des processus simulés considérés	110
5	Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2	115
5.1	Une comparaison de plusieurs séquences de déclenchement	116
5.2	Contrôle de l'Énergie Transverse Manquante reconstruite dans les événements de processus QCD	119
5.3	Conclusion	132
6	Mise en évidence de processus physiques au-delà du Modèle Standard par lesquels des leptons τ sont produits	135
6.1	Étude des variables discriminantes	136
6.1.1	Variables cinématiques	136
6.1.2	Variables reliées au lepton τ	140
6.1.3	Coefficients de corrélation linéaire entre les variables	145
6.2	Deux méthodes pour signaler la présence d'événements de processus différents de ceux du Modèle Standard dans les données	151

6.2.1	Première méthode : comparaison, après coupures successives, entre un nombre d'événements observés et un nombre d'événements attendus selon le Modèle Standard . . .	152
6.2.2	Seconde méthode : mise en évidence d'une corrélation entre une variable cinématique et une variable associée au τ	159
6.3	Conclusion	170
Conclusion		175
Table des figures		179
Liste des tableaux		193
Remerciements		197
Bibliographie		199
A Un traitement des incertitudes systématiques associées aux résultats présentés		205

Introduction

Au cours de l'année 2008, la communauté scientifique de physique des particules élémentaires verra la mise en opération du collisionneur hadronique LHC (Large Hadron Collider) du CERN près de Genève. Destiné à répondre aux questions en suspens dans notre description actuelle de la matière et de ses interactions, il fera se rencontrer des protons à une énergie dans le centre de masse jamais atteinte à ce jour de $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein de l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid), du nom du détecteur associé situé au point numéro 5 de collision des protons.

Il porte sur la mise en évidence, dans des données simulées de collisions, d'événements de processus supersymétriques par lesquels des leptons tau sont produits.

Principalement, ont été développées :

- une méthode d'étiquetage des jets de particules issus d'un lepton tau,
- une méthode de mise en évidence d'événements de processus physiques au-delà du Modèle Standard dans un lot de données contenant à la fois des événements de processus du Modèle Standard et ceux de processus du modèle supersymétrique mSUGRA.

La théorie de la Supersymétrie est une extension du Modèle Standard des particules élémentaires et de leurs interactions ; elle apporte une solution à plusieurs problèmes posés par celui-ci tout en permettant, entre autres, une convergence des constantes de couplage des différentes interactions. Cependant elle n'a pas été vérifiée expérimentalement à ce jour.

Elle contient plus de cent paramètres libres qui restreignent son caractère prédictif. En pratique il est courant d'utiliser un modèle contraint de Supersymétrie, faisant des hypothèses supplémentaires. Nous considérons, dans l'étude présente, le modèle mSUGRA (minimal Supergravité) avec un nombre réduit de 5 paramètres libres. Parmi eux, $\tan\beta$ correspond au rapport des valeurs dans le vide des deux champs de Higgs. À grande valeur de $\tan\beta$, le rapport d'embranchement vers les leptons tau des particules supersymétriques est particulièrement important.

Nous nous concentrons sur la recherche d'événements de processus supersymétriques dont la signature expérimentale réside en les présences :

- de deux leptons tau de charges électriques opposées,
- d'une valeur grande de l'énergie transverse manquante dans l'événement,
- d'au moins deux jets de grandes impulsions issus de la fragmentation d'un quark.

Dans le premier chapitre est décrit le Modèle Standard des particules élémentaires et de leurs interac-

tions, ainsi que l'un de ses prolongements en la théorie de la Supersymétrie.

Dans le deuxième chapitre est décrit le collisionneur LHC et le détecteur CMS.

Le troisième chapitre se concentre sur les outils de reconstruction et d'identification des jets hadroniques de tau qui ont été développés dans le cadre de cette thèse. En particulier, une méthode de reconstruction des photons ou de pions neutres contenus dans les jets à l'aide du trajectographe et du calorimètre électromagnétique de CMS est introduite, ainsi qu'une méthode de discrimination entre les jets hadroniques de tau et les jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon. Cette dernière, complémentaire de celle existante au sein de la collaboration de CMS fondée sur l'isolation par les traces, utilise un test sur un rapport de pseudo-vraisemblances combinant plusieurs variables discriminantes, la plupart basées sur les candidats photons ou pions neutres reconstruits.

Dans le quatrième chapitre sont présentés en détail les événements des processus supersymétriques et de ceux du Modèle Standard analysés.

Dans le cinquième chapitre sont caractérisés et rejetés des événements de processus de Chromodynamique Quantique (QCD) à deux jets de particules (processus aux sections efficaces très grandes) dans lesquels l'un de ces jets est mal reconstruit, résultant en une grande énergie transverse manquante reconstruite.

Afin d'étudier les effets d'une sélection en énergie transverse manquante reconstruite E_T^{miss} minimale sur ces événements, plusieurs variables cinématiques sont utilisées, notamment celles associées aux deux hémisphères reconstruits pour chaque événement. Ces derniers distribuent les jets calorimétriques de l'événement en deux groupes distincts et relativement opposés dans le plan transverse au détecteur.

Dans le sixième chapitre, deux méthodes différentes de mise en évidence de processus autres que ceux du Modèle Standard sont employées. Pour chacune d'elles, deux hypothèses du contenu des données sont envisagées :

- des événements seuls du Modèle Standard ; l'échantillon est dénommé SM,
- des événements du Modèle Standard combinés avec des événements du modèle mSUGRA ; l'échantillon est dénommé SM+mSUGRA.

Dans la première méthode, un choix est fait de coupures successives (sur un lot de variables reconstruites) destinées à rejeter les événements du Modèle Standard et sélectionner les événements supersymétriques. Après coupures, le nombre d'événements subsistant dans l'échantillon SM+mSUGRA est comparé au nombre correspondant dans l'échantillon SM.

Dans la seconde méthode, aucun choix de coupures successives n'est fait. Les échantillons sont divisés en un sous-échantillon « contrôle » et un sous-échantillon « signal », respectivement par $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} < 0 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0 \text{ GeV}$ où $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ est la seconde plus grande énergie transverse d'un candidat jet hadronique reconstruit dans l'événement. Une corrélation entre la variable $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ et la multiplicité en paires de candidats jets hadroniques de tau dans les événements peut être observée dans le sous-échantillon « signal » du seul échantillon SM+mSUGRA. Elle est exploitée pour signer la présence d'événements au-delà du Modèle Standard dans l'échantillon. La contribution du Modèle Standard à une telle corrélation est estimée à partir du sous-échantillon « contrôle ».

Chapitre 1

Au-delà du Modèle Standard, peut-être la Supersymétrie

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires

Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires est la théorie couramment acceptée pour décrire les constituants de la matière et leurs interactions électromagnétique, faible et forte.

Sont dénommées particules élémentaires de matière les entités physiques sans sous-structure établie à ce jour, jusqu'aux limites d'observation présentes de 10^{-18} - 10^{-19} m. Ce sont des fermions de spin $s = \frac{\hbar}{2}$ qui se répartissent entre le groupe des leptons et celui des quarks.

Les leptons observés sont : l'électron (de symbole e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-) de charges électriques $Q = -e$, et leur neutrino respectif (ν_e, ν_μ, ν_τ) de $Q = 0$.

Les quarks observés sont de six saveurs différentes : u (up), d (down), s (strange), c (charm), b (bottom) et t (top), respectivement de $Q = \frac{2e}{3}, -\frac{e}{3}, -\frac{e}{3}, \frac{2e}{3}, -\frac{e}{3}$ et $\frac{2e}{3}$.

À chacun des leptons et quarks est associée une particule d'antimatière de masse égale et de charge électrique opposée.

Les médiateurs des interactions en physique des particules élémentaires – les bosons vecteurs – sont également classés comme particules élémentaires. Il s'agit du photon (γ) pour l'interaction électromagnétique, des huit gluons (g_α ; $\alpha = 1, \dots, 8$) pour l'interaction forte et des trois bosons faibles (W^-, W^+ et Z^0) pour l'interaction faible.

1.1.1 Plusieurs éléments clés

Le Modèle Standard est un groupement de la Théorie Quantique Électrofaible qui fournit une description unifiée des interactions électromagnétique et faible, et de la Théorie de la Chromodynamique Quantique QCD (Quantum ChromoDynamics) qui fournit une description de l'interaction forte.

C'est une théorie quantique et relativiste des champs développée dans le cadre du formalisme lagrangien.

C'est également une théorie de jauge, c'est-à-dire une théorie dans laquelle les transformations de symétrie peuvent se produire non seulement globalement (la même transformation s'applique alors partout), mais

aussi localement (la transformation dépend de la valeur de la variable coordonnée espace-temps x^μ).

Le Modèle Standard s'appuie sur des principes d'invariance (sous des transformations de jauge locales et de Lorentz) du lagrangien construit à partir des constituants de la matière, les fermions (leptons et quarks), décrits par des champs à masse nulle.

Le secteur fermionique du modèle

Les champs de matière sont des fermions de spin $s = \frac{\hbar}{2}$, les quarks et les leptons, classifiés selon 3 générations et selon des propriétés communes (leurs nombres quantiques) en doublets de chiralité gauche (« L ») et singulets de chiralité droite (« R ») du groupe de symétrie de l'isospin faible $SU(2)_L$, et singulets du groupe de l'hypercharge faible $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} 1^{\text{ère}} \text{ génération} &: \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, e_R^-, \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L, u_R, d_R, \\ 2^{\text{ème}} \text{ génération} &: \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \mu_R^-, \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L, c_R, s_R, \\ 3^{\text{ème}} \text{ génération} &: \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \tau_R^-, \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L, t_R, b_R. \end{aligned}$$

Les neutrinos n'existent que dans l'état d'hélicité (chiralité) gauche comme composante up du doublet, leur contrepartie singulet droit n'existant pas, contrairement au secteur des quarks.

Cette description des propriétés des constituants correspondant à l'interaction électrofaible est complétée dans le secteur des quarks par le nombre quantique de couleur et son groupe de symétrie $SU(3)_c$ correspondant à l'interaction forte décrite par la Théorie de la Chromodynamique Quantique.

Expérimentalement, 6 saveurs différentes de quark ont été observées : u (up), d (down), s (strange), c (charm), b (bottom) et t (top), chacune d'elles apparaissant sous trois couleurs. Les leptons n'en portent pas et de ce fait ne participent pas à l'interaction forte.

Finalement, les interactions forte, faible et électromagnétique vont être introduites par les transformations locales du groupe de symétrie réunion des groupes pour les différentes interactions traitées et sous la condition d'invariance du lagrangien sous ces transformations :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \tag{1.1}$$

où \otimes dénote le produit tensoriel de deux groupes.

Le secteur bosonique du modèle

Le lagrangien de départ des fermions libres à masses nulles ne contient que les termes cinétiques. Pour satisfaire son invariance sous les transformations locales de jauge des groupes de symétrie, il est nécessaire d'introduire des champs vectoriels et de remplacer les dérivées des termes cinétiques par des dérivées covariantes telles que le nouveau lagrangien soit invariant. L'invariance impose également les lois de transformation de ces champs supplémentaires.

L'apparition de ces nouveaux champs vectoriels entraîne l'adjonction d'autres termes cinétiques dans le lagrangien, analogues au terme du champ électromagnétique en QED, au changement près de la dérivée covariante dans la définition du tenseur des champs.

À ce stade, les fermions et les bosons, particules à masses nulles, interagissent avec une forme et des couplages imposés via les termes cinétiques des fermions du lagrangien, et il apparaît également des interactions entre bosons vecteurs via leurs tenseurs de champs.

Les groupes de symétrie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ contiennent respectivement 3 et 1 générateurs. À chacun de ces générateurs est associé un boson de jauge, champ vectoriel de spin $s = \hbar$: W_μ^i ($i = \{1, 2, 3\}$) avec une constante de couplage g pour $SU(2)_L$ et B_μ avec une constante de couplage g' pour $U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_c$ contient 8 générateurs, chacun d'eux associé à un gluon g_α ($\alpha = \{1, \dots, 8\}$) et de constante de couplage g_s .

L'observation du spectre physique des fermions et des bosons nous indique qu'ils sont massifs et que la symétrie électrofaible est brisée. Quel mécanisme permet d'arriver à ce spectre physique ?

Le concept de brisure spontanée de symétrie et du mécanisme de Higgs

En 1964, un nouveau mécanisme fut introduit quasi-simultanément par F. Englert et R. Brout [34], par P. Higgs [49], et par G. Guralnik, C. R. Hagen, et T. Kibble [43] au sein des théories de jauge : une symétrie locale d'une théorie peut être brisée spontanément en rendant massifs ses bosons de jauge par l'introduction d'un champ scalaire (de spin nul), appelé aujourd'hui boson de Higgs.

Le Modèle Standard contient la plus simple réalisation de ce mécanisme : y est ainsi introduit un doublet complexe du groupe de symétrie $SU(2)_L$ et singulet du groupe de symétrie $U(1)_Y$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

où Φ^+ et Φ^0 sont des champs scalaires complexes (4 champs réels).

Le lagrangien associé à la brisure de symétrie et introduit dans le modèle est choisi égal à

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.3)$$

où D_μ dénote la dérivée covariante définie par

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu \quad (1.4)$$

et $V(\Phi)$ est le potentiel scalaire renormalisable défini simplement par

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.5)$$

où λ , contrainte à une valeur positive, est la force de l'interaction propre du Higgs, et μ est son paramètre de masse. Ce dernier au carré est contraint à une valeur négative, de ce fait le potentiel de Higgs possède une infinité de minima non nuls suivant un cercle dans l'espace $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$ défini par

$$|\Phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.6)$$

où v , la valeur moyenne attendue du champ de Higgs dans le vide, est définie par $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$.

Un tel potentiel est représenté sur la figure 1.1.

Les états correspondant à un potentiel minimal sont invariants sous les transformations de $SU(2)$. Une valeur attendue du vide du champ de Higgs doit être fixée, par exemple par

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} . \quad (1.7)$$

Ce choix d'un vide cause la brisure spontanée de la symétrie de jauge électrofaible du lagrangien exprimé en fonction du champ scalaire, traduisant l'excitation élémentaire du vide appelé par la suite scalaire ou boson de Higgs. Le terme cinétique de 1.6 va introduire les termes de masses pour les bosons vecteurs.

Les champs physiques massifs correspondant aux bosons W_μ^i et B_μ sont des combinaisons linéaires de ceux-ci. Il s'agit des bosons vecteurs chargés W^\pm (W_μ^\pm) définis par

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} , \quad (1.8)$$

et des bosons vecteurs neutres γ (A_μ) et Z^0 (Z_μ) définis de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} , \quad (1.9)$$

où l'angle de mélange θ_W entre W_μ^3 et B_μ est appelé angle de Weinberg.

Les constantes de couplage des deux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont interdépendantes, relation issue de la condition de masse nulle du photon :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e , \quad \tan \theta_W = g'/g . \quad (1.10)$$

L'interaction des bosons W^\pm et Z^0 avec le champ de Higgs se déduit directement de ce terme cinétique, avec les masses données par les relations :

$$m_{W^\pm} = \frac{gv}{2} , \quad m_{Z^0} = \frac{m_{W^\pm}}{\cos \theta_W} , \quad m_\gamma = 0 . \quad (1.11)$$

La génération des masses des fermions, sauf le neutrino, nécessite l'introduction de termes supplémentaires dans le lagrangien, des couplages à la Yukawa. À nouveau ce type de termes introduit également l'interaction fermion-scalaire de Higgs.

L'expression du lagrangien en terme des champs physiques respecte l'invariance de jauge du groupe $U(1)_{em}$ traduisant la conservation de la charge électrique.

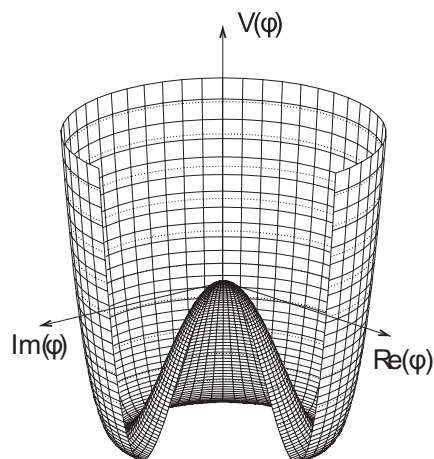


FIG. 1.1 – Forme typique du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ (d'équation 1.5) en fonction des parties imaginaire et réelle du champ Φ et lorsque $\mu^2 < 0$.

Notes sur la Théorie de la Chromodynamique Quantique

Une première propriété importante de la Théorie de la Chromodynamique Quantique QCD est celle du confinement des quarks. Aucun quark libre n'a jamais été observé expérimentalement ; les quarks apparaissent par paires (sous la forme des mésons tels que les pions et les kaons) ou par triplets (sous la forme des baryons tels que les protons et les neutrons). Ainsi, les effets du confinement doivent être inclus dans toute tentative de calcul des interactions entre quarks, entre gluons ou entre un quark et un gluon.

Une seconde propriété importante de la théorie est la liberté asymptotique par laquelle l'interaction entre deux quarks devient arbitrairement faible lorsque la distance entre les quarks tend asymptotiquement vers zéro. Les quarks sont alors traités, à travers une méthode perturbative pQCD (pour perturbative QCD), comme des particules pratiquement libres dont les interactions sont de petites perturbations à leur hamiltonien, ceci dans le but de décrire les interactions entre les quarks formant un hadron (un méson ou baryon). Parmi les vérifications expérimentales quantitatives de la théorie figurent :

- la détermination, par de nombreuses expériences, de l'allure de la constante de couplage de l'interaction forte α_S en fonction de l'échelle en énergie de la mesure (elle est représentée sur la figure 1.2),
- l'observation de la violation de la loi d'échelle dans les diffusions profondément inélastiques,
- l'étude des processus de production de bosons vecteurs – incluant le processus Drell-Yan * – auprès de collisionneurs,
- l'étude des processus de production de quarks lourds auprès de collisionneurs,
- la mesure des sections efficaces de production de jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon au sein de collisionneurs,

*Le processus physique Drell-Yan, qui peut advenir lors d'une collision inélastique entre deux hadrons, correspond à l'annihilation d'une paire quark-antiquark, chacun de ceux-ci contenu initialement dans un des hadrons, en même temps que l'émission d'un photon virtuel, ou d'un boson W^\pm ou Z^0 , suivie de sa matérialisation sous la forme d'une paire lepton-antilepton.

– la caractérisation de la forme des événements de collision au sein des expériences du LEP.
Les vérifications quantitatives du régime non perturbatif de la QCD sont moins nombreuses, les prédictions de ce régime sont plus difficiles à faire.

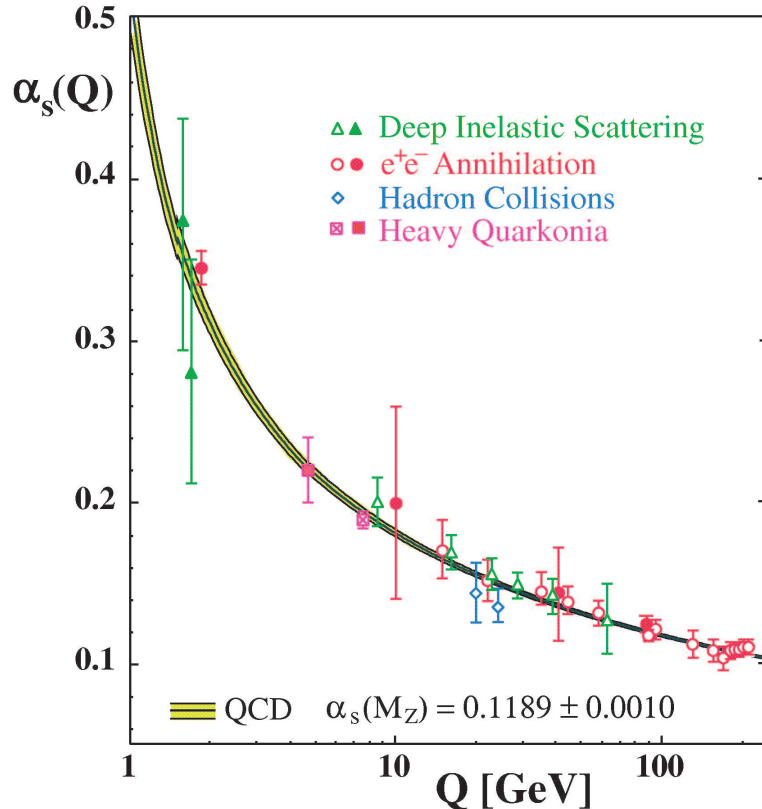


FIG. 1.2 – Valeurs de la constante de couplage de l’interaction forte α_s déterminées au travers de diverses expériences (marqueurs de différentes couleurs et formes) en fonction de l’échelle en énergie de la mesure, comparées à l’allure de la fonction prédite par le modèle perturbatif pQCD [19].

Notes sur la Théorie Quantique Électrofaible

Parmi les grandes prédictions de la Théorie Quantique Électrofaible figure celle de l’interaction par courant neutre. Une telle interaction, entre des neutrinos, fut mise en évidence en 1974 dans la chambre à bulles Gargamelle au CERN [46, 45, 47]. L’observation directe des bosons faibles W^\pm et Z^0 massifs (au contraire des autres messagers d’interaction) fut faite en 1983 au sein des expériences UA1 (pour Underground Area 1) et UA2 auprès du collisionneur proton-antiproton SPS (pour Super Proton Synchrotron) du CERN [10, 14, 11, 13]. Elle constitue la première confirmation expérimentale du phénomène de brisure de symétrie au sein des interactions électrofaibles.

Les prédictions de la Théorie Quantique Électrofaible sont en accord à moins de 0,1 % près avec les résultats d’expériences (notamment de celles auprès d’accélérateurs de particules). Plusieurs mesures expérimentales de précision de cette théorie sont présentées sur la figure 1.3. Elles sont dues à la combinaison des

résultats des expériences du LEP (pour Large Electron Positron Collider), de celle SLD (pour SLAC Large Detector) auprès du SLC (pour SLAC Linear Collider), et d'autres.

1.1.2 Les défauts du modèle comme théorie du tout

Quelques défauts du Modèle Standard sont énumérés.

Il ne contient pas de description de l'interaction gravitationnelle, dominante à l'échelle astronomique parmi celles connues dans notre Univers.

Incluse dans le modèle par un potentiel scalaire fixé aux valeurs nécessaires, la brisure de symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs est peu évidente du fait de la non-observation expérimentale, jusqu'à présent, du boson de Higgs.

De plus, l'hypothétique mécanisme de Higgs conduit à un problème de « naturalité ». Contrairement aux fermions et aux bosons vecteurs, la masse des bosons scalaires n'est protégée par aucune symétrie. Si m_H est la masse du boson de Higgs, les corrections à m_H^2 dues aux couplages de fermions et de bosons au champ de Higgs (représentées sur la figure 1.4) sont importantes. Celle due au couplage d'un fermion à ce champ prend la forme [60, 63] :

$$\delta m_H^2|_f = \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \left(-\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln \left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f} \right) + o(\Lambda_{UV}^2) \right), \quad (1.12)$$

où

- Λ_{UV} est l'échelle d'énergie de coupure utilisée pour réguler les divergences ultra-violettes qui apparaissent dans le calcul des contributions à une boucle ; elle est sensée correspondre à l'échelle à laquelle une physique nouvelle altère le comportement à haute énergie du modèle,
- λ_f est la force avec laquelle le champ se couple au fermion,
- m_f est la masse du fermion.

Celle due au couplage d'un boson scalaire à ce champ prend la forme [60] :

$$\delta m_H^2|_s = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \left(\Lambda_{UV}^2 - 2m_s^2 \ln \left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_s} \right) + o(\Lambda_{UV}^2) \right). \quad (1.13)$$

Cette dernière correction génère une divergence quadratique en Λ_{UV} de signe opposé à celle générée par un fermion.

La plus forte contribution à la correction globale est due au quark t . Si aucun phénomène de physique nouvelle n'advenait entre l'échelle d'énergie électrofaible et celle de Planck – Λ_P –, alors Λ_{UV} serait de l'ordre de Λ_P et m_H vérifierait, après renormalisation :

$$m_H = m_H^{\text{nuc}} + \mathcal{O} \left(\frac{\Lambda_P}{100} \right), \quad (1.14)$$

ceci tandis que la contrainte d'unitarité impose m_H de l'ordre de l'échelle électrofaible, c'est-à-dire $m_H < 1$ TeV : un ajustement fin, peu élégant et non naturel de m_H^{nuc} sur plus de 15 ordres de grandeur, à tous les

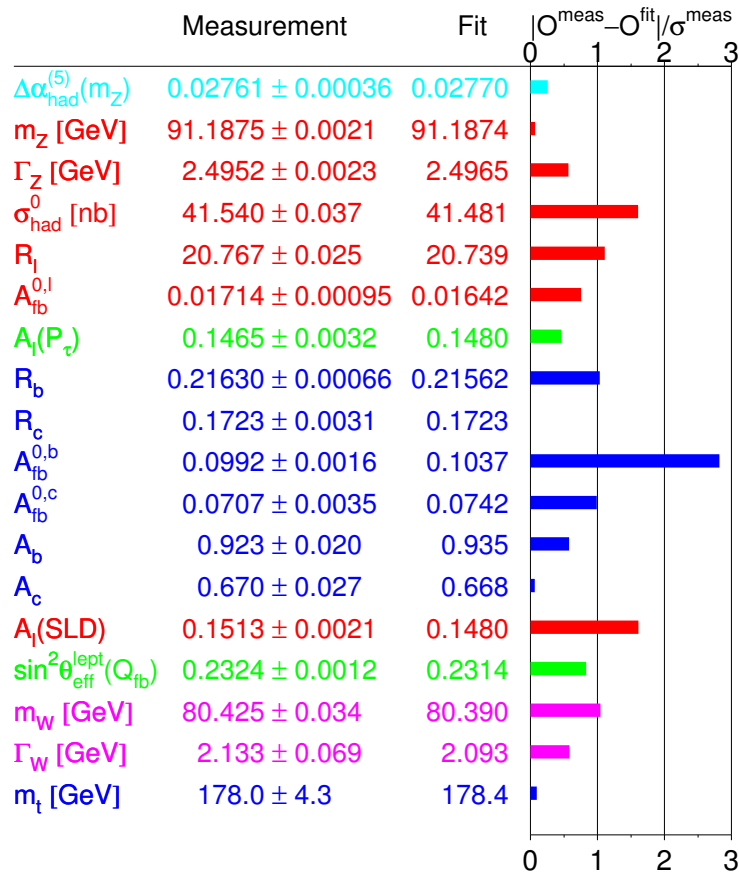


FIG. 1.3 – Valeurs moyennes mesurées expérimentalement – combinant les résultats des expériences du LEP, SLD et autres – (colonne Measurement et variable O^{meas}) comparées à celles théoriques ajustées (colonne Fit et variable O^{fit}) de plusieurs paramètres de la Théorie Quantique Électrofaible [1].

ordres du développement perturbatif, serait requis.

Le modèle contient 19 paramètres ne dérivant pas de principes premiers (3 constantes de couplage de jauge g_s , g et g' du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, 2 paramètres $-\mu^2$ et λ – déterminant la masse et les interactions propres du boson de Higgs, 9 paramètres des masses des quarks et des leptons chargés, 3 angles et 1 phase définissant la matrice de mélange des quarks, et enfin 1 phase θ_{QCD} caractérisant l'état du vide QCD).

De nouveaux paramètres doivent y être introduits pour décrire les masses des neutrinos.

Il n'explique pas le nombre 3 de générations de fermions observés expérimentalement.

Il n'explique pas les nombres quantiques (tels que la charge, l'isospin, l'hypercharge, la couleur).

Il n'explique pas le spectre de masses des particules observées expérimentalement, du neutrino électronique jusqu'au quark top en valeurs de masses croissantes.

Il n'explique pas la propriété observée expérimentalement du confinement des quarks au sein de hadrons : les quarks à l'état libre ne se propagent pas hors des hadrons dont ils sont les constituants.

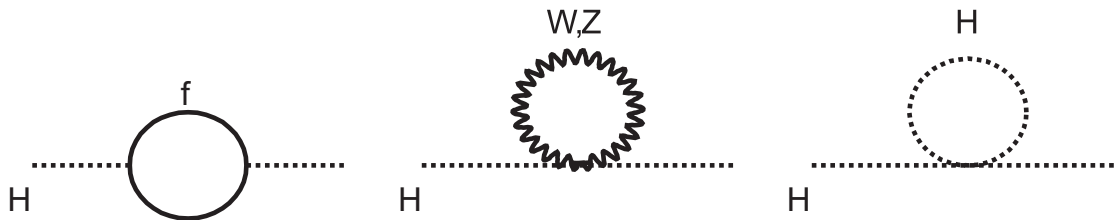


FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman des corrections quantiques à une boucle contribuant à l'évolution de la masse d'un boson de Higgs avec l'échelle d'énergie.

1.2 La théorie de la Supersymétrie

La structure algébrique de la Supersymétrie à quatre dimensions fut introduite et exploitée au début des années 1970 par Yu. A. Gol'fand et E. P. Likhtman ([41], en 1971), D. V. Volkov et V. P. Akulov ([75], en 1973), et J. Wess et B. Zumino ([76], en 1974). D'une évidence mathématique certaine, elle était alors inappropriée pour servir la description de notre monde physique. Elle fut initialement employée, dans le domaine de la physique des particules élémentaires, au sein de la Théorie des Cordes balbutiante dans laquelle toutes les particules observables sont les modes excités de cordes élémentaires.

Un premier prolongement supersymétrique minimal du Modèle Standard fut proposé en 1981 par H. Georgi et S. Dimopoulos afin notamment de résoudre le problème de « naturalité ». Il aboutit au Modèle

Standard Supersymétrique Minimal MSSM (pour Minimal Supersymmetric Standard Model)) [32].

L'intérêt porté par les physiciens sur la Supersymétrie en tant qu'outil de description de notre monde physique réside essentiellement en les capacités de cette théorie à :

- rendre compte des propriétés vérifiées du Modèle Standard,
- résoudre le problème de « naturalité » (point développé plus bas),
- unifier les constantes de couplage de jauge (point développé plus bas),
- expliquer l'asymétrie baryonique de notre Univers.

Résoudre le problème de « naturalité ». Dans un modèle supersymétrique, à chaque fermion massif f (présent également dans le Modèle Standard) sont associés deux bosons scalaires partenaires supersymétriques $\tilde{f}_{L,R}$ de force de couplage $\lambda_{\tilde{f}_{L,R}} = |\lambda_f|^2$. Lorsque les corrections quantiques à une boucle à m_H^2 dues aux couplages au champ de Higgs du fermion et des deux bosons sont groupées (les diagrammes de Feynman de telles corrections induites par un fermion f et par son partenaire supersymétrique \tilde{f} sont représentés sur le schéma 1.5 ; les signes des termes des corrections pour les fermions et les bosons sont opposés.), les termes de divergence quadratique s'annulent (comme il peut l'être déduit de la comparaison des expressions 1.12 et 1.13). Si la Supersymétrie est préservée (c'est-à-dire si elle n'est pas brisée), l'annulation se généralise à tous les ordres. Toutefois, du fait de sa non mise en évidence expérimentale jusqu'à ce jour, la Supersymétrie devrait être brisée dans le cas où la Nature suivrait ses lois. Une échelle d'énergie de la brisure Λ_{SUSY} peut être définie par

$$\Lambda_{\text{SUSY}} \equiv \sum_{\text{bosons}} m^2 - \sum_{\text{fermions}} m^2 . \quad (1.15)$$

Dans ce cas, la somme $\delta m_H^2|_{\text{tot}}$ des corrections à m_H^2 s'exprime :

$$\delta m_H^2|_{\text{tot}} \sim \lambda^2 \Lambda_{\text{SUSY}} . \quad (1.16)$$

Si le choix $\Lambda_{\text{SUSY}} \lesssim 1 \text{ TeV}^2/c^4$ est fait (c'est-à-dire si le choix de masses des particules supersymétriques partenaires des particules du Modèle Standard proches de celles de ces dernières est fait) alors, avec $\lambda \sim 10^{-1}$, $\delta m_H^2|_{\text{tot}} \sim 100 \text{ GeV}^2/c^4$.

Unifier les constantes de couplage de jauge. Un modèle supersymétrique peut être contenu dans une Théorie plus large de Grande Unification GUT (pour Grand Unified Theory) reposant sur l'hypothèse qu'à partir d'une certaine échelle d'énergie Λ_{GUT} , les interactions forte, faible et électromagnétique s'unifient en une seule interaction associée à un unique groupe de jauge. Cela implique que les constantes de couplage :

$$\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{g'^2}{4\pi} , \quad (1.17)$$

$$\alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi} , \quad (1.18)$$

$$\alpha_3 = \frac{g_S^2}{4\pi} , \quad (1.19)$$

où g' , g et g_S sont respectivement les constantes de couplage associées aux groupes $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$, tendent vers une valeur unique α_{GUT} obtenue à l'échelle Λ_{GUT} .

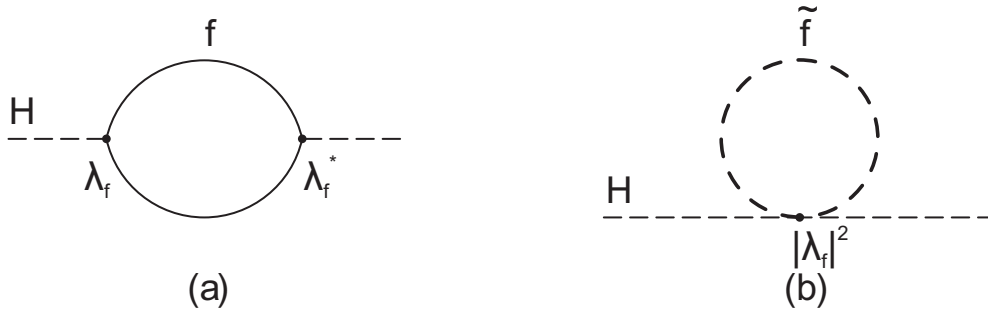


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman des corrections quantiques à une boucle contribuant à l'évolution de la masse d'un boson de Higgs avec l'échelle d'énergie et induites par un fermion f (a) et par son partenaire supersymétrique \tilde{f} (b)

L'évolution des constantes α_i ($i = 1, 2, 3$) d'une échelle d'énergie μ à une autre échelle d'énergie Q peut être extraite des équations du groupe de renormalisation menant à :

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i^2}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad (1.20)$$

avec

$$\tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad t = \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \quad (1.21)$$

Les valeurs des coefficients b_i dans le Modèle Standard ne conduisent pas à la convergence des constantes α_i vers un point unique (leur évolution est montrée sur la partie gauche de la figure 1.6) tandis que les valeurs de ces coefficients dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM, qui diffèrent des précédentes à partir d'une échelle d'énergie Λ_{SUSY} , conduisent à une telle convergence (l'évolution des constantes α_i est alors montrée sur la partie droite de la figure 1.6).

L'ajustement des échelles d'énergie Λ_{SUSY} et Λ_{GUT} pour la meilleure convergence possible des constantes α_i résulte en les valeurs suivantes [51] :

$$\Lambda_{\text{SUSY}} = 10^{3,4 \pm 0,9 \pm 0,4} \text{ GeV}, \quad (1.22)$$

$$\Lambda_{\text{GUT}} = 10^{15,8 \pm 0,3 \pm 0,1} \text{ GeV}, \quad (1.23)$$

$$\alpha_{\text{GUT}} = 26,3 \pm 1,9 \pm 1,0. \quad (1.24)$$

Le fait que la Nature suive les lois de la Supersymétrie n'a pas été établi expérimentalement. La Supersymétrie, telle qu'introduite ici, n'est pas une symétrie exacte de la Nature ; dans le cas contraire les partenaires supersymétriques des particules dont l'existence est connue auraient déjà été observés expérimentalement.

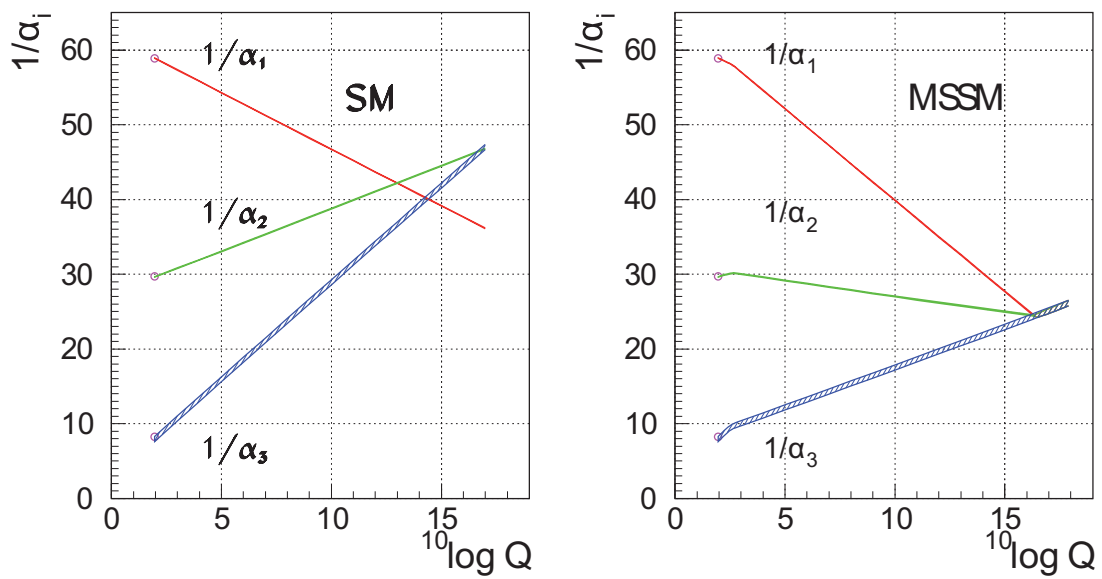


FIG. 1.6 – Évolution avec l'énergie Q des inverses des trois constantes de couplage dans le cadre du Modèle Standard (à gauche) et de son extension supersymétrique minimale (à droite). Dans le seul cas supersymétrique l'unification à une échelle d'énergie Λ_{GUT} est obtenue ; le changement de la pente des courbes est causé par l'apparition des contributions supersymétriques à partir de l'échelle d'énergie Λ_{SUSY} .

1.2.1 Principes

La Supersymétrie est une symétrie de l'espace et du temps qui relie les champs fermioniques (associés aux particules de matière) à ceux bosoniques (associés aux vecteurs d'interaction) de la façon suivante :

$$Q|boson\rangle = |fermion\rangle \quad , \quad Q|fermion\rangle = |boson\rangle .$$

où Q , le générateur de transformations supersymétriques, est un opérateur fermionique qui modifie le spin des états par pas de $\frac{\hbar}{2}$.

La plus simple extension supersymétrique de l'algèbre de Poincaré se définit par les relations d'anticommutation et de commutation suivantes :

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \quad , \quad (1.25)$$

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0 \quad , \quad (1.26)$$

où $P_\mu = -i\partial_\mu$ sont les générateurs des translations d'espace-temps (regroupés en un quadrivecteur impulsion-énergie), les matrices σ^μ sont définies à partir des matrices de Pauli – $\sigma^\mu = (1, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$ –, et α et β sont des indices de spineur.

Des superchamps, consistant en des collections de champs dont les spins diffèrent de $\frac{\hbar}{2}$, prenant support dans un superspace, sont employés.

Le superspace est une extension de l'espace-temps ordinaire auquel on ajoute deux nouvelles coordonnées θ_α et $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$. Ce sont des variables de Grassmann qui anticommulent :

$$\{\theta_\alpha, \theta_\beta\} = \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = \{\theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad . \quad (1.27)$$

Toute transformation supersymétrique est interprétée comme une translation le long de ces coordonnées. Elle s'applique sur un superchamp qui dépend de θ_α et $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$.

Chaque superchamp doit contenir un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques ([58] contient une démonstration de cette assertion).

Au sein de la théorie supersymétrique, les superchamps chiraux (ou de matière) contiennent deux états physiques (ϕ, ψ) , où ψ est un spineur de Weyl de chiralité gauche et ϕ , son partenaire supersymétrique bosonique, est un champ scalaire complexe ; ces superchamps décrivent les fermions de spin $\frac{\hbar}{2}$ et les bosons de spin 0, c'est-à-dire : les fermions du Modèle Standard ainsi que leurs partenaires supersymétriques et le(s) boson(s) de Higgs. Un superchamp chiral $\Phi(y, \theta, \bar{\theta})$ vérifie, en un point de coordonnée $y = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$ dans le superspace :

$$\Phi(y, \theta, \bar{\theta}) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y) \quad , \quad (1.28)$$

où $\phi(y)$, $\psi(y)$ et $F(y)$ sont les champs composant le superchamp. $F(y)$ est un champ scalaire complexe auxiliaire sans signification physique ; sa présence est nécessaire pour fermer l'algèbre supersymétrique : il amène à égalité les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques.

Le membre de droite de l'équation 1.28 peut être développé en série de Taylor sur θ et $\bar{\theta}$. Alors [68],

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= \phi(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\phi(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\square\phi(x) \\ &+ \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} \\ &+ \theta\theta F(x) . \end{aligned} \quad (1.29)$$

Sont également considérés au sein de la théorie les superchamps vecteurs (ou de jauge). Ils contiennent également deux états physiques, (λ, A_μ) , où A_μ est un champ vectoriel et λ , son partenaire supersymétrique, est un spineur de Majorana ; ils décrivent les bosons de jauge du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques. Un superchamp vecteur $V(x, \theta, \bar{\theta})$ vérifie :

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) , \quad (1.30)$$

où $A_\mu(x)$, $\lambda(x)$ et $D(x)$ sont les champs composant le superchamp. $D(x)$ est un champ scalaire réel auxiliaire sans signification physique ; sa présence est nécessaire pour clore l'algèbre supersymétrique.

Les modèles supersymétriques tenant compte de la gravité contiennent un superchamp additionnel qui décrit la particule graviton et son partenaire supersymétrique, le gravitino, de spins respectivement $2\hbar$ et $\frac{3\hbar}{2}$.

1.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model)

Le plus simple modèle supersymétrique – celui comportant le plus faible nombre de particules supersymétriques – cohérent avec le Modèle Standard est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). Il est basé sur le même groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ que celui du Modèle Standard.

Son contenu en champs est résumé dans les tableaux 1.1 et 1.2. Les champs de matière composant les fermions des trois générations et les partenaires supersymétriques de ses champs sont regroupés dans des supermultiplets chiraux. Les champs de jauge et leurs partenaires supersymétriques sont regroupés dans des supermultiplets vecteurs.

L'existence de deux supermultiplets chiraux de champs de Higgs est requise. En effet,

- la présence d'un unique partenaire supersymétrique fermionique à un champ scalaire de Higgs est la source d'anomalies triangulaires qui rendent la théorie non renormalisable ; au contraire, lorsque deux supermultiplets de Higgs d'hypercharges $Y = +1/2$ et $Y = -1/2$ sont présents, les contributions aux anomalies créées par les deux partenaires supersymétriques fermioniques s'annulent exactement.
- Du fait de la structure des théories supersymétriques, seul un supermultiplet chiral de Higgs d'hypercharge $Y = +1/2$ peut être couplé, par l'interaction de Yukawa, aux supermultiplets de matière associés aux quarks de charges électriques $\frac{2e}{3}$ (u , c et t), et fournir leur masse à ces derniers. Également, seul un supermultiplet chiral de Higgs d'hypercharge $Y = -1/2$ peut être couplé, par l'interaction de Yukawa, aux supermultiplets de matière associés aux quarks de charges électriques $-\frac{e}{3}$ (d , s et b) et aux leptons chargés, et fournir leur masse à ces particules.

Les interactions et les masses des particules sous le MSSM sont gouvernées par les propriétés de transformation sous le groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et par la forme d'un superpotentiel W associé au modèle. Le lagrangien du modèle s'exprime alors en fonction des trois superchamps vecteurs V_s^α , V^a et V , des cinq superchamps chiraux Φ_i et des deux superchamps de Higgs Φ_{H_1} et Φ_{H_2} . Dans la note [53] est développée son expression complète en terme de ces superchamps.

Dans sa forme la plus générale, le lagrangien du MSSM se décompose en deux parties :

$$\mathcal{L}_{\text{SUSY}} = \mathcal{L}_{\text{cin}} + \mathcal{L}_{\text{int}} . \quad (1.31)$$

Le lagrangien \mathcal{L}_{cin} contient les termes cinétiques des bosons de jauge et des fermions, et de leurs partenaires supersymétriques. Le lagrangien \mathcal{L}_{int} contient les termes d'interaction entre les champs de jauge et de matière, ceux de couplages de Yukawa des champs de matière ainsi que ceux d'interaction entre les champs scalaires et les champs de jauge.

Le superpotentiel W décrit les interactions chirales du MSSM, c'est-à-dire les couplages de Yukawa et les interactions entre les champs scalaires. C'est une fonction polynômiale des superchamps chiraux et scalaires de degré inférieur ou égal à trois (afin que la théorie reste renormalisable). Le superpotentiel le plus général qui respecte l'invariance du groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ s'écrit [58] :

$$\begin{aligned} W = & \bar{u}_i y_u Q_i H_u - \bar{d}_j y_d Q_j H_d - \bar{e}_k y_e L_k H_d + \mu H_u H_d \\ & + \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu^i L_i H_u + \frac{1}{2} \lambda''^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k . \end{aligned} \quad (1.32)$$

Pour des raisons de clarté, l'indice de somme sur les générations a été omis. Les paramètres de couplage de Yukawa y_u , y_d et y_e sont des matrices carrées de dimension 3 et μ est le paramètre associé au potentiel de Higgs.

Les termes de la seconde ligne de l'équation 1.32 sont interdits dans le Modèle Standard, mais autorisés dans le cadre de la Supersymétrie. Les trois premiers, qui contiennent λ^{ijk} , λ'^{ijk} et μ^i , violent explicitement la conservation du nombre leptonique, tandis que le quatrième, qui contient λ''^{ijk} , viole la conservation du nombre baryonique. Pour ne pas être en contradiction avec les observations, les valeurs de ces paramètres doivent rester faibles ; elles sont contraintes notamment par les mesures expérimentales du temps de vie du proton [25, 72].

Faire l'hypothèse de l'existence d'une symétrie discrète, la R -parité, interdisant ces couplages, permet de s'affranchir de ces termes. La quantité alors conservée R_p est définie par :

$$R_p = (-1)^{L+3B+2s} , \quad (1.33)$$

où B , L et s sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin de la particule.

Ainsi les particules du Modèle Standard sont associées à $R_p = +1$ tandis que leurs partenaires supersymétriques sont associés à $R_p = -1$. Sous l'hypothèse de la R -parité conservée, une interaction ne devient possible que si le produit des R_p des particules impliquées est positif ; de ceci découlent deux conséquences phénoménologiques notables :

- les particules supersymétriques sont produites par paires, hormis celles issues de la désintégration d'une particule supersymétrique.
- La particule supersymétrique la plus légère LSP (pour Lightest Supersymmetric Particle) est stable ; elle n'interagit pas ou que très faiblement avec la matière.

Le mécanisme de la Brisure de Supersymétrie

Pour que la Nature suive ses lois, la Supersymétrie doit être une symétrie brisée *spontanément* (c'est-à-dire l'état fondamental ne respecte plus la symétrie initiale) à une échelle basse d'énergie, et une symétrie respectée à une échelle plus élevée d'énergie ; le lagrangien effectif résultant à basse énergie n'est alors plus supersymétrique.

Dans le cadre du seul MSSM, il n'est pas possible de briser la Supersymétrie. Ceci est dû au fait qu'aucun des champs du modèle ne peut développer une valeur attendue dans le vide non nulle sans violer l'invariance de jauge. On la brise alors « à la main » en ajoutant au lagrangien $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ les termes de brisure possibles et consistants avec l'invariance de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, tout en veillant à ne pas générer de divergences quadratiques qui réintroduiraient le problème de hiérarchie. Cette procédure est appelée *brisure douce*.

Le lagrangien du modèle s'écrit alors

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{breaking}} \quad . \quad (1.34)$$

Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{breaking}}$, qui contient les termes de brisure douce, s'exprime [58] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{breaking}} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + c.c.) \\ & -(\tilde{u}a_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}a_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}a_e\tilde{L}H_d + c.c.) \\ & -\tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}m_u^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d}m_d^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e}m_e^2 \tilde{e}^\dagger \\ & -m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (bH_u H_d + c.c.) \quad , \end{aligned} \quad (1.35)$$

où M_1 , M_2 et M_3 sont respectivement les masses des champs \tilde{B} , \tilde{W} et \tilde{g} . Les couplages trilineaires a_u , a_d et a_e sont des matrices carrées de dimension 3 dans l'espace des générations, tout comme les termes de masse m_Q^2 , m_L^2 , m_u^2 , m_d^2 et m_e^2 . La dernière ligne de la relation 1.35 contient les termes de masse $m_{H_d}^2$, $m_{H_u}^2$ et b des doublets de Higgs.

L'introduction du lagrangien $\mathcal{L}_{\text{breaking}}$ ajoute 105 nouveaux paramètres libres (masses, phases et angles de mélange) à la théorie, restreignant très fortement son caractère prédictif.

Les différents modèles servant à la description d'un mécanisme de brisure de Supersymétrie imposent généralement des contraintes fortes sur l'apparition des termes de brisure douce. Pour la plupart d'entre eux il est supposé que la brisure spontanée de Supersymétrie advient via l'échange de champs messagers entre un secteur visible (contenant les champs habituels du MSSM) et un secteur caché (contenant les champs responsables de la brisure) de la théorie, résultant au terme $\mathcal{L}_{\text{breaking}}$. À cette symétrie brisée est associée l'existence d'un fermion de Weyl sans masse, le goldstino, qui est la composante fermionique du supermultiplet dont le champ auxiliaire obtient une valeur attendue dans le vide non nulle.

Si la gravité est considérée en son sein, la Supersymétrie est une symétrie locale appelée Supergravité. Dans ce cas, à un graviton de spin $2\hbar$ est associé un partenaire supersymétrique fermionique de spin $\frac{3\hbar}{2}$ appelé gravitino. Ce dernier peut être considéré comme le champ de « jauge » des transformations supersymétriques locales. Tant que la Supersymétrie est conservée, le graviton et le gravitino sont sans masse, chacun avec deux états d'hélicité. Lorsqu'elle est brisée spontanément par le mécanisme de super-Higgs, similaire au mécanisme de Higgs pour les théories de jauge, le gravitino acquiert une masse en absorbant le goldstino, qui devient ses composantes longitudinales.

superchamp	supermultiplet	spin 0	spin $\frac{\hbar}{2}$	$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
Φ_i	Q	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	$(3, 2, 1/6)$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, -2/3)$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, 1/3)$
	L	$(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$	(ν, e_L)	$(1, 2, -1/2)$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(1, 1, 1)$
Φ_{H_u}	H_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, 1/2)$
Φ_{H_d}	H_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, -1/2)$

TAB. 1.1 – Liste des superchamps chiraux dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Les quarks et leptons ainsi que leurs partenaires supersymétriques se répartissent en trois générations ; seuls ceux de la première sont indiqués.

superchamp	supermultiplet	spin $\frac{\hbar}{2}$	spin \hbar	$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
V_s^α	G	\tilde{g}^α	g^α	$(8, 1, 0)$
V^a	W	\tilde{W}^a	W^a	$(1, 3, 0)$
V	B	\tilde{B}	B	$(1, 1, 0)$

TAB. 1.2 – Liste des superchamps vecteurs dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. α indexe les champs liés aux huit générateurs de $SU(3)_c$, a indexe les champs liés aux trois générateurs de $SU(2)_L$.

Modèles SUGRA de brisure de Supersymétrie engendrée par l'interaction gravitationnelle

Les termes de brisure douce de Supersymétrie au sein d'un modèle SUGRA (Supergravity) sont générés à l'échelle de Planck, et la médiation est réalisée par le biais de l'interaction gravitationnelle. L'échelle de la brisure doit être contenue dans l'intervalle $[0, 1 \text{ TeV}, 1 \text{ TeV}]$ pour que les particules supersymétriques qui s'y manifestent offrent une solution au problème de « naturalité ».

Dans le modèle minimal mSUGRA, les hypothèses sont faites, à une échelle de Grande Unification, de l'unification des constantes de couplage de jauge, de celle des masses des partenaires supersymétriques des bosons de jauge, de celle des masses des scalaires et de celle des couplages trilineaires. Ces quantités divergent lorsqu'elles sont propagées à une échelle d'énergie basse à l'aide des équations du groupe de renormalisation.

Les 5 paramètres libres du modèle sont alors :

- une masse commune m_0 des particules scalaires (les partenaires supersymétriques des quarks et leptons, les bosons de Higgs) à une échelle de Grande Unification,
- une masse commune $m_{1/2}$ des partenaires supersymétriques des bosons de jauge à cette échelle de Grande Unification,
- une valeur commune A_0 des constantes de couplages trilineaires à cette échelle de Grande Unification,
- le rapport $\tan\beta$ des valeurs attendues dans le vide des champs de Higgs couplés aux fermions à $T_3 = 1/2$ et ceux à $T_3 = -1/2$,

- le signe du terme μ de mélange de masse du potentiel de Higgs.

Les masses et constantes de couplage des particules supersymétriques et des bosons de Higgs ainsi que leurs désintégrations sont déterminées en termes de ces cinq paramètres.

Le modèle CMSSM (Constrained MSSM) se distingue de mSUGRA par :

- une masse commune m_0 à une échelle de Grande Unification ne concernant que les partenaires supersymétriques des quarks et leptons, pas les bosons de Higgs,
- une valeur du terme μ laissée libre,
- une masse m_A du boson de Higgs CP-impair laissée libre.

Modèles GMSB de brisure de Supersymétrie engendrée par des interactions de jauge

Dans les modèles GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking), contrairement à ceux SUGRA, la brisure n'est pas générée à l'échelle de l'énergie de Planck mais à une échelle d'énergie très inférieure. Elle est transmise par de nouveaux supermultiplets chiraux messagers couplant à la fois au secteur caché et, de manière indirecte, aux particules du MSSM, ceci par l'intermédiaire des interactions de jauge du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'interaction gravitationnelle entre la source de brisure de supersymétrie et le MSSM est toujours présente, mais elle est suffisamment faible devant les interactions de jauge ordinaires pour que sa contribution soit négligée.

D'autres mécanismes de brisure de Supersymétrie ont été proposés ; ils ne sont pas développés ici.

Chapitre 2

Le Grand Collisionneur Hadronique LHC du CERN et le Solénoïde Compact à Muons CMS

2.1 Le Grand Collisionneur Hadronique du CERN

Le Grand Collisionneur Hadronique ou LHC (Large Hadron Collider) du CERN près de Genève en Suisse est un collisionneur de particules dont la mise en service aura lieu en 2008. Il accélèrera et fera se rencontrer (en différentes périodes d'exploitation) : des protons à une énergie dans le système du centre de masse p - p de 14 TeV pour une luminosité instantanée atteignant $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, des ions lourds, notamment ceux de plomb à une énergie dans le système du centre de masse Pb - Pb de 5,5 TeV pour une luminosité instantanée atteignant $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et éventuellement des ions plus légers.

Deux tubes confinés à l'intérieur d'aimants supraconducteurs refroidis à l'hélium liquide et dans chacun desquels circulera un faisceau de particules chargées sont contenus dans un tunnel de 27 km de circonférence situé entre 50 et 175 m de profondeur à la frontière franco-suisse. Ce tunnel accueille initialement le Grand Collisionneur Électron Positron ou LEP (Large Electron Positron Collider) qui, opérationnel de 1989 à 2000 à des énergies de collision dans le système du centre de masse e^+e^- allant de 90 à 206 GeV, produit de grandes quantités de bosons Z^0 et W^\pm , permit d'en mesurer précisément les propriétés et de comparer ces dernières aux prédictions du Modèle Standard.

Le long du tunnel, en quatre régions d'intersection, des paquets de protons au nombre nominal de l'ordre de 10^{11} (ceux d'ions lourds de plomb au nombre nominal de l'ordre de 10^8) se croiseront toutes les 25 ns (100 ns). Plusieurs protons d'un paquet subiront avec ceux du paquet rencontré une collision inélastique et produiront peut-être de nouvelles particules non encore observées expérimentalement.

Six détecteurs de particules sont logés dans des cavernes souterraines creusées aux points d'intersection des deux faisceaux. Deux d'entre eux – ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) et CMS (Compact Muon Solenoid) – sont des détecteurs généralistes, les quatre autres – LHCb (LHC-beauty), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation), et LHCf (LHC-forward) – sont plus spécialisés.

Le programme de physique du LHC, établi lors de la conception du projet, peut être résumé par les 5

thèmes principaux suivants (avec le(s) nom(s) du(/des) détecteur(s) le(s) mieux adapté(s) à l'étude de chacun d'eux) :

- investiguer la brisure de symétrie électrofaible du Modèle Standard, éventuellement à travers la détection d'un ou de plusieurs boson(s) de Higgs (ATLAS, CMS),
- chercher à observer des phénomènes de symétrie jamais observée auparavant tels que des manifestations de la Supersymétrie, de la Théorie des Dimensions Supplémentaires, de la Technicouleur, d'une théorie des fermions non ponctuels ou d'une autre théorie peut-être non encore suggérée (ATLAS, CMS),
- mener des investigations détaillées sur la physique du Modèle Standard, spécialement celles du quark *top* et de la chromodynamique quantique dans un environnement multi-jets (ATLAS, CMS),
- mesurer les paramètres de la violation de la symétrie *CP* dans les désintégrations de hadrons *beaux* – dont l'un des quarks de valence est de saveur *b* – (LHCb),
- étudier la matière subissant l'interaction forte à densités extrêmes d'énergie pour laquelle la formation d'un état de la matière dénommé plasma de quark et de gluon pourrait être observé pour la première fois (ALICE).

L'expérience TOTEM mesurera la section efficace totale de collision inélastique *p-p* aux énergies du LHC. l'expérience LHCf est dédiée à la compréhension des phénomènes de rayons cosmiques à hautes énergies.

Le taux de production *R* d'événements d'un certain processus physique, au sein d'un collisionneur de particules, est donné par

$$R = \mathcal{L} \sigma \text{ ,}$$

où σ est la section efficace du processus physique et \mathcal{L} est la luminosité instantanée. Les courbes des sections efficaces et des taux de production attendus pour différents processus physiques du Modèle Standard en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse *p-p̄* au Tevatron et *p-p* au LHC à une luminosité instantanée $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sont représentées sur la figure 2.1.

La luminosité instantanée \mathcal{L} de la machine peut être exprimée comme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \text{ ,} \tag{2.1}$$

où N_b est le nombre de particules par paquet, n_b est le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution des paquets, γ_r est le facteur relativiste des particules, ϵ_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau, β^* est la fonction betatron au point de collision et F est un facteur géométrique de réduction de la luminosité dû à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction :

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}} \text{ ,} \tag{2.2}$$

où θ_c est l'angle de croisement, σ_z est la dispersion longitudinale des paquets et σ^* est la dispersion transverse du faisceau au point d'interaction. Atteindre la luminosité instantanée nominale du LHC (valeur de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour un fonctionnement en luminosité maximale et pour des collisions entre protons) requiert une faible section transverse des faisceaux, une grande fréquence des collisions, un grand nombre de

particules dans chacun des paquets. Durant ses trois premières années de fonctionnement, le LHC opérerait à une luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour un fonctionnement en « basse luminosité ».

Du fait du grand nombre nominal de protons dans un paquet (de l'ordre de 10^{11}) le nombre moyen de collisions p - p inélastiques par croisement de paquets est également grand, approximativement 20 à la luminosité nominale. Rares parmi ces collisions seront les événements intéressants. Un moyen de maximiser leur taux de production est de fonctionner à une grande fréquence de collision. La fréquence nominale de croisement des paquets de protons est de 40 MHz (un croisement a lieu chaque 25 ns) et par sa grande valeur impose des temps de réponse des détecteurs du LHC courts.

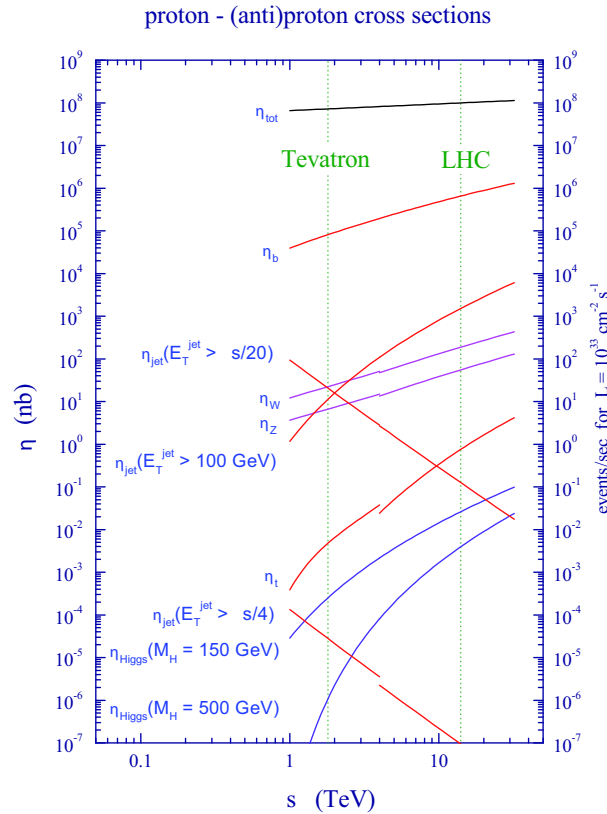


FIG. 2.1 – Sections efficaces et taux de production attendus pour différents processus physiques du Modèle Standard en fonction de l'énergie \sqrt{s} dans le système du centre de masse p - \bar{p} au Tevatron et p - p au LHC à une luminosité instantanée de collision $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les discontinuités dans certaines courbes séparent la partie associée aux collisions p - \bar{p} ($\sqrt{s} < 4 \text{ TeV}$) de celle associée aux collisions p - p ($\sqrt{s} > 4 \text{ TeV}$) [24].

Le LHC et la chaîne d'accélérateurs – dont le plus ancien fut construit dans les années 1950 – sont schématisés sur la figure 2.2. Avant d'être injectés dans l'accélérateur principal, les protons sont préparés au sein d'une série de systèmes qui accélèrent graduellement leur énergie. Le premier d'entre eux est l'accélérateur linéaire Linac 2 accélérant des protons à une énergie de 50 MeV avant de les envoyer au Proton Synchrotron Booster. Les protons sont ensuite injectés à une énergie de 1,4 GeV dans le Proton Synchrotron (PS) et en sont extraits à une énergie de 25 GeV. Finalement le Super Proton Synchrotron (SPS) accroît leur énergie jusqu'à 450 GeV avant de les délivrer au LHC.

La durée d'une période de remplissage de chacun des deux anneaux du LHC est d'approximativement 4 minutes, celle d'accélération des paquets de protons en leur sein est d'approximativement 20 minutes et celle de vie d'un faisceau est d'approximativement 22 heures.

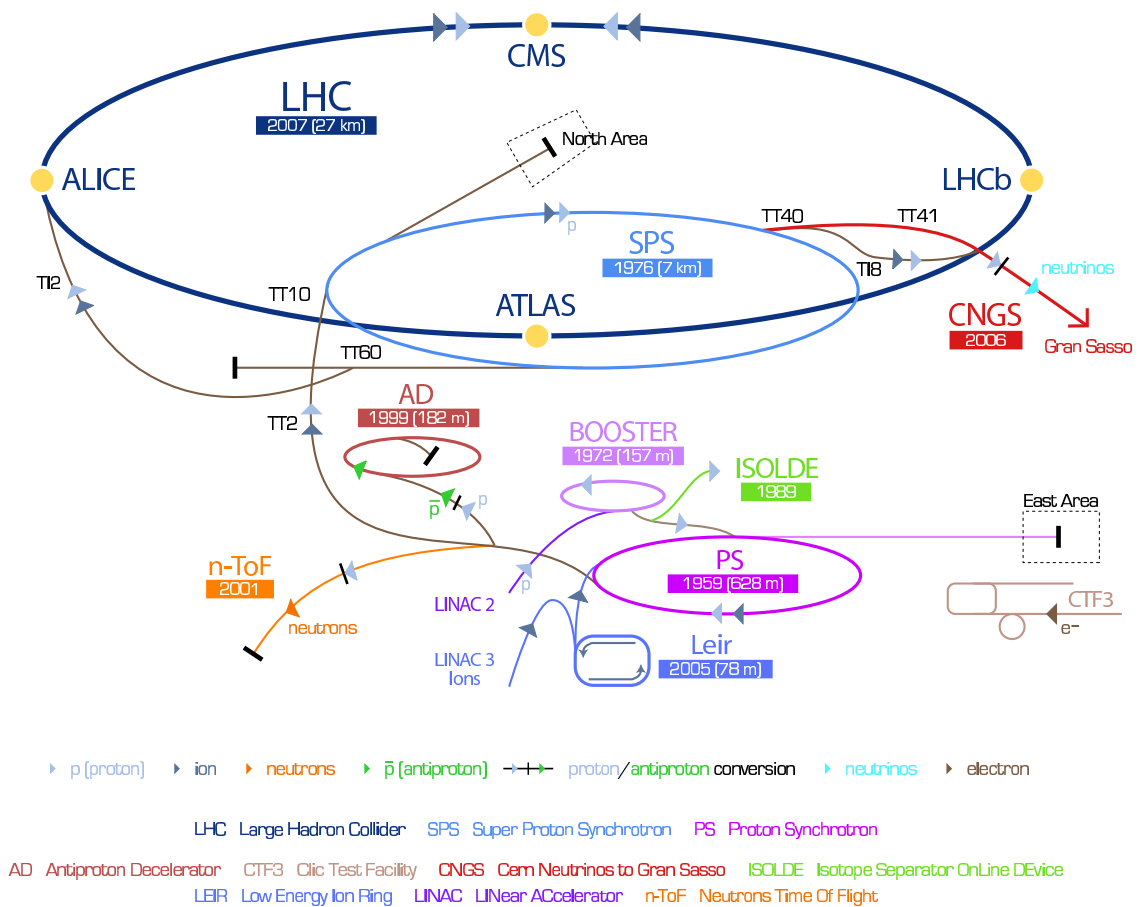


FIG. 2.2 – Vue schématique des accélérateurs du CERN.

Durant la genèse du LHC, concevoir ses dipôles magnétiques et le système cryogénique associé représenta un défi majeur. Au sein d'un collisionneur de protons (ou d'antiprotons) circulaire, l'énergie maximale à laquelle les particules peuvent être accélérées est proportionnelle à la force du champ magnétique dipolaire

courbant leur trajectoire. Au LHC les dipôles magnétiques, d'une longueur de 14,3 m, d'un poids approximatif de 35 t et dont la section de coupe est représentée sur la figure 2.3 sont supraconducteurs – ils conduisent le courant électrique sans résistance – et permettent d'atteindre un champ fort d'approximativement 8,4 T sur leur longueur. Ils font usage de cables de niobium-titane (NbTi) qui deviennent supraconducteurs à une température inférieure à 10 K ($-263,2^{\circ}\text{C}$) (La machine fonctionnera à une température de 1,9 K ($-271,3^{\circ}\text{C}$) obtenue par le pompage d'hélium superfluide dans les systèmes des dipôles). Un courant électrique d'approximativement 11 700 A traversera ces dipôles afin de créer le champ fort courbant les trajectoires des particules.

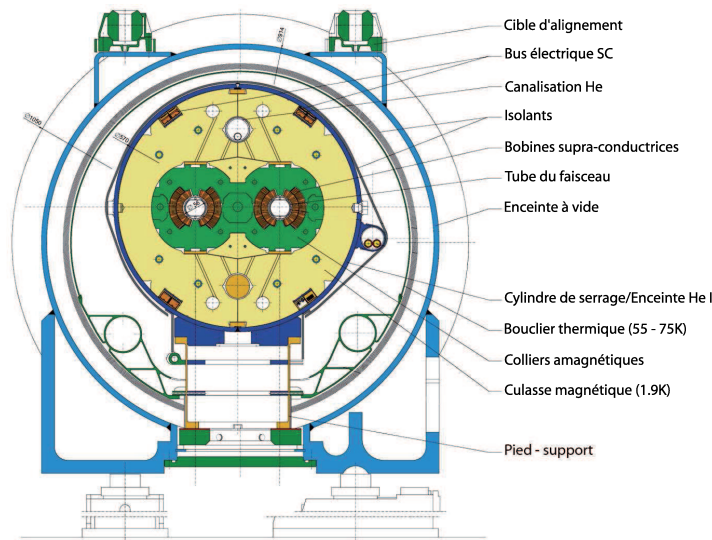


FIG. 2.3 – Vue schématique de la section de coupe d'un dipôle magnétique du LHC.

Pendant son fonctionnement, l'énergie emmagasinée dans les aimants du LHC sera d'environ 10 GJ, celle dans chacun de ses faisceaux sera d'environ 725 MJ. La perte d'une fraction de 10^{-7} de l'énergie d'un faisceau suffirait à faire passer un aimant de l'état initial supraconducteur à l'état conducteur, produisant une brusque montée de résistance à l'intérieur de l'aimant.

2.2 L'Expérience CMS (Solénoïde Compact à Muons)

Les attentes physiques qui guidèrent à la conception du Solénoïde Compact à Muons CMS (Compact Muon Solenoid) sont les suivantes :

- de bonne identification et résolution sur la mesure en impulsion des muons sur un grand intervalle d'impulsion dans la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2,5$ du détecteur, une bonne résolution sur la mesure de la masse invariante de deux muons ($\approx 1\%$ à $100 \text{ GeV}/c^2$), la capacité à déterminer sans ambiguïté la charge des muons d'impulsion inférieure à $1 \text{ TeV}/c$; des qualités motivées en premier lieu par la recherche d'un boson de Higgs (H) du Modèle Standard se désintégrant selon le canal

- $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ où plusieurs des quatre leptons produits sont des muons, et, pour la dernière qualité, par la recherche d'un boson de jauge très massif non inclus dans le Modèle Standard.
- une bonne résolution sur la mesure en énergie des photons et des électrons à partir du calorimètre électromagnétique, de bonnes résolutions sur les mesures des masses invariantes de deux photons et de deux électrons ($\approx 1\%$ à $100 \text{ GeV}/c^2$), une large couverture géométrique ($|\eta| < 2,5$) du calorimètre électromagnétique ; des qualités motivées par la recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard de basse masse – comprise entre 115 et $150 \text{ GeV}/c^2$ – se désintégrant selon le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, également la recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard se désintégrant selon le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ où plusieurs des quatre leptons produits sont des électrons.
 - de bonnes efficacité de reconstruction et résolution en impulsion des particules chargées à partir du trajectographe interne, un déclenchement efficace et une bonne identification « hors ligne » des jets de τ et de mésons *beaux* nécessitant un détecteur silicium à pixels du trajectographe proche de la région d'interaction entre protons,
 - de bonnes résolutions sur les mesures de la masse invariante de deux jets hadroniques et de l'énergie transverse manquante – cette dernière permettant de signer la présence de nouvelles particules n'interagissant que très faiblement avec le détecteur, et également de neutrinos – nécessitant un calorimètre hadronique couvrant un grand angle solide ($|\eta| < 5$) et ayant une granularité latérale de l'ordre de $\Delta\phi \times \Delta\eta < 0,1 \times 0,1$.

Les éléments caractéristiques de CMS sont : un solénoïde supraconducteur à grand champ magnétique, un trajectographe interne tout silicium et un calorimètre électromagnétique homogène composé de cristaux scintillants de tungstate de plomb.

Le détecteur est représenté schématiquement sur les figures 2.4, 2.5 et 2.6.

2.2.1 Le Solénoïde Supraconducteur

Le pouvoir requis de courbure des particules chargées traversant le détecteur, et donc l'intensité du champ magnétique dans lequel il baigne, découlent pour une grande part des attentes en termes de résolution sur la mesure de la masse invariante de deux muons et de capacité à déterminer sans ambiguïté la charge des muons d'impulsion inférieure à $1 \text{ TeV}/c$.

La collaboration CMS fit le choix d'un solénoïde supraconducteur à champ fort – 4 T à l'intérieur du solénoïde englobant le trajectographe et les calorimètres – et donc d'un détecteur compact (tandis que la collaboration d'ATLAS, l'autre expérience généraliste du LHC, optait pour un grand détecteur à champ magnétique modéré). Les caractéristiques principales de l'aimant sont énumérées dans le tableau 2.1.

La température de fonctionnement de l'aimant est de $4,2 \text{ K}$, fournie par un système de refroidissement à l'hélium liquide. Elle permet la circulation d'un fort courant électrique de $19,5 \text{ kA}$ dans la bobine. L'énergie emmagasinée est approximativement égale à $2,7 \text{ GJ}$.

Le flux magnétique de retour est guidé à travers une structure en fer d'épaisseur $1,5 \text{ m}$ divisée en cinq anneaux du tonneau et trois disques pour chacun des bouchons, dans laquelle règne un champ d'approximativement 2 T et instrumentée avec des stations à muons.

Un rapport favorable longueur/rayon du solénoïde est nécessaire afin d'assurer une résolution en impulsion des particules chargées raisonnable dans les régions avant du détecteur.

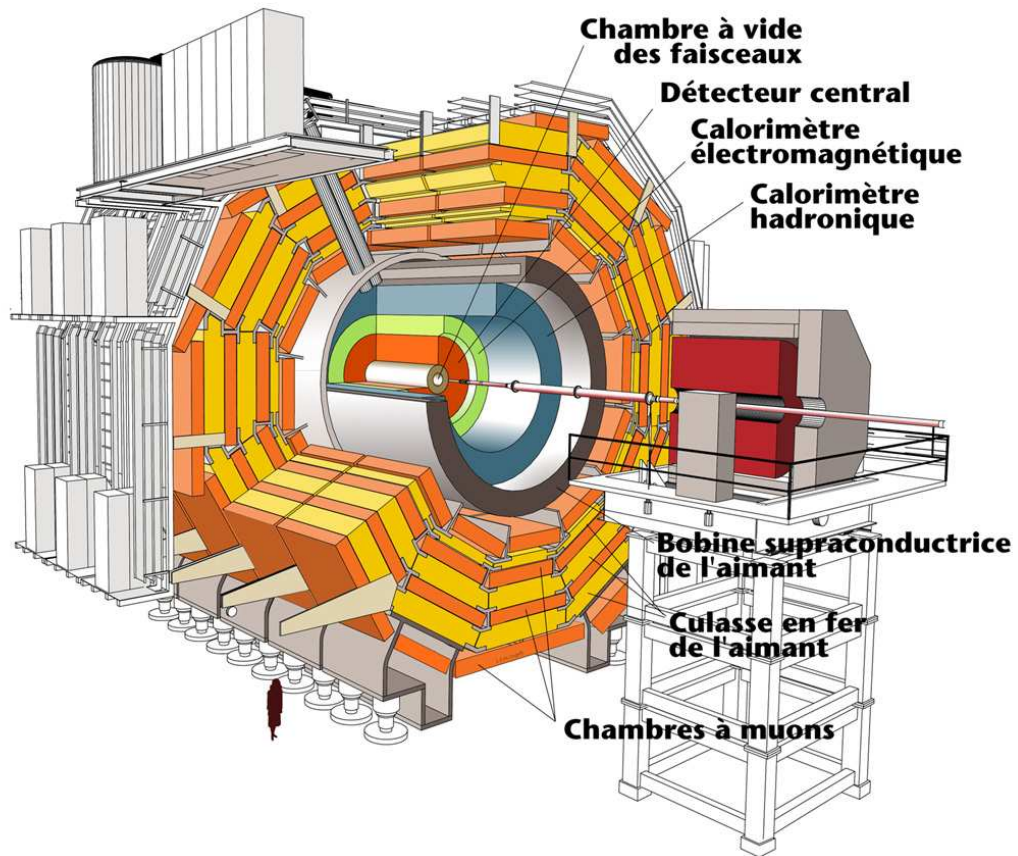


FIG. 2.4 – Représentation éclatée du détecteur CMS ; poids : 12 500 t, longueur : 21,5 m, diamètre : 15 m.

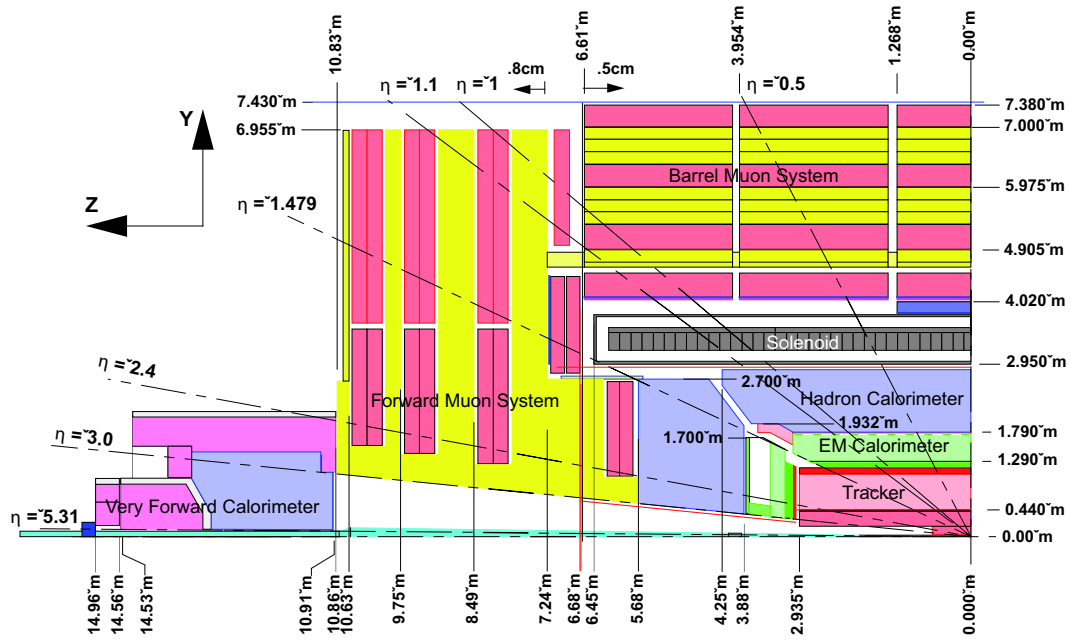


FIG. 2.5 – Vue schématique d’un quart du détecteur CMS longitudinale à la direction des faisceaux de protons du LHC.

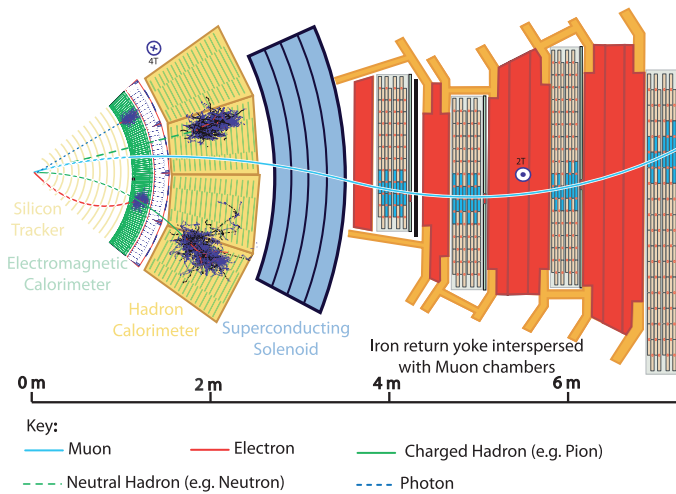


FIG. 2.6 – Schéma d’une partie de tranche du détecteur CMS ; les réponses des sous-détecteurs suivant les natures des particules incidentes sont figurées.

champ intérieur	4 T
diamètre intérieur	5,9 m
longueur	12,9 m
nombre de spires	2 168
courant	19,5 kA
énergie emmagasinée	2,7 GJ
pression sur le cadre (contrainte circulaire)	64 atm

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales du solénoïde supraconducteur du détecteur CMS.

2.2.2 Le Trajectographe interne

Il permet la reconstruction de la trajectoire – la trace – des particules chargées issues de la collision p - p , les mesures précises de leur impulsion et de leur point d'origine. Une part importante du programme physique de CMS tient en sa capacité à assumer ces tâches. En effet, la reconstruction d'une trace est cruciale pour identifier la trajectoire d'un muon et celle d'un électron, et la reconstruction d'un vertex primaire (ou d'un vertex secondaire) à partir de traces reconstruites joue un rôle important dans l'identification d'un jet de particules issu d'un méson *beau* et un rôle non négligeable dans celle d'un jet de lepton τ .

Les principale performances requises sont les suivantes [27] :

- une résolution sur la mesure des grandes impulsions transverses p_T des traces isolées de

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \approx 0,015\% \times p_T[\text{GeV}/c] \oplus 0,5\% \quad (2.3)$$

dans la région centrale $|\eta| \leq 1,6$, puis se dégradant progressivement pour atteindre

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \approx 0,060\% \times p_T[\text{GeV}/c] \oplus 0,5\% \quad (2.4)$$

lorsque $|\eta|$ tend vers 2,5,

- une résolution sur la mesure des impulsions p supérieures à 100 GeV/ c des muons, obtenue en combinaison avec le système à muons, de

$$\frac{\delta p}{p} \approx 0,005\% \times \sqrt{p[\text{GeV}/c]} \quad (2.5)$$

dans la région centrale $|\eta| \leq 2,0$,

- une efficacité de reconstruction des trajectoires des électrons de grande impulsion d'approximativement 90 %,
- une efficacité de reconstruction des trajectoires des muons d'approximativement 98 %,
- au sein d'un environnement dense en particules, une efficacité de reconstruction des trajectoires des hadrons chargés de $p_T > 10$ GeV/ c d'approximativement 95 %,
- une résolution spatiale sur la mesure du paramètre d'impact d'une trace inférieure à 35 μm dans le plan (r, ϕ) et inférieure à 75 μm suivant l'axe Oz pour des traces de $p_T \geq 10$ GeV/ c .

Pour une luminosité nominale du LHC de 10^{34} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, de l'ordre de 1 000 particules chargées traversant le trajectographe sont attendues issues de la vingtaine de collisions inélastiques entre protons produites

à chaque croisement de paquets.

Dans sa conception finale, le trajectographe consiste en un sous-détecteur silicium à pixels et un sous-détecteur silicium à micropistes, chacun couvrant la région en $|\eta| < 2,5$.

L'ensemble totalise approximativement 15 000 modules de détection couvrant une surface active d'environ 200 m². La température de fonctionnement sera au plus de 263 K.

Le détecteur silicium à pixels

Situé au plus près de la zone de collision entre les deux faisceaux, il consiste en :

- 3 couches du tonneau de rayons moyens 4,4 cm, 7,3 cm et 10,2 cm et de longueur 53,0 cm,
- 2 disques du bouchon à chaque base du tonneau positionnés en $|z| = 34,5$ cm et 46,5 cm et couvrant un intervalle radial de 6,0 à 15,0 cm,

représentés sur le schéma de la figure 2.7.

Du fait de sa résolution attendue d'environ 10 à 15 μm suivant les coordonnées $r\phi$ et z sur la mesure du point de passage d'une particule chargée, le détecteur silicium à pixels permet une reconstruction précise de la trace d'une particule chargée, une reconstruction d'un vertex d'interaction primaire à partir de traces reconstruites, une estimation de la distance entre le point d'interaction primaire et le point de création de la particule chargée (par la mesure du paramètre d'impact de la trace reconstruite).

Par le souci d'atteindre une résolution optimale en position du vertex reconstruit de l'interaction primaire, la réalisation de pixels à forme rectangulaire de dimensions $100(r\phi) \times 150(z)$ μm^2 fut adoptée.

L'ensemble totalise approximativement 1 400 modules de détection, 66 millions de canaux de lecture (pixels).

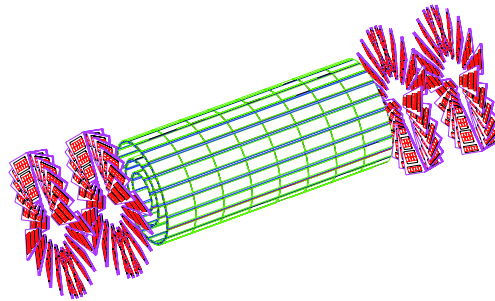


FIG. 2.7 – Vue schématique du détecteur silicium à pixels de CMS : 3 couches du tonneau et 2 disques du bouchon à chaque base du tonneau.

Le détecteur silicium à micropistes

Sur la figure 2.8 est représenté un schéma du détecteur silicium à micropistes.

Les éléments de détection silicium à micropistes, chacun composé de pistes fortement dopées p implantées dans un substrat silicium dopé n , s'associent en modules de diverses formes et dimensions. Chacun

d'eux se compose d'une structure de support en fibre de carbone, d'un ou de deux élément(s) de détection et d'un circuit électronique de lecture et de traitement des signaux reçus.

La largeur et la longueur des pistes sont variables, déterminées par les résolutions en position ($20 \mu\text{m}$ dans la partie la plus interne, $40 \mu\text{m}$ dans celle externe) et le niveau maximal d'occupation des cellules de 1 % requis.

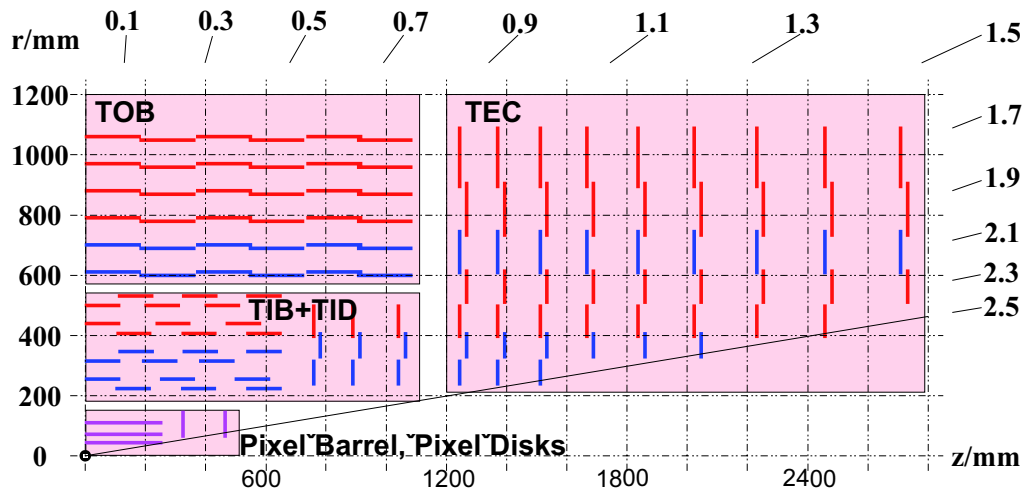


FIG. 2.8 – Vue schématique longitudinale d'un quart du détecteur silicium à micropistes de CMS où les lignes rouges représentent les modules simples, les lignes bleues les modules doubles.

La section du tonneau est divisée en une partie interne – TIB (pour TrackIner Barrel) – couvrant une région en $|z| < 65 \text{ cm}$, $r < 55 \text{ cm}$, et une partie externe – TOB (pour TrackOuter Barrel) – couvrant une région en $|z| < 110 \text{ cm}$, $55 \text{ cm} < r < 110 \text{ cm}$.

Le TIB est constitué de quatre couches de détection d'épaisseur de $300 \mu\text{m}$, inclinées de 9° pour compenser l'effet de Lorentz. Les pistes dopées p sur chacune d'elles ont un pas compris entre $60 \mu\text{m}$ et $270 \mu\text{m}$, une longueur comprise entre $7,0$ et $12,5 \text{ cm}$, et sont positionnées parallèlement à l'axe Oz . Elles permettent une détermination suivant les coordonnées r , ϕ du point de passage d'une particule chargée. Les deux couches les plus internes sont doublées, l'axe des pistes d'une série incliné de 100 mrad par rapport à l'axe des pistes de l'autre, de ce fait procurant une détermination de position suivant la coordonnée z en plus des coordonnées r , ϕ .

Le TOB est constitué de six couches de détection d'épaisseur de $500 \mu\text{m}$, non inclinées. Les deux couches les plus internes sont également doublées. Les pistes dopées p sont de longueur égale à 21 cm et de pas égal à $140 \mu\text{m}$ pour les éléments simples, à 140 ou $210 \mu\text{m}$ pour les éléments doubles dos-à-dos.

La section des bouchons, arrangée en anneaux centrés sur l'axe Oz , est divisée en :

- une partie interne TID (pour TrackIner Disks).

Elle couvre une région de $75 \text{ cm} < |z| < 110 \text{ cm}$ et est constituée de pistes à l'axe radial, d'épaisseur égale à $320 \mu\text{m}$ pour les quatre anneaux les plus internes ou égale à $500 \mu\text{m}$ pour les trois autres anneaux, et de pas compris entre 100 et $141 \mu\text{m}$.

- Une partie externe TEC (pour Tracker End Cap).

Elle couvre une région de $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$ et est constituée de pistes d'épaisseur égale à $320 \mu\text{m}$ et de pas compris entre 97 et $184 \mu\text{m}$.

Les performances attendues du trajectographe combinées avec celles de l'algorithme de base de reconstruction des trajectoires des particules chargées au sein de la collaboration CMS sont présentées dans la section 2.2.7 [8].

Bilan en matière

Le trajectographe requiert une grande quantité de puissance électrique à bas voltage dont la chaleur induite doit être dissipée; une grande partie de la matière du détecteur consiste en des câbles électriques et des conduits de refroidissement. D'autres éléments non sensibles incluent les structures de soutien, les éléments d'électronique, le tube contenant les faisceaux et l'écran thermique à l'extérieur du détecteur. Il en résulte un bilan de matière du trajectographe pouvant excéder l'équivalent d'une longueur de radiation pour certaines régions en $|\eta|$ du détecteur, affectant la reconstruction des hadrons chargés, des électrons et des photons. La décomposition du bilan matériel en termes de longueurs de radiation en fonction de η pour les différents éléments du détecteur et le tube à vide des faisceaux est montrée sur la figure 2.9.

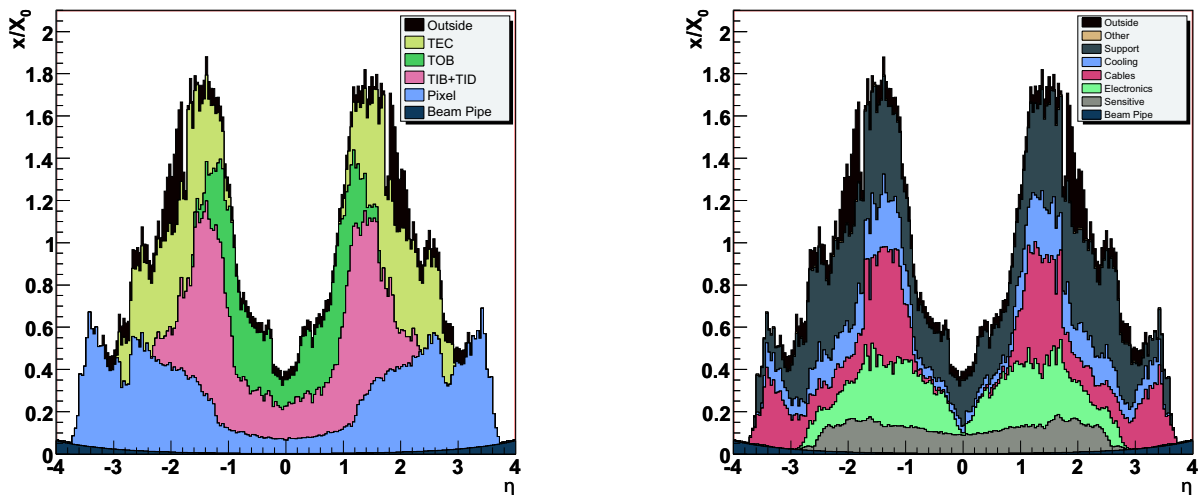


FIG. 2.9 – Bilan matériel en unités de longueurs de radiation en fonction de η pour les différents éléments du trajectographe interne et le tube à vide des faisceaux (à gauche) et ce même bilan divisé selon les différentes contributions fonctionnelles (à droite) [28].

2.2.3 Le Calorimètre Électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique ECAL (pour Electromagnetic Calorimeter), voulu hermétique et homogène, enveloppe le trajectographe interne et couvre la région en $|\eta| < 3$. Il est représenté sur le schéma de la figure 2.10.

Il sera utilisé principalement pour la mesure de l'énergie et de la position du point d'entrée des électrons et des photons interagissant avec la matière, pour l'identification de ces particules en conjonction avec le trajectographe interne, pour la caractérisation des jets hadroniques en association avec le calorimètre hadronique. Il est composé de cristaux parallélépipédiques scintillants de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Les caractéristiques de ce matériau sont :

- sa grande masse volumique, $\rho = 8,28 \text{ g/cm}^3$, menant à une courte longueur de radiation, $X_0 = 0,89 \text{ cm}$, et à un faible rayon de Molière, $R_M = 2,19 \text{ cm}$, permet une granularité fine et un ensemble compact,
- le court temps d'émission de sa lumière de scintillation (approximativement 80 % de la lumière est émise pendant 20 ns, un temps proche de celui entre deux croisements de faisceaux au LHC),
- sa résistance aux radiations (jusqu'à 10 Mrad).

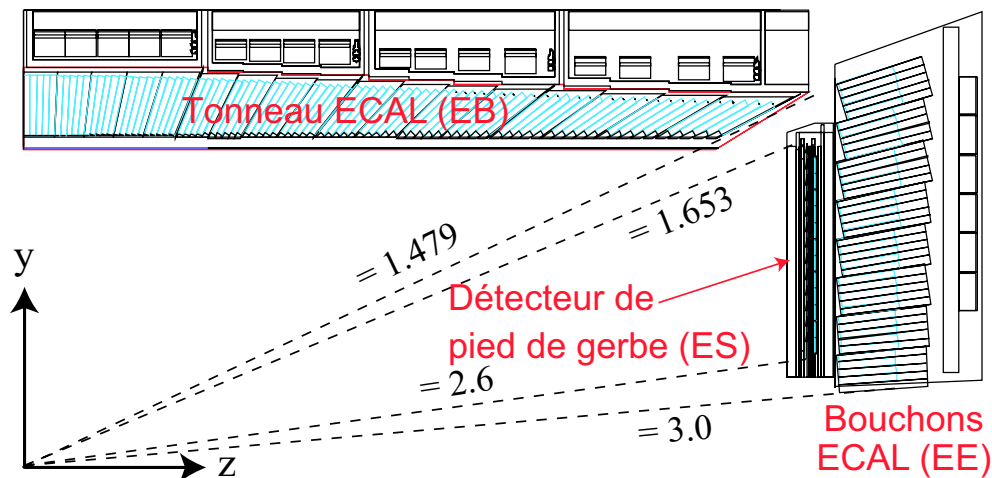


FIG. 2.10 – Vue schématique longitudinale d'un quart du calorimètre électromagnétique de CMS.

La section du tonneau EB (pour ECAL Barrel), de rayon intérieur égal à 129 cm, couvre la région en $|\eta| < 1,479$; chaque cristal a une surface de base carrée de 22 mm de côté – soit $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,0174 \times 0,0174$ – et une longueur de 230 mm correspondant à $25,8 X_0$. La section des bouchons EE (pour ECAL Endcap), positionnée en $|z| = 314 \text{ cm}$, couvre la région $1,479 < |\eta| < 3,000$; chaque cristal a une surface de base carrée de 28,6 mm de côté et une longueur de 220 mm correspondant à $24,7 X_0$.

Le grand axe de chacun des cristaux est incliné de 3° en η et en ϕ par rapport à l'axe joignant le point d'un vertex nominal à celui du centre de la base du cristal, ceci dans le but de minimiser les effets des espaces non sensibles entre cristaux.

Des détecteurs de pied de gerbe sont placés devant chaque bouchon et couvrent la région en $1,65 < |\eta| < 2,60$. Ils permettraient, associés au calorimètre électromagnétique des bouchons, grâce à leur granularité plus fine que celle de ce dernier, un meilleur pouvoir de discrimination entre le passage d'un photon isolé et ceux proches de deux photons issus de la désintégration d'un hadron neutre (π^0, η^0) que celui obtenu par le seul calorimètre électromagnétique des bouchons. Ils se composent de deux couches de convertisseur en plomb d'épaisseurs $2 X_0$ et $1 X_0$, chacune suivie d'un plan de détecteurs silicium à micropistes orientées orthogonalement du premier au second.

La résolution intrinsèque en énergie du calorimètre a été étudiée auprès d'un faisceau test d'électrons incident à la surface d'une matrice de 3×3 cristaux [9] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,129}{E[\text{GeV}]} \oplus \frac{2,93\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0,40\% \quad , \quad (2.6)$$

où les trois contributions correspondent respectivement au terme de bruit électronique, au terme stochastique (dû aux fluctuations photostatistiques de la gerbe) et au terme constant (fuites de gerbe, non uniformité de la réponse des canaux et imprécision de l'étalonnage des voies).

La précision désirée sur la calibration est de 0,5 %. Elle est particulièrement importante (cruciale) pour la découverte d'un boson de Higgs se désintégrant selon $H \rightarrow \gamma\gamma$, l'un des buts premiers du programme de physique du LHC.

2.2.4 Le Calorimètre Hadronique

Le calorimètre hadronique à échantillonnage HCAL (pour Hadronic Calorimeter), placé derrière le calorimètre électromagnétique, est utilisé principalement en association avec ce dernier pour mesurer la direction et l'énergie des jets de particules ainsi que l'énergie transverse manquante des événements.

Il couvre la région en $|\eta| < 5$, est constitué de plaques absorbantes pour la plupart composées de laiton – matériau choisi pour sa longueur d'interaction raisonnablement petite, son usinage aisé et son caractère non magnétique – séparées par des tuiles de scintillateur. Ces tuiles sont groupées par tours projectives de granularité fine permettant la séparation entre deux jets hadroniques proches et une résolution satisfaisante sur la mesure de leur masse invariante. Le détecteur est représenté sur la figure 2.11 ; sont figurées ses différentes sections à l'exception de celle très à l'avant HF (pour HCAL Forward), est(/sont) mentionnée(s) par des numéros à l'intérieur des cellules l'(/les) emplacement(s) de la (/des) lecture(s) électronique(s) de chaque tour calorimétrique et sont indiquées par des numéros hors des cellules les couches de tuiles de scintillateur.

Le HCAL se divise en :

- **une section du tonneau HB** (HCAL Barrel).

Elle couvre la région en $|\eta| < 1,4$ et est logée entre le calorimètre électromagnétique (de rayon extérieur $r = 1,77$ m) et la bobine de l'aimant supraconducteur (de rayon intérieur $r = 2,95$ m). Elle combine des tours de dimensions $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$. Un simple échantillonnage longitudinal y est utilisé. L'épaisseur d'absorbant des tours réside en l'empilement d'une plaque d'acier inoxydable d'épaisseur 4,00 cm, de huit plaques de laiton d'épaisseur 5,05 cm, de six plaques de laiton d'épaisseur 5,65 cm et d'une plaque d'acier inoxydable d'épaisseur 7,50 cm. À $\theta = \pi/2$ ($\eta = 0$), lui correspond une épaisseur effective de 5,82 longueurs d'interaction nucléaire λ_I , insuffisante pour contenir une gerbe hadronique complète. Cette épaisseur effective varie avec θ selon une loi $\sim 1/\sin(\theta)$; elle atteint

10,6 λ_I en $|\eta| = 1, 3$. Le calorimètre électromagnétique devant le HB procure une épaisseur effective supplémentaire de 1,1 λ_I .

- **Une section du tonneau extérieur à la bobine de l'aimant supraconducteur HO** (pour HCAL Outer tail-catcher).

Elle couvre la région en $|\eta| < 1, 26$ et est placée devant les chambres à muons dont elle suit la segmentation. Elle consiste en une couche de tuiles scintillantes de dimensions $\Delta\phi \times \Delta\eta \approx 0, 087 \times 0, 087$ et d'épaisseur 1 cm situées derrière le plan d'épaisseur 19,5 cm le plus interne de la culasse en fer de l'aimant supraconducteur. En $|\eta| < 0, 35$, une couche supplémentaire de tuiles scintillantes est placée également devant ce plan. La section procure, combinée avec l'épaisseur de la bobine de l'aimant, une épaisseur effective supplémentaire variant avec θ selon une loi $\sim 1, 4/\sin(\theta)$ qui permet ainsi d'approcher une absorption complète d'une gerbe hadronique.

- **Une section des bouchons HE** (pour HCAL Endcap).

Elle couvre la région en $1, 3 < |\eta| < 3, 0$, combine des tours de dimensions $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0, 087 \times 0, 087$ pour $|\eta| < 1, 740$, de dimensions plus grandes et variables pour $|\eta| \geq 1, 740$. Elle consiste en 19 couches de scintillateurs plastiques d'épaisseur 4 ou 9 mm, alternant avec des plaques en laiton d'épaisseur 79 mm. L'épaisseur effective de cette section ajoutée à celle du calorimètre électromagnétique devant elle est d'environ 10 λ_I .

- **Une section très à l'avant HF.**

Elle couvre la région en $3 < |\eta| < 5$ et subit des flux de particules très importants. Sa face avant est positionnée à 11,2 m du point d'interaction nominal. La section consiste en une structure d'absorption cylindrique, de rayon $r = 130$ cm, constituée de plaques en acier d'épaisseur 5 mm à rainures dans lesquelles sont insérées des fibres de quartz comme élément actif – matériau choisi pour sa résistance aux radiations et son insensibilité à la radioactivité induite dans l'absorbeur en acier. La profondeur du matériau absorbant est de 1,65 m. Les fibres de quartz, au sein desquelles est émis le signal sous la forme initiale de la lumière Čerenkov, courent parallèlement à la ligne des faisceaux sur la profondeur du matériau absorbant ; une moitié d'entre elles débutent à une profondeur du matériau de 22 cm en partant de la face avant de la structure, une lecture électronique indépendante de celle pour l'autre moitié y est associée. Les fibres se regroupent pour former des tours de dimensions $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0, 175 \times 0, 175$. L'ensemble est protégé des radiations par une couche d'acier d'épaisseur 40 cm, une couche de béton d'épaisseur 40 cm et une couche de polyéthylène d'épaisseur 5 cm.

Les performances attendues des calorimètres électromagnétique et hadronique combinées avec celles de l'algorithme de base de reconstruction des jets des particules au sein de la collaboration CMS sont présentées dans la section 2.2.7 [48].

2.2.5 Le Système à Muons

Il a pour fonction de détecter les muons et de mesurer leur impulsion. De par la masse relativement élevée et le temps de vie long du muon, sa trajectoire reconstruite est l'objet le plus proprement identifié et caractérisé cinématiquement. Les muons sont des signatures clés pour les différentes physiques que le LHC doit investiguer : dans les études réalisées sur les physiques du boson de Higgs, électrofaible, du quark *top*, des mésons *beaux*, de la Supersymétrie ou des Dimensions Supplémentaires, une(des) trajectoire(s) reconstruite(s) de muon est(ont) fréquemment présente(s) dans la topologie de l'état final.

Le système à muons doit permettre d'atteindre d'excellentes reconstruction (à l'efficacité d'approxima-

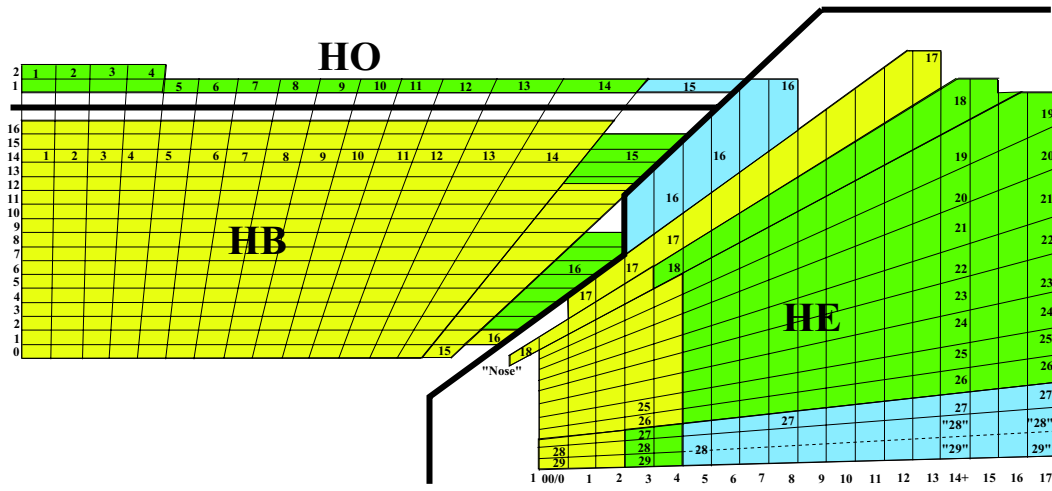


FIG. 2.11 – Vue schématique longitudinale d’un quart du calorimètre hadronique de CMS ; sont figurées les différentes sections du détecteur à l’exception de celle très à l’avant HF (pour HCAL Forward), est/(sont) mentionnée(s) par des numéros à l’intérieur des cellules l’/(les) emplacement(s) de la /(des) lecture(s) électronique(s) de chaque tour calorimétrique et sont indiquées par des numéros hors des cellules les couches de tuiles de scintillateur.

tivement 95-99 %) et identification des muons et une bonne résolution sur la mesure de leur impulsion dans la région $|\eta| < 2,5$, ainsi qu’une bonne résolution sur la mesure de la masse invariante de deux muons ($\approx 1\%$ à $100 \text{ GeV}/c^2$). Il doit permettre également de déterminer sans ambiguïté la charge des muons d’impulsion inférieure à $1 \text{ TeV}/c$.

Le système, représenté sur le schéma de la figure 2.12, placé à l’extérieur de la bobine de l’aimant supraconducteur, consiste en des chambres à muons alternant avec les plans de la culasse en fer de l’aimant – guides forçant les lignes de champ magnétique générées par le fort courant électrique circulant dans le solénoïde à traverser les chambres à muons parallèlement à leur plan. Ces chambres sont réparties sur quatre couches concentriques dans la région $|\eta| < 1,3$ du tonneau et cinq disques perpendiculaires à l’axe des faisceaux dans la région $0,9 < |\eta| < 2,4$ des bouchons.

Il fait usage de trois technologies : celles des tubes à dérives dans la partie centrale du tonneau, des chambres à pistes cathodiques dans les bouchons et des chambres à plaques résistives dans le tonneau et les bouchons. Les deux premières procurent une détermination précise des points de passage d’un muon et une mesure de son impulsion ; les chambres à pistes cathodiques, comparées aux tubes à dérives, ont un temps de réponse court et une granularité fine qui leur permettent de fonctionner dans un environnement à haut taux d’occupation (jusqu’à $1 \text{ kHz}/\text{cm}^2$). La troisième technologie procure rapidement – résolution en temps inférieure à 5 ns – l’information du passage d’un muon ; elle sert au premier niveau du système de déclenchement en ligne. L’ensemble représente environ 25 000 m^2 de surface active de détection, un million

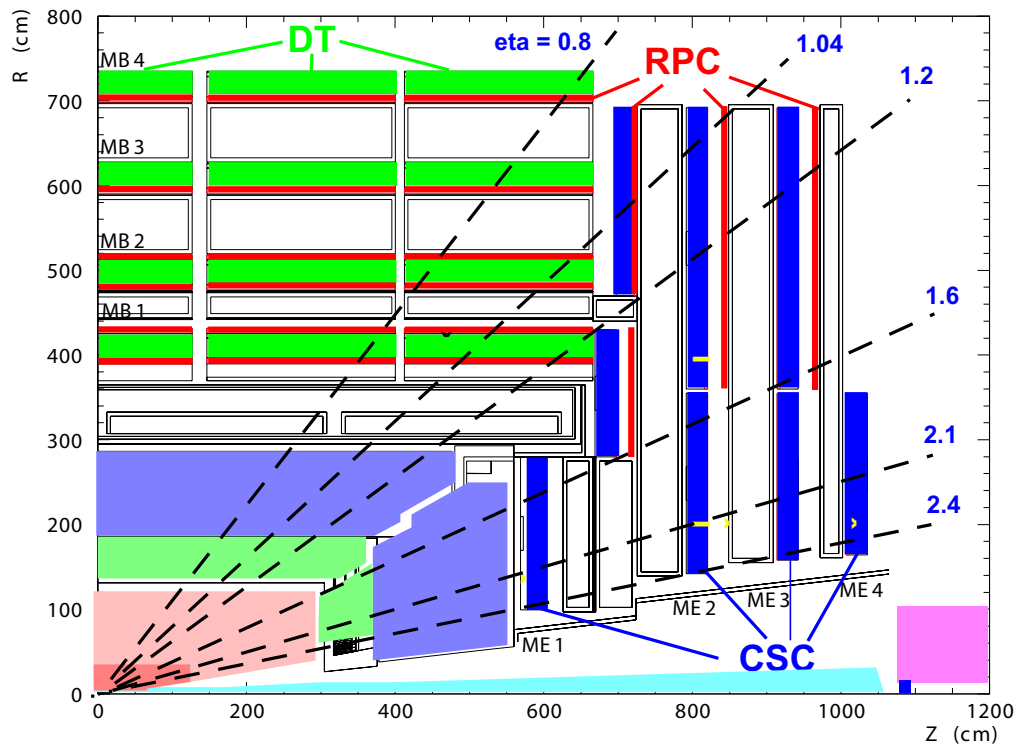


FIG. 2.12 – Vue schématique longitudinale d'un quart du système à muons de CMS où les emplacements des tubes à dérives (DT), des chambres à pistes cathodiques (CSC) et des chambres à plaques résistives (RPC) sont indiqués.

de canaux électroniques.

Sur la figure 2.13 sont montrées les courbes d’efficacité de reconstruction de la trajectoire d’un muon simulé en fonction de $|\eta|$ pour différentes valeurs de p_T du lepton [28].

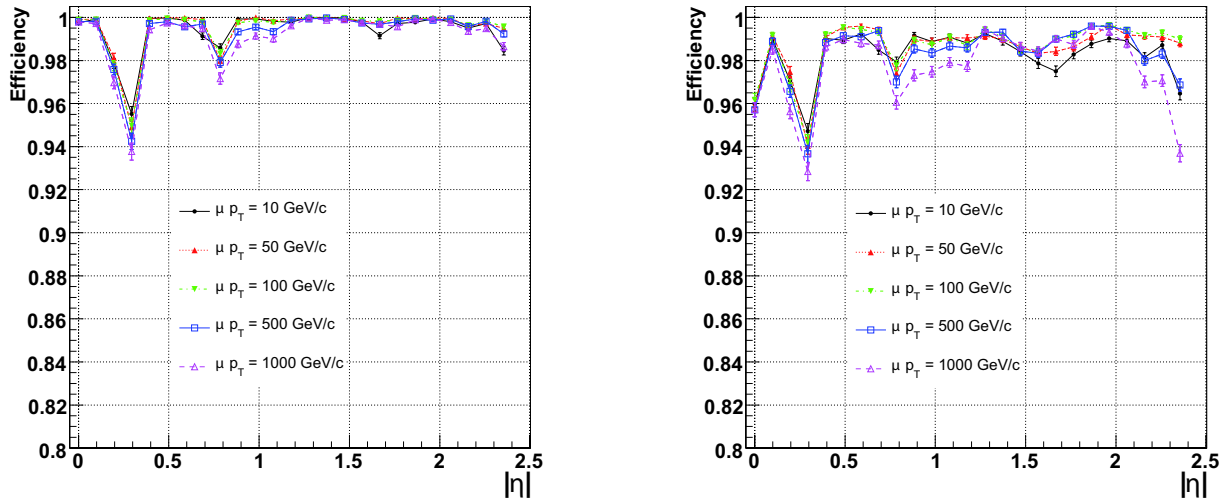


FIG. 2.13 – Efficacités de reconstruction de la trajectoire d’un muon simulé en fonction de $|\eta|$ de la trajectoire pour différentes valeurs de p_T du lepton. À gauche, seuls les coups dans les chambres à muons et une contrainte de vertex de l’interaction primaire sont exploités pour reconstruire la trajectoire. À droite, les coups dans le trajectographe interne, dans les chambres à muons et une contrainte de vertex de l’interaction primaire sont exploités pour la reconstruire.

2.2.6 Le Système de Déclenchement et d’Acquisition des données

À la luminosité nominale du LHC, une vingtaine d’événements de collisions inélastiques entre protons auront lieu à chaque croisement des paquets toutes les 25 ns, représentant approximativement 10^9 interactions par seconde. Les canaux électroniques de l’ensemble des détecteurs sont au nombre apporimatif de 10^8 . La quantité de données associée à un croisement occupera une taille sur support permanent d’environ 1 MByte résultant en un flot de données d’environ 100 MBytes par seconde. En effet, seules les informations recueillies pour environ 100 croisements par seconde contre les 40 millions initiaux pourront être écrites sur un support permanent : le système de déclenchement en ligne devra permettre un taux de réjection d’environ 400 000. La décision de conserver (ou non) les données d’un croisement est prise par deux niveaux successifs.

Le Système de Déclenchement de Niveau 1 L1 (pour Level-1)

Le Système de Déclenchement de Niveau 1 décide du rejet des données d’un croisement de paquets au plus $3,2 \mu\text{s}$ après ce croisement. Il exploite une faible part des données mises en mémoire, celle collectable le plus rapidement. Des informations de résolution et de granularité grossières, obtenues à partir d’une reconnaissance de forme locale dans le système à muons et dans les calorimètres, sont utilisées pour construire

des objets simples : candidats trajectoires de muon, d'électrons isolé et non isolé, photons isolé et non isolé, jet de tau, jets central et très à l'avant, énergie transverse manquante et somme des énergies transverses des objets candidats jets. C'est par la présence d'une combinaison de ces objets, parmi celles établies au préalable suivant les signatures variées d'intérêt, que les données d'un croisement de paquets sont sélectionnées par le Système de Déclenchement de Niveau 1, puis envoyées au niveau supérieur. Pour chaque objet d'une combinaison, une condition sur une caractéristique cinématique (par exemple une valeur minimale de son impulsion transverse) est requise. Ces conditions sont établies afin de permettre une sélection des croisements à une fréquence réduite à 100 (50) kHz en période de haute (basse) luminosité.

Le Système de Déclenchement de Niveau Supérieur HLT (pour High Level Trigger)

Les algorithmes du Système de Déclenchement de Niveau Supérieur exécutés sur une ferme de processeurs exploitent les informations de tous les détecteurs de CMS, notamment celles du trajectographe interne pour la reconstruction de traces, de vertex et d'objets candidats particules relativement élaborés. C'est par la présence d'une combinaison de ces objets qu'un événement est sélectionné. Se distinguent les sous-niveaux suivants du système : au Niveau 2 seules les informations des calorimètres et des chambres à muons sont exploitées, au Niveau 2.5 sont ajoutées celles du trajectographe silicium à pixels et au Niveau 3 celles du trajectographe silicium à micropistes.

2.2.7 La Reconstruction d'objets de détecteur et d'objets physiques

La trace d'une particule chargée

L'algorithme de base pour la reconstruction de la trace (trajectoire) des particules chargées au sein de la collaboration CMS est le Filtre de Kalman Combiné – [37, 8]. Lorsque la particule (par exemple un électron) perd de l'énergie par bremsstrahlung dans l'espace du trajectographe interne, sa trace reconstruite par l'algorithme du Filtre à Somme de Gaussiennes – décrit dans [38] – sera de meilleure qualité que celle reconstruite par l'algorithme précédent.

Dans l'algorithme du Filtre de Kalman Combiné, après que les coups dans les couches du trajectographe ont été reconstruits, la reconstruction des traces procède selon les quatre étapes successives suivantes :

1. **l'estimation de trajectoires initiales – embryons** – à partir des coups reconstruits dans les couches du trajectographe silicium à pixels (ou à partir de ceux dans les couches les plus internes du détecteur à micropistes),
2. **la reconnaissance de formes** basée sur la méthode du Filtre de Kalman, qui procède itérativement d'une couche du détecteur à une autre, partant des embryons et allant vers les couches les plus externes. Pour chaque coup compatible avec la trajectoire propagée sur la couche considérée est créée une nouvelle trajectoire. Est également créée une trajectoire dans l'hypothèse d'un coup absent. Dans l'extrapolation de la trajectoire de couche à couche sont pris en compte des effets de perte d'énergie par diffusion multiple.
3. **le nettoyage des trajectoires** qui s'applique à résoudre les ambiguïtés entre celles-ci. Il est basé sur la fraction de coups communs à deux trajectoires f_{shared} définie par

$$f_{\text{shared}} = \frac{N_{\text{shared}}^{\text{hits}}}{\min\{N_1^{\text{hits}}, N_2^{\text{hits}}\}} , \quad (2.7)$$

où N_1^{hits} et N_2^{hits} sont les nombres de coups de chacune des trajectoires. Si cette fraction dépasse une valeur minimale, alors la trajectoire au plus petit nombre de coups est rejetée. Cette procédure de réjection est appliquée deux fois : la première fois sur toutes les trajectoires résultant d'un même embryon, la seconde fois sur toutes les trajectoires dans l'événement.

4. l'ajustage et le lissage des traces.

La trajectoire est ajustée et lissée suivant une méthode des moindres carrés par une combinaison de deux filtres successifs de Kalman. Le premier filtre de Kalman est initialisé avec le coup le plus interne au détecteur (coup compris dans l'embryon) et actualise les paramètres de la trajectoire et sa matrice de covariance à chaque coup dont elle est issue en allant vers l'extérieur du détecteur. Le second filtre de Kalman est initialisé avec le résultat du premier (excepté pour la matrice de covariance) et opère itérativement du coup le plus externe vers celui le plus proche des faisceaux.

En [8] sont développées les performances attendues de l'algorithme (combinées avec celles du trajectographe). Les courbes des figures 2.14 à 2.19 sont issues de ce travail.

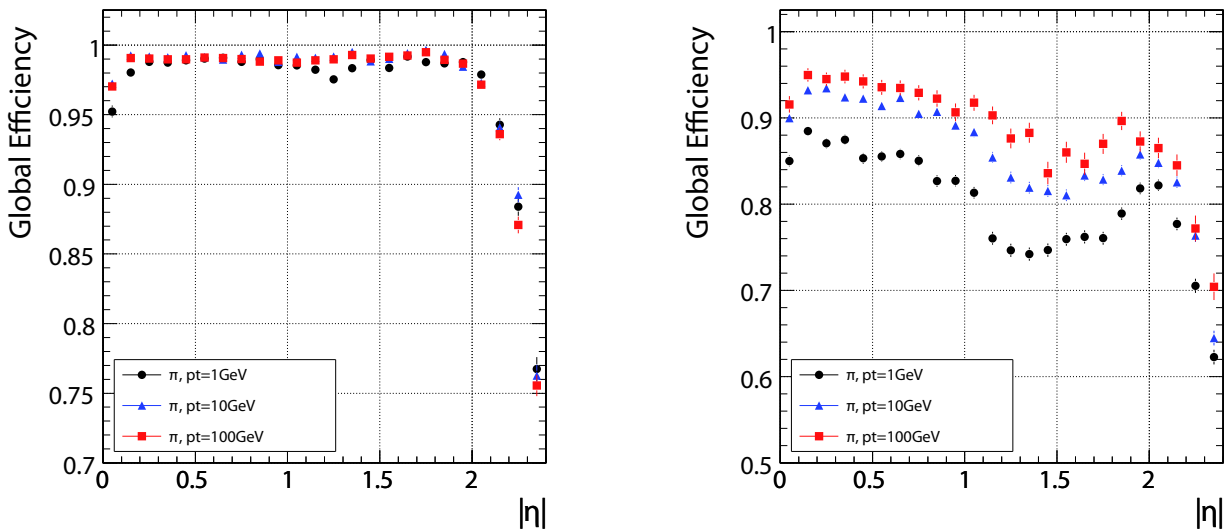


FIG. 2.14 – Efficacités de reconstruction de la trajectoire d'un muon simulé (gauche) et d'un pion chargé simulé (droite) dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $|\eta|$ de la particule pour différentes valeurs de p_T de cette dernière.

Le vertex de l'interaction primaire

Les multiples événements de collisions entre paquets de protons peuvent créer plusieurs vertex d'interaction primaire. Deux algorithmes de reconstruction des vertex primaires ont été développés dans CMS.

Le premier est basé sur les coups détectés dans les couches du trajectographe à pixels [29]. Il est utilisé dans la reconstruction des traces pour l'estimation des trajectoires initiales, ainsi que pour l'analyse du Système de Déclenchement de Niveau Supérieur. Il doit être précis et rapide. Il fait usage des traces composées

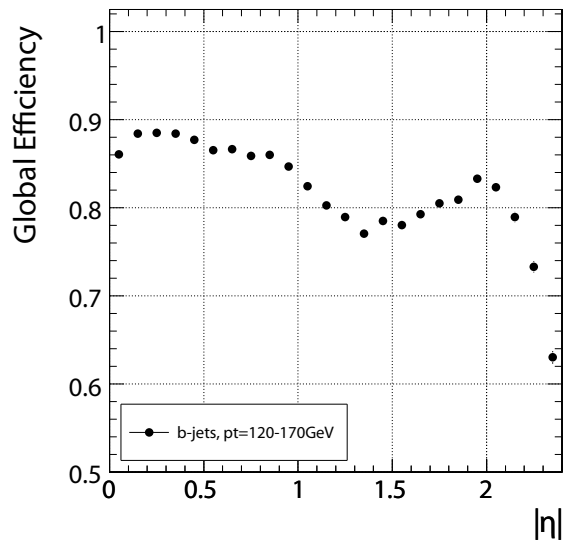


FIG. 2.15 – Efficacités de reconstruction de la trajectoire d'une particule chargée de $p_T > 0,9 \text{ GeV}/c$ au sein d'un jet de particules simulé issu d'un hadron *beau* dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $|\eta|$ de la particule chargée.

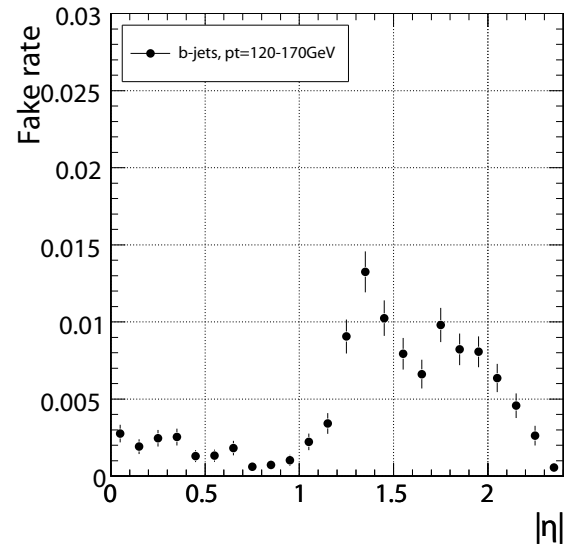


FIG. 2.16 – Taux de contamination des trajectoires reconstruites par celles non identifiées à la trajectoire d'une particule chargée de $p_T > 0,7 \text{ GeV}/c$ au sein d'un jet de particules simulé issu d'un hadron *beau* dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $|\eta|$ de la trajectoire reconstruite.

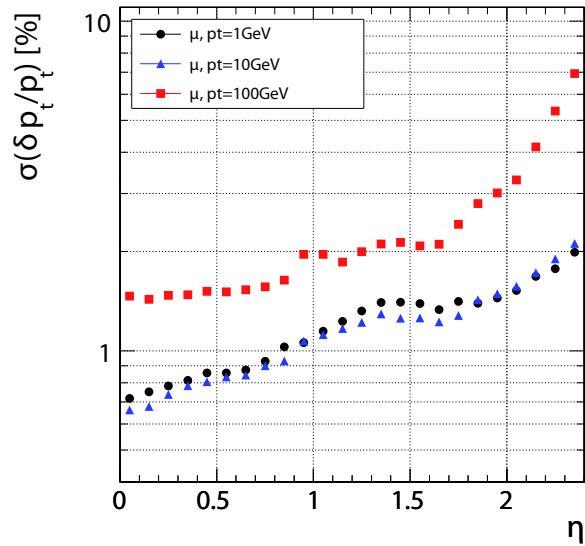


FIG. 2.17 – Résolutions relatives de la mesure en impulsion transverse de la trajectoire d’un muon simulé en fonction de $|\eta|$ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.

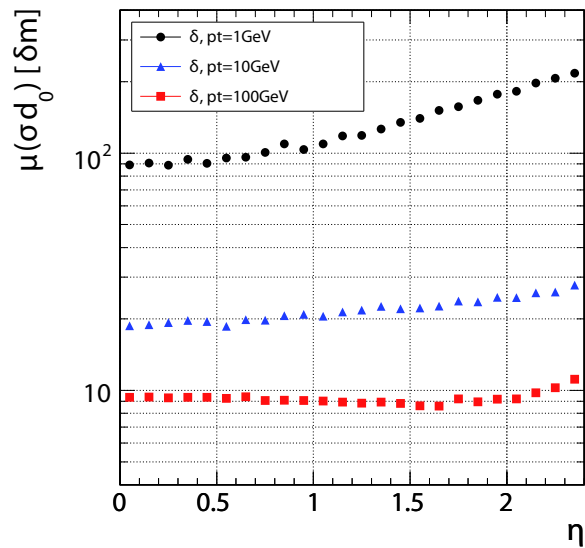


FIG. 2.18 – Résolutions de la mesure en paramètre d’impact transverse de la trajectoire d’un muon simulé en fonction de $|\eta|$ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.

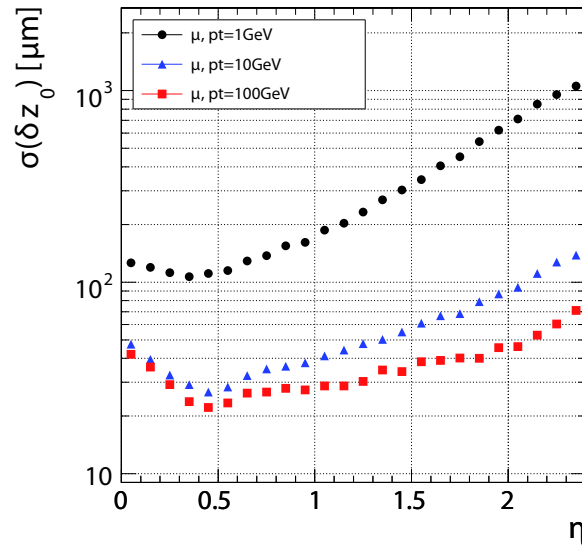


FIG. 2.19 – Résolutions de la mesure en paramètre d'impact longitudinal de la trajectoire d'un muon simulé en fonction de $|\eta|$ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.

de triplets de coups dans le trajectographe à pixels, et vérifiant des critères d'impulsion transverse minimale et de paramètre d'impact transverse maximal.

Deux méthodes différentes de recherche des vertex peuvent être employées. La première, *par mise en histogramme*, réunit progressivement en un candidat vertex primaire les traces aux points d'impacts longitudinaux proches les uns des autres. La méthode *par division* sectionne l'axe Oz en plusieurs endroits, aux milieux d'intervalles sans point d'impact longitudinal de traces. Pour chaque section alors définie, une position de vertex primaire est calculée à partir des traces qui lui sont associées ; les traces incompatibles avec la position du candidat vertex sont utilisées pour créer un nouveau candidat vertex primaire. Cette procédure itérative prend fin lorsque toutes les traces sont trouvées compatibles avec un candidat vertex.

L'algorithme hors-ligne de reconstruction des vertex primaires – décrit dans [15] – procède en quatre étapes :

1. Les traces reconstruites par l'algorithme du Filtre de Kalman Combiné sont considérées. Dans le but de rejeter celles issues d'interactions secondaires et de réduire le temps de calcul de la reconstruction des vertex, une valeur maximale de signification du paramètre d'impact transverse et une valeur minimale de l'impulsion transverse sont requises pour qu'une trace soit considérée par la suite.
2. Les traces sont extrapolées jusqu'à l'axe des faisceaux (de coordonnées $x = 0, y = 0$), sont groupées selon leur séparation en z pour former des candidats vertex primaires. La distance maximale permise entre deux traces appartenant au même candidat est ajustable.
3. Chaque candidat vertex primaire est ajusté, les traces incompatibles avec le vertex sont rejetées récursivement, en partant de celle à la compatibilité la plus mauvaise. La procédure s'achève lorsque toutes

les traces associées au vertex sont compatibles.

4. Une rejection de candidats vertex primaires est appliquée : ceux à la probabilité d'ajustage aux traces associées χ_{fit}^2 inférieure à une valeur minimale ($\sim 1\%$) ou à la probabilité de compatibilité avec la ligne des faisceaux inférieure à une valeur minimale ($\sim 1\%$) sont rejetés.

Finalement, pour les deux algorithmes, les candidats vertex primaires reconstruits sont triés par ordre décroissant de « dureté », définie comme étant la somme des impulsions transverses au carré des traces associées au candidat vertex. Généralement le premier candidat vertex dans la liste résultante est le vertex primaire reconstruit de l'événement.

Le jet de particules

Les particules (hadrons) résultant de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon dont l'émission suit une interaction entre partons lors d'une collision $p-p$ – la chaîne des processus est schématisée sur la figure 2.20 – traversant le détecteur en un jet relativement étroit et sont observées expérimentalement sous la forme d'un amas de dépôts d'énergie dans des cellules voisines des calorimètres électromagnétique et hadronique. Seront visibles au sein des calorimètres, en plus de tels amas qu'ils pourront rendre difficile à caractériser :

- les dépôts dus aux particules des autres événements de collision inélastique entre protons,
- ceux dus aux particules de l'événement sous-jacent à celui à partir duquel est/(sont) émis le(s) quark(s) ou/(et) le(s) gluon(s) initiaux.

Afin de supprimer une part de ces effets défavorables à la reconstruction des jets de particules, auxquels s'ajoute le bruit électronique des calorimètres, on peut appliquer des critères d'énergie transverse minimale ($\sim 0,5$ GeV) et d'énergie minimale ($\sim 0,8$ GeV) sur la somme des dépôts dans chaque tour calorimétrique (composée d'une cellule du calorimètre hadronique et des vingt-cinq cellules du calorimètre électromagnétique qui la précèdent) ou sur le dépôt dans chaque cellule calorimétrique individuelle. Pour une basse luminosité ($\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) du LHC, lorsqu'une énergie transverse minimale de la somme des dépôts dans chaque tour de 0,5 GeV est requise, aux dépôts dus à un jet résultant de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon et collectés dans un cône de taille $\Delta R = 0,5$ s'ajoute encore une énergie estimée à 5 GeV due au bruit électronique et une énergie estimée à 2,5 GeV due aux autres événements de collision inélastique entre protons.

On applique ensuite un algorithme de reconstruction du jet de particules à partir des dépôts calorimétriques sélectionnés.

La collaboration CMS fait usage des algorithmes suivants pour reconstruire les jets de particules :

- **l'algorithme de Cône Itératif** [26].

Il est simple, rapide et le plus communément utilisé actuellement au sein de la collaboration. Un cône de taille ΔR est formé autour de l'axe donné par la direction de la tour calorimétrique à la somme des dépôts de plus grande E_T . Les dépôts à l'intérieur de ce cône initial sont utilisés pour redéfinir l'axe autour duquel est construit un nouveau cône de taille ΔR ; la procédure est réitérée jusqu'à ce que la somme des dépôts contenus dans le cône et la direction de l'axe du cône soient peu différentes de celles pour le cône précédent. Après la reconstruction de chaque jet, les dépôts calorimétriques qui lui sont associés sont extraits de la liste des dépôts qui seront utilisés pour la reconstruction des jets suivants.

– **L'algorithme de Cône Central** [20].

Il fait d'abord usage d'une méthode d'association des dépôts dans les tours calorimétriques similaire à celle de l'algorithme de Cône Itératif, à cette différence près que, dans l'algorithme présent, les dépôts calorimétriques qui sont associés au jet nouvellement reconstruit ne sont pas extraits de la liste des dépôts utilisée pour la reconstruction des jets suivants. Un jet partageant une grande fraction (paramètre de l'algorithme à fixer) de la somme des E_T de ces dépôts avec un autre jet de plus grande E_T sera associé à ce dernier pour ne former qu'un jet. Au contraire, les dépôts associés à deux jets ne vérifiant pas la condition précédente seront attribués à celui des deux le plus proche en ΔR .

– **L'algorithme k_T Inclusif** [23, 33].

Pour chaque objet calorimétrique i (dépôt d'énergie dans une cellule individuelle ou ensemble des dépôts dans une tour) et chaque paire d'objets (i,j) sont calculées les « distances » suivantes :

$$d_i = E_{T,i}^2 \times R^2 , \quad (2.8)$$

$$d_{ij} = \min\{E_{T,i}^2; E_{T,j}^2\} \times R_{ij}^2 \text{ avec } R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 , \quad (2.9)$$

où R^2 est un paramètre de valeur commune égale à 1. Les distances d_i et d_{ij} sont triées ensemble par valeurs croissantes. Lorsque la première distance dans la liste résultante est de type d_i , alors le dépôt ou l'ensemble de dépôts calorimétriques correspondant n'est pas considéré dans la suite de la procédure. Lorsque la première distance dans la liste résultante est de type d_{ij} alors les deux dépôts ou les deux ensembles de dépôts calorimétriques correspondants sont combinés pour former un unique objet. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'aucune distance d_{ij} ne prenne une valeur inférieure au paramètre R – la taille requise des jets reconstruits doublée.

En [48] est décrit ce qui est introduit ci-dessus et sont détaillées les courbes de résolution sur la mesure en énergie transverse des jets de particules en fonction de l'énergie transverse des jets. Ces courbes sont répétées sur la figure 2.21. Les jets de particules sont reconstruits par l'algorithme de Cône Itératif avec une taille de cône $\Delta R = 0,5$, après que les coupures $E_T > 0,5$ GeV et $E > 0,8$ GeV ont été appliquées sur les tours calorimétriques. La distance entre un jet de particules et celui reconstruit est requise être $\Delta R < 0,2$. Une calibration de type Monte Carlo fut appliquée sur les jets reconstruits.

Les courbes sont ajustées selon la forme :

$$\frac{\sigma\left(\frac{E_T^{\text{rec}}}{E_T^{\text{MC}}}\right)}{\left\langle \frac{E_T^{\text{rec}}}{E_T^{\text{MC}}} \right\rangle} = \frac{a}{E_T^{\text{MC}}} \oplus \frac{b}{\sqrt{E_T^{\text{MC}}}} \oplus c , \quad (2.10)$$

où, dans le membre de droite,

- le premier terme est dû aux fluctuations fixes d'énergie dans le cône du jet provenant du bruit électronique, de l'événement sous-jacent et des événements empilés,
- le deuxième terme est dû à la réponse stochastique des mesures calorimétriques,
- le troisième terme, constant, provient des non-uniformités et non-linéarités résiduelles des réponses des détecteurs.

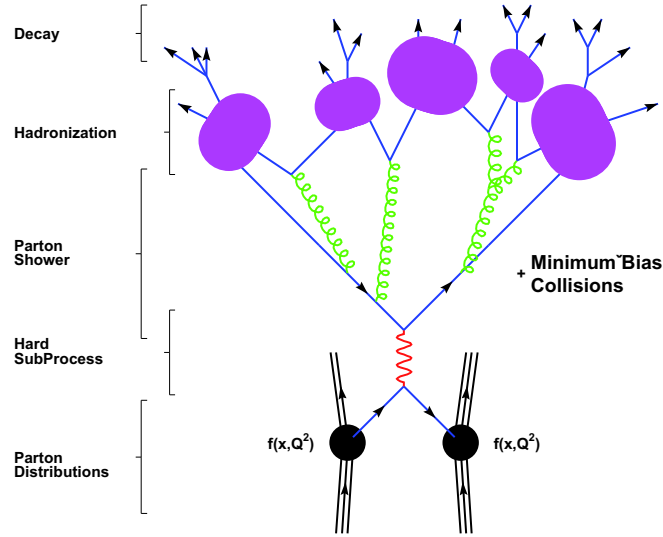


FIG. 2.20 – Schéma d’une interaction entre deux partons et de la suite de processus qu’elle entraîne, notamment une gerbe de partons puis une hadronisation (étape de fragmentation par un modèle d’amas).

L’énergie transverse manquante

Le vecteur de l’énergie transverse manquant à un événement de collision inélastique, \vec{E}_T^{miss} , est défini par

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = \sum_{i=1}^{n_{\text{calo. objects}}} E_i \sin(\theta_i) (\cos(\phi_i) \vec{e}_x + \sin(\phi_i) \vec{e}_y) , \quad (2.11)$$

où les objets calorimétriques considérés sont les dépôts d’énergie dans les tours des calorimètres ou les jets calorimétriques reconstruits d’un événement.

Sa norme E_T^{miss} s’exprime par

$$E_T^{\text{miss}} = \|\vec{E}_T^{\text{miss}}\| = \sqrt{\left[\sum_{i=1}^{n_{\text{calo. objects}}} E_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^{n_{\text{calo. objects}}} E_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i) \right]^2} . \quad (2.12)$$

Partant de l’expérience de UA1, tous les détecteurs principaux auprès des collisionneurs hadroniques sont conçus pour couvrir avec des détecteurs calorimétriques le plus grand angle solide possible autour du point nominal d’interaction entre les partons. La première motivation à ce choix de conception est de fournir l’image la plus complète de chaque événement de collision entre les hadrons utilisés, ce qui inclut la déduction, par la mesure d’énergie manquante, des présences d’un ou de plusieurs neutrino(s) n’interagissant pas avec la matière (et d’autres particules éventuelles n’interagissant pas ou que très faiblement avec la matière). L’impulsion longitudinale du système des deux partons en collision, chacun issu d’un hadron (proton ou anti-proton), n’est pas nulle dans le référentiel du détecteur. Leur impulsion transverse est très proche de zéro. Par le passé, la balance en énergie transverse des produits de la collision entre hadrons put être mesurée avec une

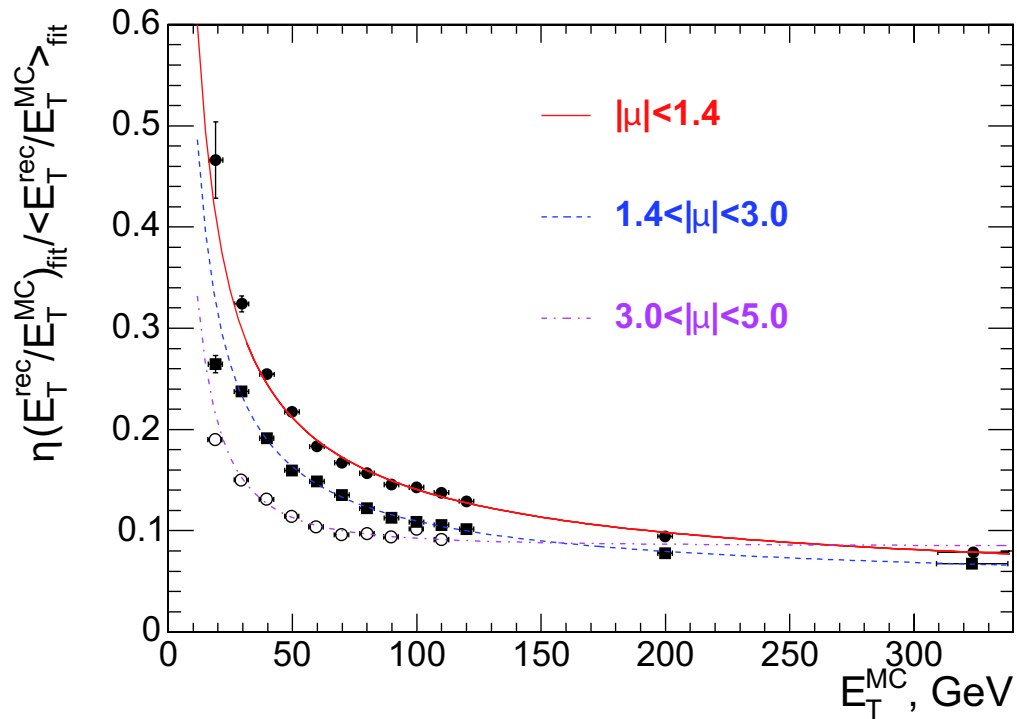


FIG. 2.21 – Résolutions sur la mesure de l'énergie transverse des jets de particules issus de la fragmentation simulée d'un quark ou d'un gluon en fonction de cette énergie transverse pour différents intervalles en valeur absolue de pseudo-rapidity des jets. Ceux-ci furent reconstruits par l'algorithme de Cône Itératif avec une taille de cône $\Delta R = 0,5$ après que les coupures $E_T > 0,5 \text{ GeV}$ et $E > 0,8 \text{ GeV}$ ont été appliquées sur les tours calorimétriques. La distance ΔR entre un jet de particules et celui reconstruit fut requise être inférieure à $0,2$. Une calibration de type Monte Carlo fut appliquée sur les jets reconstruits [48].

précision assez satisfaisante pour établir des signatures physiques impliquant un ou plusieurs neutrino(s). Le boson W fut découvert et sa masse déterminée avec une précision de 6 % avec 6 événements reconstruits au sein de l'expérience UA1 pour des neutrinos d'énergies comprises approximativement entre 10 et 40 GeV et une mesure d'énergie transverse manquante avec une résolution de quelques GeV [10].

La mesure de E_T^{miss} au LHC est compliquée par la présence des multiples collisions inélastiques simultanées. Au sein de CMS, elle est compliquée également par la différence de réponse des photons et des pions dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi que par la courbure prononcée des trajectoires des particules chargées de faible impulsion transverse – du fait du fort champ magnétique dans lequel baigne le détecteur. Toutefois la grande segmentation des cellules, l'herméticité et la couverture en avant des calorimètres de CMS aideront à la mesure de E_T^{miss} . En dépit de ces effets de détecteur, la résolution de cette mesure dans CMS devrait être dominée par la résolution en énergie des calorimètres.

La résolution $\sigma_{E_T^{\text{miss}}}$ en GeV sur la mesure de E_T^{miss} à partir des dépôts d'énergie dans les tours des calorimètres, pour des événements simulés de processus QCD empilés avec d'autres événements de collision inélastique (la plupart à faible transfert d'impulsion transverse), est estimée comme [67] :

$$\sigma_{E_T^{\text{miss}}} = \sqrt{3,8^2 + \left(0,97 \times \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\text{calo. hits}}} E_{T,i} - 350}\right)^2 + \left(0,012 \times \left(\sum_{i=1}^{n_{\text{calo. hits}}} E_{T,i} - 350\right)\right)^2}, \quad (2.13)$$

pour une somme des dépôts calorimétriques de l'événement $\sum_{i=1}^{n_{\text{calo. hits}}} E_{T,i}$ supérieure à 350 GeV.

Chapitre 3

Reconstruction et identification des jets hadroniques de leptons τ

Le lepton tau (appelé parfois tauon), de symbole τ^- , est un lepton de la troisième génération. Sont également compris dans cette troisième génération le neutrino tauique, les quarks b et t , et les antiparticules associées. Par la suite τ désigne τ^\pm .

Le tau a une charge négative, un spin $\frac{\hbar}{2}$, une masse mesurée de $1776,99_{-0,26}^{+0,29}$ MeV/ c^2 et un temps de vie mesuré de $(290,6 \pm 1,1) \times 10^{-15}$ seconde [78]. Il se désintègre par l'intermédiaire d'un courant faible chargé. Il est le seul lepton à pouvoir se désintégrer hadroniquement (π , K) et sa masse élevée rend possible les désintégrations sous forme de résonances telles que ρ , K^* ou a_1 .

Tout comme les autres leptons, le tau apparaît ponctuel, sans structure. Si cette dernière existe elle devrait être d'une échelle inférieure à 10^{-18} m.

Dans le tableau 3.1 sont énumérés les principaux modes de désintégration du lepton tau avec pour chacun d'eux le rapport d'embranchement mesuré.

catégorie de désintégration		produits de désintégration	rapport d'embranchement mesuré
leptonique		$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$(17,84 \pm 0,05) \%$
		$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17,36 \pm 0,05) \%$
hadronique	résultant en une particule chargée	$\pi^- \nu_\tau$	$(11,06 \pm 0,07) \%$
		$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(25,50 \pm 0,10) \%$
		$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(9,25 \pm 0,12) \%$
		$K^- n \pi^0 \nu_\tau$	$(1,57 \pm 0,04) \%$
		$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(1,04 \pm 0,08) \%$
		$h^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(1,05 \pm 0,04) \%$
	résultant en trois particules chargées	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$(9,33 \pm 0,08) \%$
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4,73 \pm 0,07) \%$	

TAB. 3.1 – Principaux modes de désintégration du lepton τ^- , avec pour chacun d'eux le rapport d'embranchement mesuré [78]; h^- est soit π^- soit K^- .

La première mise en évidence de l'existence du lepton tau est due à Martin Lewis Perl et à ses collègues du groupe SLAC-LBL suite à leurs travaux entre 1974 et 1977 sur la recherche de leptons lourds et la

recherche d'interactions leptoniques anormales. Le dispositif expérimental consistait en l'anneau de collision entre électrons et positrons SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerating Ring) du SLAC et le détecteur Mark 1 centré au point nominal des collisions $e^+ - e^-$. Il leur permit d'observer plusieurs événements de type

$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \geq 2 \text{ particules non détectées} ,$$

qu'ils traduisirent de la sorte :

$$e^+ + e^- \rightarrow 2 \text{ leptons lourds} \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + 4 \overset{(-)}{\nu} .$$

Martin Lewis Perl obtint en 1995 le Prix Nobel de Physique « pour ouvrir la voie aux contributions expérimentales en physique des leptons », « pour la découverte du lepton tau », partagé avec Frederick Reines.

Sont notés ci-dessous plusieurs canaux de désintégrations physiques dont la mise en évidence au LHC est envisagée et contenant les produits visibles de la désintégration d'un ou de plusieurs lepton(s) τ :

- dans le cadre du Modèle Standard, un boson de Higgs produit par fusion de bosons vecteurs, de basse masse ($\sim 120 \text{ GeV}/c^2$), se désintégrant en une paire $\tau^+\tau^-$,
- dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal, un boson de Higgs se désintégrant en lepton(s) τ ($H^0/A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tilde{H}^\pm \rightarrow \tau^\pm \overset{(-)}{\nu}_\tau$),
- dans un cadre de la Supersymétrie, au sein d'une cascade de désintégration de particules supersymétriques, un ou des lepton(s) τ peut(peuvent) être produit(s), par exemple à travers les désintégrations $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^\pm \tilde{\tau}^\mp \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\tau \tilde{\tau}^\pm \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_\tau \tau^\pm \tilde{\chi}_1^0$.

Plusieurs remarques pour la suite :

- le programme PYTHIA [70] fut utilisé pour générer les événements des processus considérés, notamment les désintégrations des leptons τ ; au contraire du programme TAUOLA [4], il ne considère pas une possible polarisation des leptons τ , ce qui pourrait conduire à de mauvaises prédictions sur le spectre en énergie des produits visibles de leur désintégration.
- Le programme CMSSW [5] fut utilisé pour simuler, numériser les réponses du détecteur au passage des particules et reconstruire les objets mesurables, tels que les traces des particules chargées, les jets calorimétriques.
- Seuls les jets de direction $|\eta| < 2,2$ sont considérés.
- Un jet hadronique généré de τ , dont la nature de l'événement originel associé est omise par la suite, est contenu dans un événement à deux taus dos-à-dos se désintégrant hadroniquement, non superposé à un événement sous-jacent et à des événements de collision inélastique.
- Un candidat jet hadronique de τ reconstruit est identifié à un jet hadronique de τ généré si la distance ΔR entre leurs axes respectifs est inférieure à 0,15.
- Nous appelons un jet de quark ou de gluon un jet issu de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon.
- Un jet généré de quark ou de gluon, dont la nature de l'événement de collision inélastique originel associé est omise par la suite, est contenu dans un événement de processus physique de QCD à deux jets hadroniques à $20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 300 \text{ GeV}/c$, superposé à un événement sous-jacent mais non superposé à d'autres événements de collision inélastique.
- Un candidat jet hadronique de τ reconstruit est identifié à un jet de quark ou de gluon généré si la distance ΔR entre leurs axes respectifs est inférieure à 0,25 (limite supérieure à celle pour un jet

hadronique de tau : la taille moyenne plus grande du jet de quark ou de gluon par rapport à celle de ce dernier l'impose.).

- Dans les événements simulés des processus de QCD à deux jets hadroniques, sont uniquement considérés les deux jets de quark ou de gluon générés de plus grandes E_T et les (possibles) deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits qui leur sont associés.

Sont développées dans ce chapitre :

- une méthode de reconstruction des photons ou pions neutres au sein d'un jet de particules,
- une méthode de discrimination entre un jet hadronique de lepton tau et un jet hadronique issu de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon, faisant usage des candidats photons ou pions neutres reconstruits par la première méthode et d'un test par un rapport de pseudo-vraisemblances.

3.1 Reconstruction

3.1.1 Principe

L'objet de départ pour la reconstruction d'un candidat jet hadronique de τ consiste en un jet calorimétrique et au moins une trace reconstruite qui lui est associée de par l'écartement ΔR faible (valeur maximale limite de 0,5) entre sa direction en son point le plus proche du point d'interaction primaire nominal et celle du jet.

Le jet calorimétrique est un regroupement suivant l'algorithme de Cône Itératif (section 2.2.7) de dépôts d'énergie dans les tours des calorimètres électromagnétique et hadronique. Il couvre un cône d'ouverture maximale $\Delta R = 0,5$ autour d'un axe barycentrique. Les traces associées sont issues de l'algorithme du Filtre de Kalman Combiné (section 2.2.7) et doivent vérifier :

- un nombre de coups dans le trajectographe supérieur ou égal à 8,
- un nombre de coups dans le sous-détecteur à pixels du trajectographe supérieur ou égal à 2,
- une impulsion transverse p_T supérieure à 1 GeV/c,
- un paramètre d'impact transverse d_0 inférieur à 0,05 cm, ceci afin de rejeter les traces des particules chargées éloignées du vertex de l'interaction primaire. Celles-ci peuvent naître de la conversion d'un photon, d'une interaction nucléaire dans le tube à vide des faisceaux ou dans l'une des premières couches du trajectographe à pixels, ou de la désintégration d'une particule à longue durée de vie (K_S^0 , Λ).

Les trois premières propriétés sont requises afin principalement de rejeter les fausses traces.

Parmi les traces considérées, est dénommée principale celle qui remplit les critères suivants :

- sa direction en son point le plus proche du point d'interaction primaire nominal est écartée au plus de $\Delta R = 0,1$ de l'axe du jet,
- son impulsion transverse p_T est supérieure à 6 GeV/c et supérieure à celle des possibles autres traces répondant au premier critère.

Les traces différentes de la principale, et dont l'écartement, avec cette dernière, des positions suivant l'axe Oz du point le plus proche du point d'interaction primaire nominal est supérieur à 0,2 cm, sont rejetées, ceci pour la même raison que celle de la sélection en paramètre d'impact transverse.

Indépendamment de la reconstruction du jet calorimétrique, les dépôts dans le calorimètre électromagnétique sont regroupés suivant l'algorithme d'Île [59]. Les amas électromagnétiques résultants sont associés au jet si leur énergie est supérieure à 1 GeV et si la direction de leur barycentre à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur est écartée au plus de $\Delta R = 0,45$ de celle de la trace principale, ou du jet calorimétrique si cette dernière n'existe pas.

Distinction est faite entre les amas chargés – chacun d'eux serait dû au passage d'une particule chargée – et les amas neutres – chacun d'eux serait dû au passage d'un photon (ou bien de deux photons peu écartés en direction, issus de la désintégration d'un pion neutre d'énergie relativement grande). La(les) trace(s) associée(s) au jet est(sont) propagée(s) analytiquement jusqu'à la surface intérieure (au rayon égal à 129 cm dans la section du tonneau) du calorimètre électromagnétique. Sur la figure 3.1 est montrée, pour les jets calorimétriques auxquels sont associés une trace et un amas électromagnétique et dus au passage du pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \bar{\nu}_\tau$, la distribution en ΔR entre la direction du point d'arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l'amas électromagnétique – directions données à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur. Sur la figure 3.2 sont montrées les distributions de cette variable en fonction du p_T (gauche) et de $|\eta|$ (droite) de la trace.

Les figures 3.3 et 3.4 présentent les distributions correspondantes pour les jets engendrés par la présence d'un électron dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \bar{\nu}_e$, et sous les mêmes autres conditions que précédemment.

De manière générale, l'écartement pour un pion chargé est plus grand que pour un électron ; en effet la mesure par le calorimètre électromagnétique – au travers de la position du barycentre de l'amas calorimétrique induit – du point de passage de la première particule est de résolution plus grande que pour la seconde particule. Ceci s'explique par les différences suivantes dans le développement spatial des gerbes hadronique (cas du pion chargé) et électromagnétique (cas de l'électron) au sein du calorimètre :

- une différence de développement latéral.

Le dépôt de l'énergie d'une gerbe hadronique est plus étendu que celui d'une gerbe électromagnétique dans le plan transverse à l'axe des cristaux scintillants de tungstate de plomb.

- une différence de développement longitudinal.

Au contraire de celle électromagnétique, seule une fraction de la gerbe hadronique est contenue dans la longueur des cristaux. De plus, au sein d'une gerbe hadronique, l'énergie est déposée de manière (relativement) uniforme le long des cristaux tandis que pour une gerbe électromagnétique, l'énergie est déposée proche du point d'entrée de la particule initiale.

Notons qu'une proportion minimale des amas électromagnétiques produits lors du passage des hadrons et considérés ici si leur énergie est supérieure à 1 GeV est due à la simple ionisation du milieu.

Au regard des distributions pour les pions chargés (plus nombreux au sein d'un jet hadronique que les électrons), un amas électromagnétique est considéré chargé si l'écart ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d'arrivée d'une trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l'amas électromagnétique est inférieur à 0,015 et si aucun autre amas ne remplit avec la trace correspondante cette condition avec un écart ΔR plus petit. La granularité du calorimètre électromagnétique dans la section du tonneau, $|\eta| < 1,479$, est donnée par les dimensions d'un cristal : $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,0174 \times 0,0174$. Tous les amas qui ne sont associés à aucune trace sont considérés comme provenant d'un photon ou d'un pion neutre.

Un premier quadrivecteur impulsion-énergie d'un candidat jet de τ est défini à partir du jet calorimé-

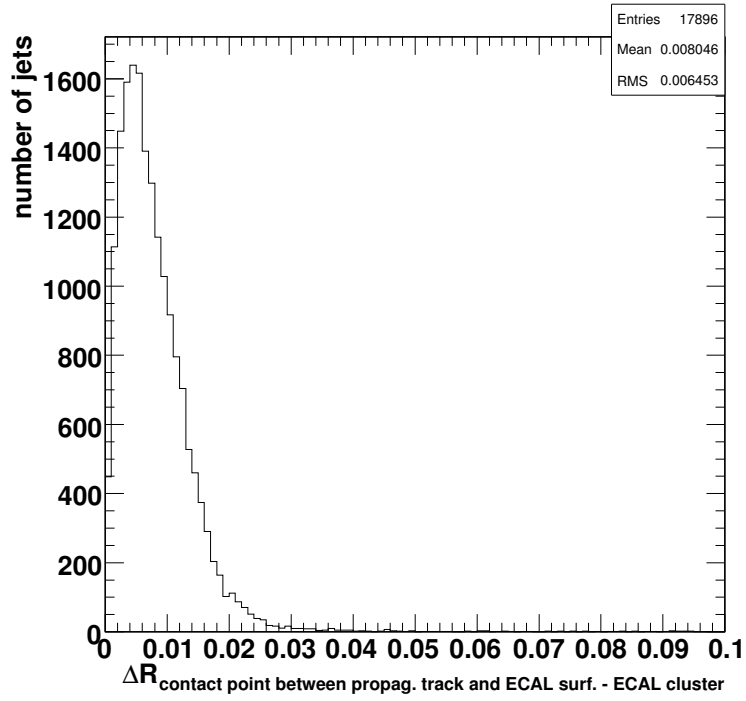


FIG. 3.1 – ΔR entre la direction du point d'arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l'amas électromagnétique – directions données à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur. Cas des jets calorimétriques auxquels sont associés une trace et un amas électromagnétique et dus au passage du pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$.

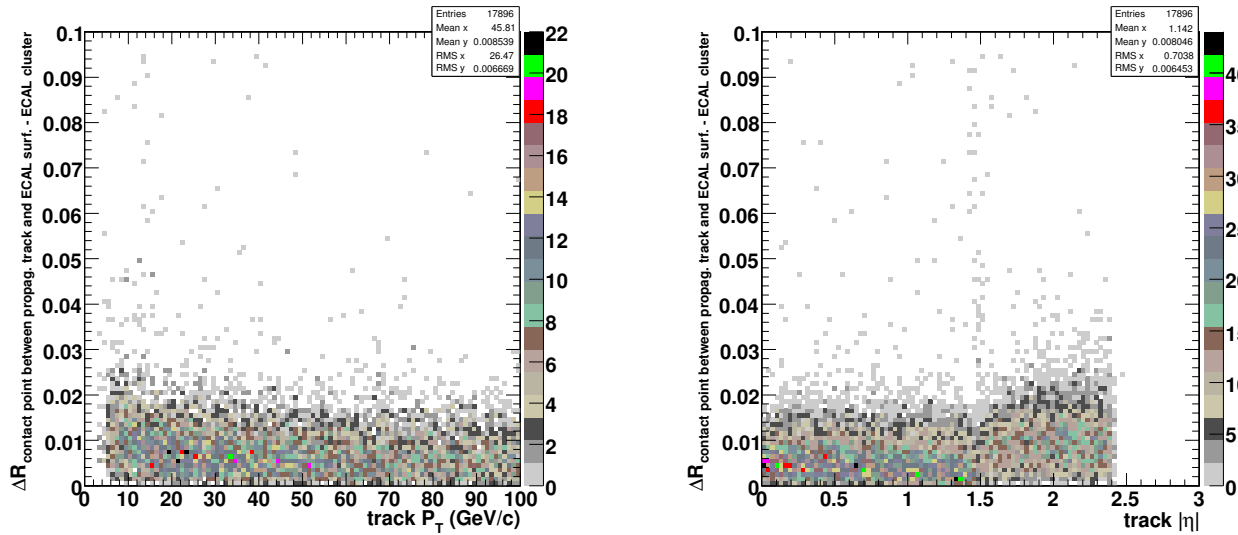


FIG. 3.2 – ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d’arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l’amas électromagnétique en fonction du p_T (gauche) ou de $|\eta|$ (droite) de la trace. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage du pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \bar{\nu}_\tau$.

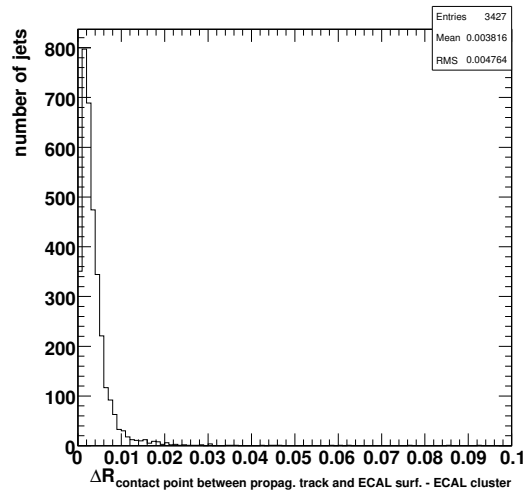


FIG. 3.3 – ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d’arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l’amas électromagnétique. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage d’un électron.

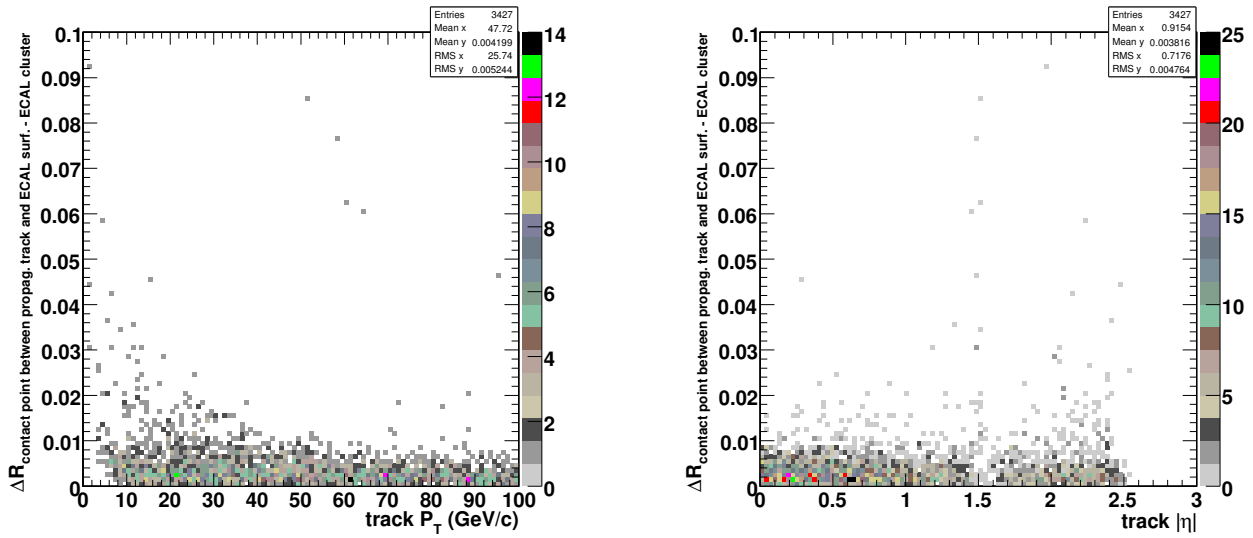


FIG. 3.4 – ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d’arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l’amas électromagnétique en fonction du p_T (gauche) ou de $|\eta|$ (droite) de la trace. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage d’un électron.

trique, composé de dépôts d’énergie dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, par :

- une énergie égale à la somme des dépôts,
- une direction qui est celle du barycentre des dépôts,
- une masse nulle.

Un second quadrivecteur impulsion-énergie du candidat jet de τ est constitué à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet. Pour chaque trace est défini un quadrivecteur impulsion-énergie par une impulsion égale à celle de la trace et une masse égale à celle du méson π^\pm . Pour chaque amas électromagnétique neutre est défini un quadrivecteur impulsion-énergie par une énergie et une direction qui sont celles de l’amas, et une masse nulle. Le second quadrivecteur impulsion-énergie du candidat jet de τ résulte de la sommation des quadrivecteurs impulsion-énergie associés aux traces et aux amas neutres.

3.1.2 Résolutions sur les mesures en énergie et en direction des jets reconstruits

La qualité des deux quadrivecteurs impulsion-énergie reconstruits est estimée en les comparant à celui d’un jet hadronique de τ généré auquel le candidat est identifié.

Les distributions qui suivent sont normalisées à 1.

Sur la figure 3.5 sont montrées les distributions en $(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}})/E_T^{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits – où « rec. jet » correspond au jet reconstruit identifié à un jet hadronique généré de tau et « gen. jet » correspond à ce jet généré – dans le cas où $E_T^{\text{rec. jet}}$ est extrait du quadrivecteur défini à partir du jet calorimétrique (gauche) et dans le cas où $E_T^{\text{rec. jet}}$ est extrait du quadrivecteur défini à partir des traces et des

amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

Aux plus basses valeurs de $E_T^{\text{gen. jet}} (< 60 \text{ GeV})$, la reconstruction explicite des produits visibles des taus, les pions chargés sous le forme de traces et les photons et pions neutres sous la forme d'amas électromagnétiques neutres, procure une meilleure résolution. L'échelle de ces mesures (le rapport moyen entre la valeur mesurée et la valeur véritable de $E_T^{\text{gen. jet}}$) est approximativement de 1, bien meilleure que celle obtenue à partir du jet calorimétrique. La combinaison des réponses du calorimètre électromagnétique et du trajectographe au passage du jet des particules est bien meilleure que celle des calorimètres électromagnétique et hadronique.

Pour des valeurs croissantes de $E_T^{\text{gen. jet}}$, les jets hadroniques de tau sont de plus en plus étroits. Amas électromagnétiques chargés et neutres se confondent en des amas électromagnétiques chargés seuls. Photons et pions neutres issus de taus sont de moins en moins (bien) reconstruits, conduisant à une mesure de l'énergie transverse des jets de plus en plus sous-évaluée. On observe, à droite sur la figure 3.5, des queues des distributions aux basses valeurs de $(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}})/E_T^{\text{gen. jet}}$. De même, les distributions en rapport de la somme énergétique des amas électromagnétiques neutres sur la somme énergétique des mésons π^0 issus du τ , représentées sur la figure 3.6, présentent une concentration des jets vers la valeur 0 grandissante pour des valeurs croissantes de $E_T^{\text{gen. jet}}$. Sur la figure, les cas où les produits directs et indirects de la désintégration du τ ne comptent pas parmi eux de π^0 ne sont pas considérés.

Sur les figures 3.7 et 3.8 sont montrées les distributions respectivement en $\eta_{\text{rec. jet}} - \eta_{\text{gen. jet}}$ et $\phi_{\text{rec. jet}} - \phi_{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits dans les mêmes cas que précédemment.

La précision sur la mesure de la direction des jets par la combinaison des traces et des amas électromagnétiques neutres est meilleure que celle obtenue à partir du jet calorimétrique. Au contraire de la précision sur la mesure de l'énergie transverse des jets, elle s'améliore légèrement pour des valeurs croissantes de $E_T^{\text{gen. jet}}$: les photons ou pions neutres issus des taus et non reconstruits du fait de l'assimilation des amas électromagnétiques neutres résultants aux amas électromagnétiques chargés sont de directions peu écartées de celles des traces. Leur non prise en compte ne détériore pas la précision sur la mesure de la direction des jets.

Toujours pour cette méthode, aux plus basses valeurs de $E_T^{\text{gen. jet}} (< 60 \text{ GeV})$, la déviation angulaire des particules chargées de faibles impulsions transverses – sous l'effet du champ magnétique de 4 T dans lequel baigne notamment le trajectographe – a une faible incidence sur la précision de la mesure en ϕ des jets. En effet, c'est le vecteur d'impulsion de chaque trace au plus près du vertex primaire nominal qui est considéré.

Sur les figures 3.9, 3.10 et 3.11 sont montrées les distributions équivalentes pour les jets de quark ou de gluon reconstruits.

La qualité de la mesure de l'énergie transverse de tels jets à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres est moindre que celle obtenue par le jet calorimétrique. Ceci s'explique principalement par la non-prise en compte, dans la première méthode, des hadrons neutres.

3.2 Discrimination contre les jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon

Les particularités des jets hadroniques de τ exploitées pour distinguer ces derniers des jets de quark ou de gluon sont les suivantes :

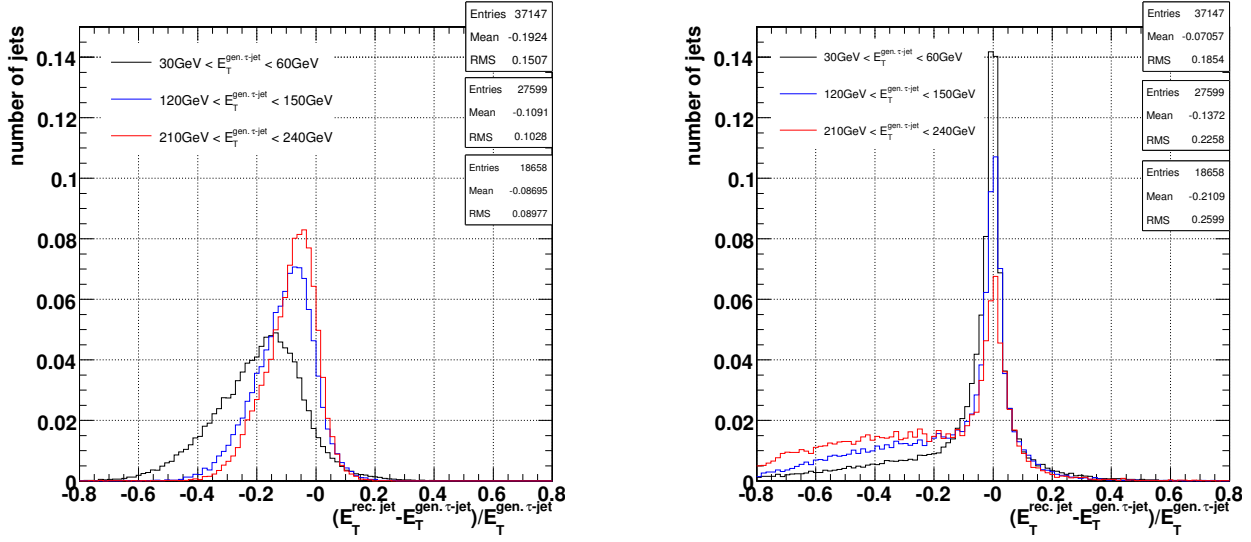


FIG. 3.5 – $(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}})/E_T^{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $E_T^{\text{rec. jet}}$ extrait du quadri-vecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

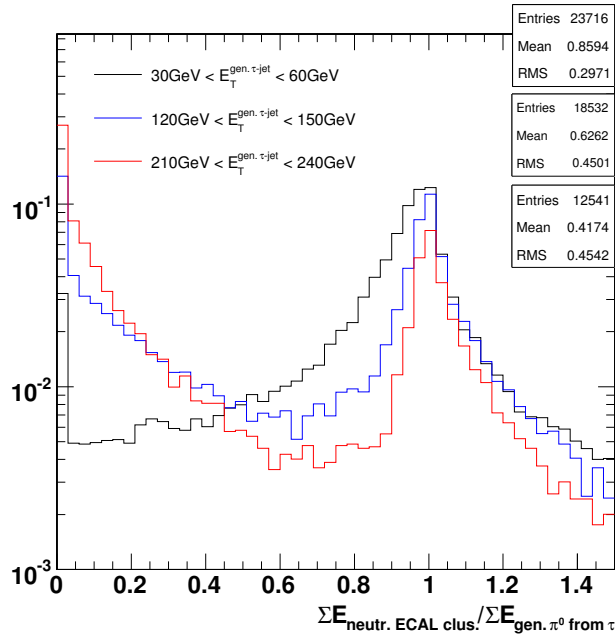


FIG. 3.6 – Rapport de la somme énergétique des amas électromagnétiques neutres sur la somme énergétique des π^0 issus du τ pour des jets hadroniques de τ reconstruits ; les cas où les produits directs et indirects de la désintégration du τ ne comptent pas parmi eux de π^0 ne sont pas considérés.

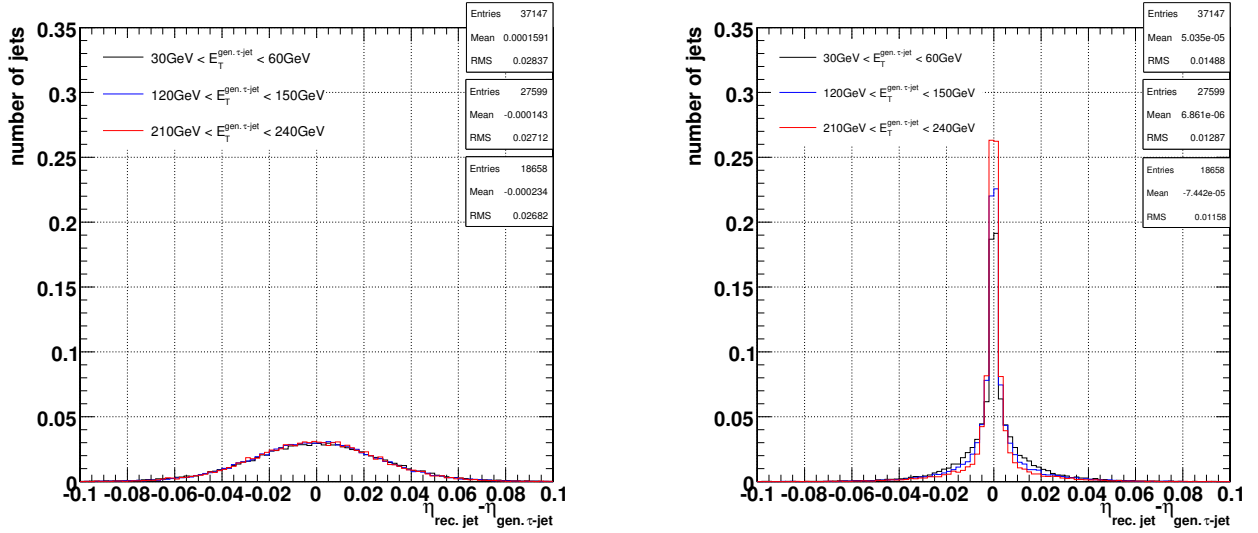


FIG. 3.7 – $\eta_{\text{rec. jet}} - \eta_{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $\eta_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

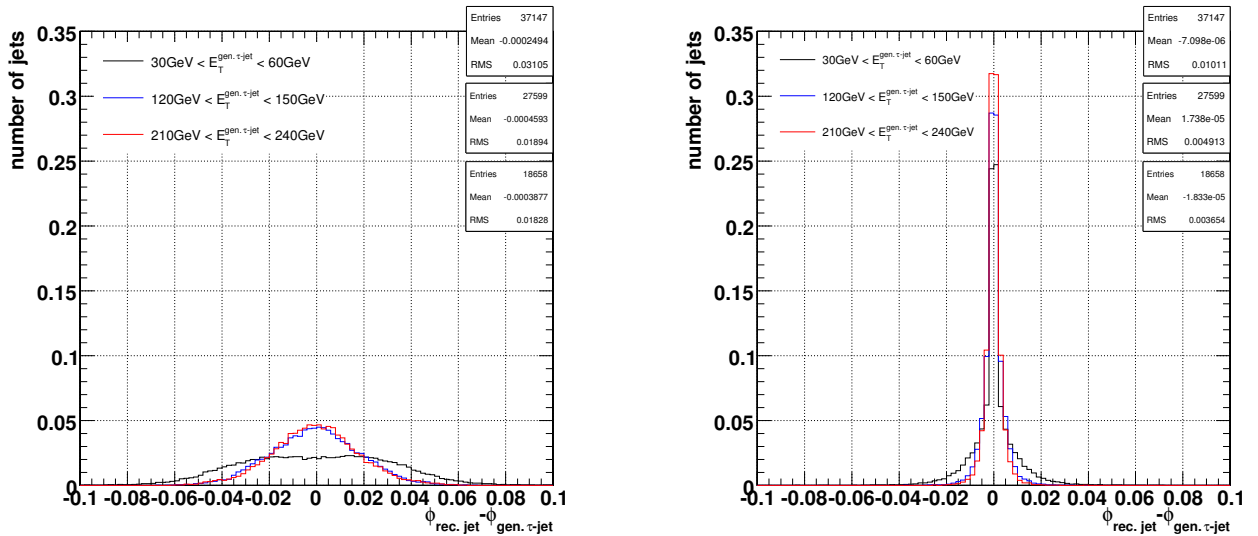


FIG. 3.8 – $\phi_{\text{rec. jet}} - \phi_{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $\phi_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

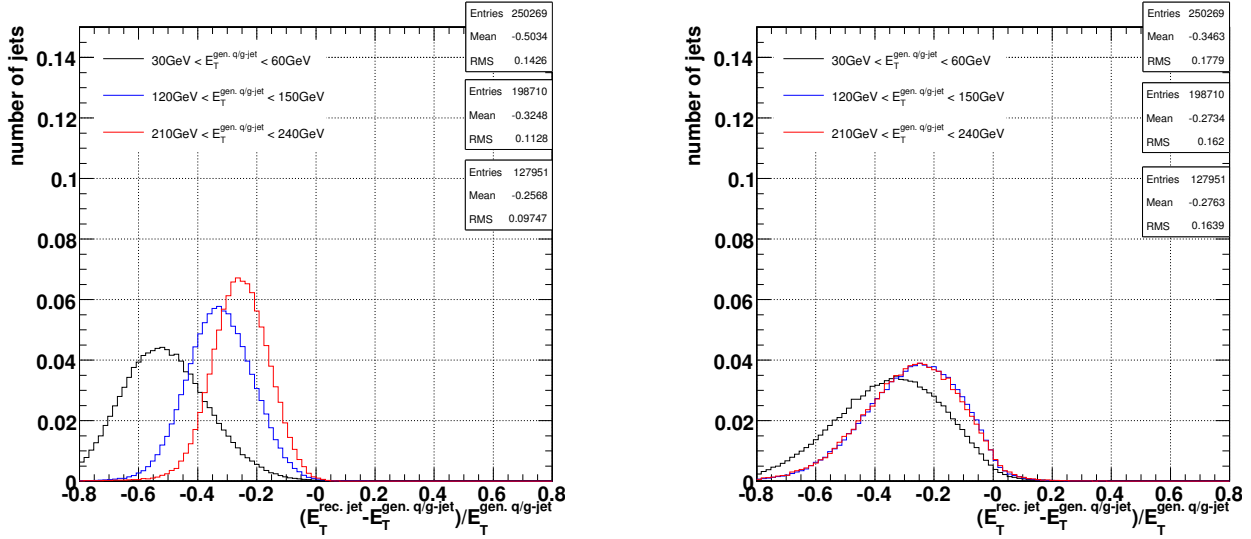


FIG. 3.9 – $(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}}) / E_T^{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $E_T^{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

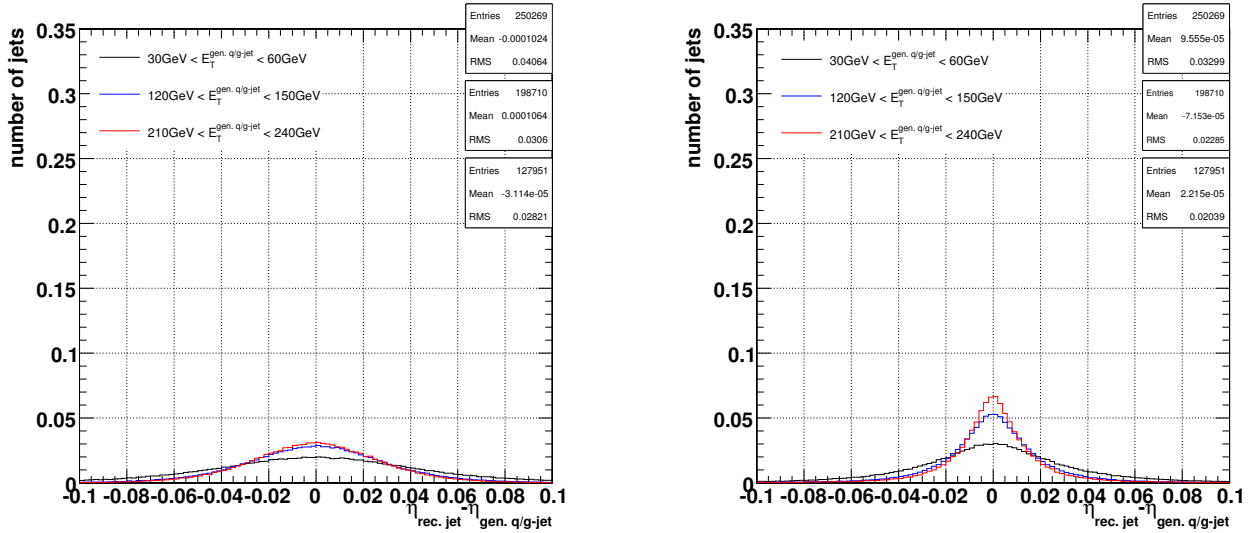


FIG. 3.10 – $\eta_{\text{rec. jet}} - \eta_{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $\eta_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

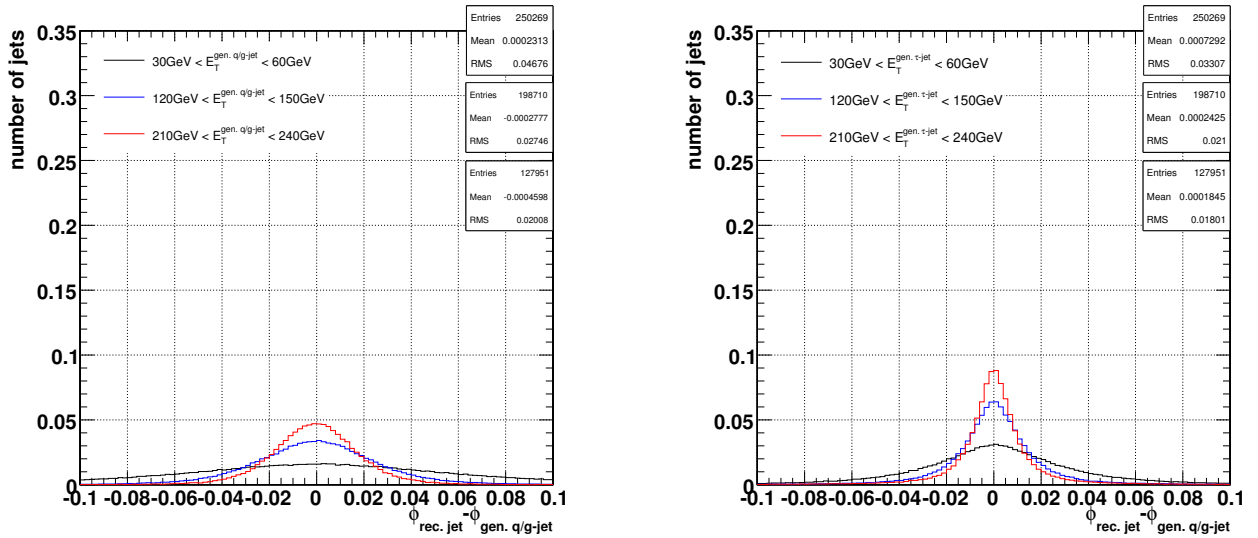


FIG. 3.11 – $\phi_{\text{rec. jet}} - \phi_{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $\phi_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).

- leur faible multiplicité en particules chargées,
- leur faible multiplicité en particules neutres visibles dans le calorimètre électromagnétique,
- la faible énergie globale de ces particules neutres comparée à celle des hadrons chargés au sein du jet,
- leur étroitesse,
- le temps de vol non négligeable du τ avant sa désintégration.

Le schéma de sélection des candidats jets hadroniques de τ reconstruits est le suivant :

- étape 1 (trajectographe) : on requiert une trace principale, l’absence de trace dans un anneau d’isolation centré sur la direction de la trace principale, une ou trois trace(s) dans un cône « signal » centré également sur cette direction, et une somme des charges électriques associées aux traces égale à 1,
- étape 2a (trajectographe et calorimètre électromagnétique) : on requiert l’absence d’amas électromagnétique neutre associé au jet calorimétrique,
- étape 2b (trajectographe et calorimètre électromagnétique) : en présence d’un ou de plusieurs amas, on requiert une valeur minimale d’un rapport de pseudo-vraisemblances.

Ce schéma est détaillé dans les prochaines sections.

3.2.1 Sélection par les traces reconstruites

Une méthode de discrimination performante et d’usage courant au sein de la collaboration de CMS est fondée sur l’être étroitesse du jet hadronique de tau comparé au jet de quark ou de gluon. Elle exploite la réponse du trajectographe [40].

Sur la figure 3.13 sont montrées, pour des jets hadroniques de τ reconstruits dans des événements à deux

taus dos à dos (gauche) et dans des événements du processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (droite), les distributions en écart ΔR maximal entre la direction de la trace reconstruite principale et celle d'une des autres traces reconstruites associées au jet calorimétrique en fonction de l'énergie transverse de ce jet, $E_T^{\text{calo. jet}}$.

Sur la figure 3.14 est présentée la distribution équivalente pour des jets de quark ou de gluon reconstruits.

L'écartement considéré caractérise l'ouverture maximale des particules chargées autour de l'axe de référence – la direction de la trace principale. Celui pour un jet hadronique de tau est faible comparé à celui pour un jet de quark ou de gluon. Il est fréquemment inférieur à 0,05 pour $E_T^{\text{calo. jet}} > 70$ GeV et il augmente sensiblement pour des valeurs décroissantes de $E_T^{\text{calo. jet}}$.

Les événements du processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$, au contraire des événements à deux taus dos à dos, contiennent des processus sous-jacents : les composantes molles des collisions qui accompagnent l'interaction principale entre deux partons et qui comptent pour une large fraction de l'activité en termes de multiplicité et d'impulsion des particules observables lors de l'interaction entre deux paquets de protons.

La taille $\Delta R_{\text{tracker signal cone}}$ du cône signal dans lequel sont collectées la plupart des traces issues du τ est définie en fonction de $E_T^{\text{calo. jet}}$ par

$$\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3,5/E_T^{\text{calo. jet}}[\text{GeV}]; 0,05\}\} . \quad (3.1)$$

Elle est représentée par un trait bleu sur les figures. Elle est égale à celle du cône intérieur de l'anneau d'isolation. La taille $\Delta R_{\text{tracker isol. outer cone}}$ du cône extérieur de l'anneau d'isolation est choisie égale à 0,40. Elle est représentée par un trait rouge sur les figures. Dans cet anneau sont attendus un nombre nul de traces pour les jets hadroniques de τ reconstruits et un nombre non nul pour les jets de quark ou de gluon reconstruits. Sur le schéma de la figure 3.12 sont représentés les différents cônes définis dans le texte pour le candidat jet hadronique de τ .

L'usage d'une taille d'un cône signal dépendant de l'énergie calorimétrique du candidat jet de τ fut introduit initialement au sein de l'expérience CDF (Collider Detector at Fermilab) du Tevatron au FERMILAB. Il est motivé par une plus grande efficacité de sélection des jets hadroniques de tau.

Les candidats à :

- une trace reconstruite principale,
- aucune trace reconstruite dans l'anneau d'isolation,
- une ou trois trace(s) reconstruite(s) dans le cône signal,
- et une valeur absolue de la somme des charges des traces dans le cône signal égale à un,

remplissent les critères de sélection par les traces.

Sur la figure 3.15 sont montrées les distributions en nombre de traces dans le cône signal pour les candidats à une trace principale et aucune trace dans l'anneau d'isolation, et identifiés soit à des jets hadroniques de τ reconstruits (gauche), soit à des jets de quark ou de gluon reconstruits (droite). Dans un lot d'événements réels sélectionnés, cette distribution pour les candidats à une trace principale et aucune trace dans l'anneau d'isolation pourrait permettre, par son caractère piqué à la valeur 3 (traces dans le cône signal) en plus de l'être à la valeur 1 – caractère dû à la contribution des jets hadroniques de tau reconstruits dans les événements –, de contrôler la présence et la proportion d'événements de processus physique avec un ou plusieurs tau(s) dans l'état final dans ce lot, par exemple les événements du processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

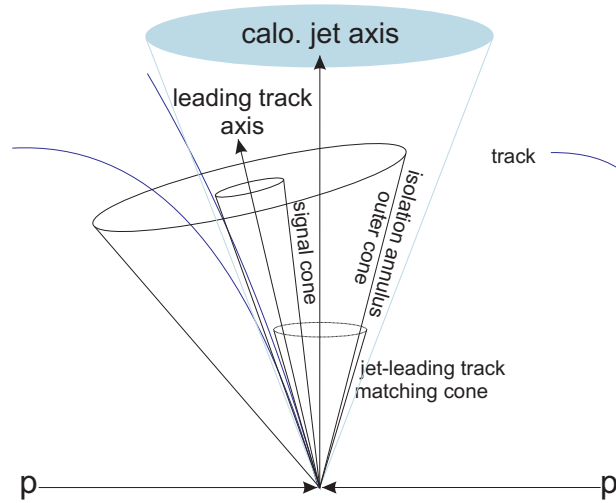


FIG. 3.12 – Schéma du candidat jet hadronique de τ ; l'axe du jet calorimétrique, les traces reconstruites associées, les différents cônes définis dans le texte sont indiqués.

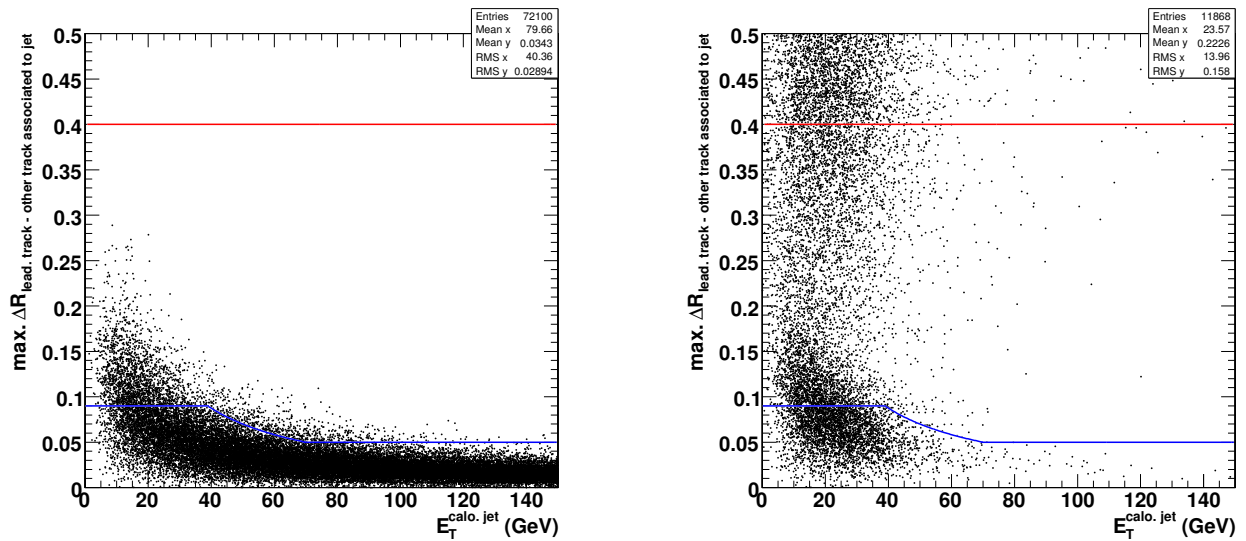


FIG. 3.13 – ΔR maximal entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de l'une des autres traces reconstruites associées au jet calorimétrique en fonction de E_T de ce jet pour des jets hadroniques de τ reconstruits présents dans des événements à deux taus dos à dos (gauche) ou présents dans ceux des processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (droite) ; la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation.

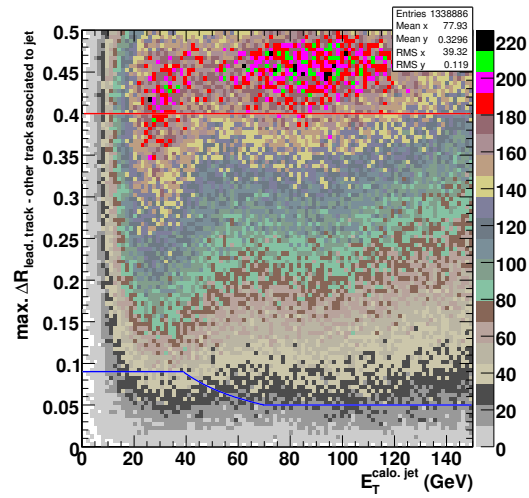


FIG. 3.14 – ΔR maximal entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de l'une des autres traces reconstruites associées au jet calorimétrique en fonction de E_T de ce jet pour des jets de quark ou de gluon reconstruits ; la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation.

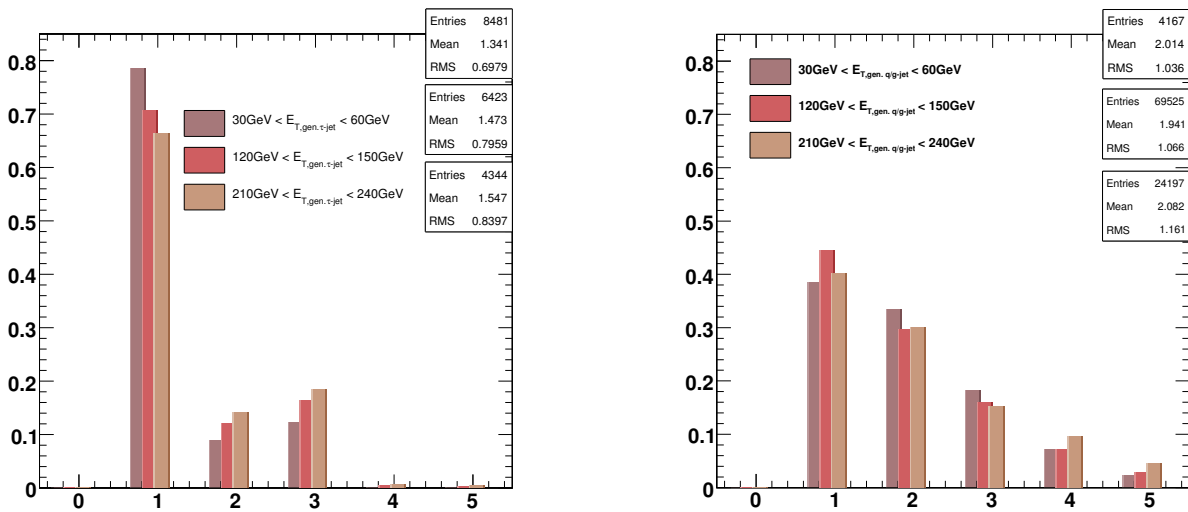


FIG. 3.15 – Nombre de traces dans le cône signal pour les jets reconstruits à une trace principale et aucune trace dans l'anneau d'isolation, et identifiés à des jets hadroniques de τ (gauche) ou à des jets de quark ou de gluon (droite).

Sur la figure 3.16 à gauche, sont montrées, pour les jets hadroniques de τ , les courbes, en fonction de l'énergie transverse des jets générés $E_T^{\text{gen. jet}}$, des efficacités :

- de reconstruction calorimétrique du jet (noir),
- de reconstruction calorimétrique du jet et de sélection par les traces lorsqu'une taille de cône signal pour les traces de 0,07 est utilisée (bleu),
- de reconstruction calorimétrique du jet et de sélection par les traces lorsqu'une taille de cône signal pour les traces définie par $\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3,5 \text{ GeV}/E_T^{\text{calo. jet}}; 0,05\}\}$ est utilisée (rose).

Ces deux dernières courbes sont semblables. L'usage d'un cône signal de taille évolutive telle que définie permet une amélioration faible de l'efficacité de sélection des jets hadroniques de tau à $E_T^{\text{gen. jet}} \leq 50 \text{ GeV}$. Une grande fraction des jets calorimétriques correspondants ont uniquement une trace (principale) qui leur est associée, ils ne sont pas concernés par le choix de la taille du cône signal. Lorsque seuls les jets calorimétriques associés à au moins deux traces (reconstruites) sont considérés, l'utilisation du cône de taille évolutive permet une amélioration de l'efficacité de sélection des jets à $E_T^{\text{gen. jet}} \leq 50 \text{ GeV}$ non négligeable – de 20 % à un facteur 2, comme le montre la figure 3.16 (droite).

Parallèlement, l'utilisation du cône signal de taille évolutive induit une augmentation du pouvoir de réjection des jets de quark ou de gluon à $E_T^{\text{gen. jet}} > 70 \text{ GeV}$ de l'ordre de 20 à 30 %, mais une diminution de ce pouvoir pour ceux à $E_T^{\text{gen. jet}} < 70 \text{ GeV}$ de l'ordre de 10 à 20 %, comme le montre la figure 3.17 (gauche).

Ainsi, aux moyennes et aux grandes valeurs de l'énergie transverse, le pouvoir de réjection des jets de quark ou de gluon est amélioré par rapport au cas où la taille fixe du cône signal est utilisée, ceci tout en gardant constante l'efficacité de sélection des jets hadroniques de tau. Au contraire, aux basses valeurs de l'énergie transverse, le pouvoir de réjection des jets de quark ou de gluon est moindre et l'efficacité de sélection des jets hadroniques de tau reconstruits à plusieurs traces est améliorée.

L'usage d'une taille évolutive du cône signal s'ajoute à la liste d'outils permettant à l'utilisateur d'ajuster le point de fonctionnement (efficacité de reconstruction et d'étiquetage des jets hadroniques de tau, contamination par les jets de quark ou de gluon) du présent algorithme en fonction des processus physiques considérés.

3.2.2 Sélection par l'absence d'activité électromagnétique neutre

Suivant ses rapports d'embranchement, un tau se désintégrant hadroniquement donne naissance, approximativement deux fois sur trois, à au moins un pion neutre.

La proportion des jets de quark ou de gluon au sein desquels au moins un pion neutre est présent s'approche davantage de 1.

Ces différences sont reflétées par celles en multiplicités en amas électromagnétiques neutres associés aux jets hadroniques de tau reconstruits et associés aux jets de quark ou de gluon reconstruits.

Les distributions qui suivent sont normalisées à 1. Les candidats jets hadroniques de tau reconstruits remplissent les critères de sélection par les traces (section 3.2.1).

Pour les jets hadroniques de tau reconstruits à une trace ou à trois traces dans le cône signal, les distributions en nombre d'amas électromagnétiques neutres associés au jet calorimétrique sont montrées distinctement sur la figure 3.18. Les distributions équivalentes pour les jets de quark ou de gluon reconstruits sont

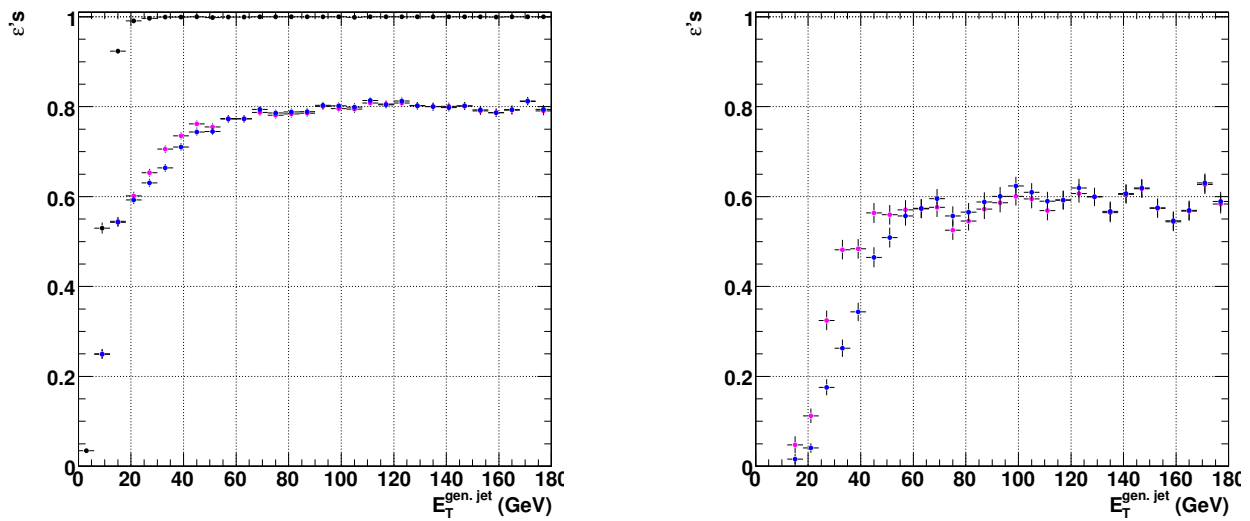


FIG. 3.16 – Efficacités, en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés, de reconstruction calorimétrique du jet (noir), puis de sélection par les traces lorsqu'une taille de cône signal associée de 0,07 est utilisée (bleu) ou lorsqu'une taille de cône signal définie par $\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3,5 \text{ GeV}/E_T^{\text{calo. jet}}; 0,05\}$ est utilisée (rose) :

- pour tous les jets (gauche),
- pour ceux d'entre eux contenant au moins deux traces reconstruites (droite – l'efficacité de reconstruction du jet, égale à 1, n'est pas représentée).

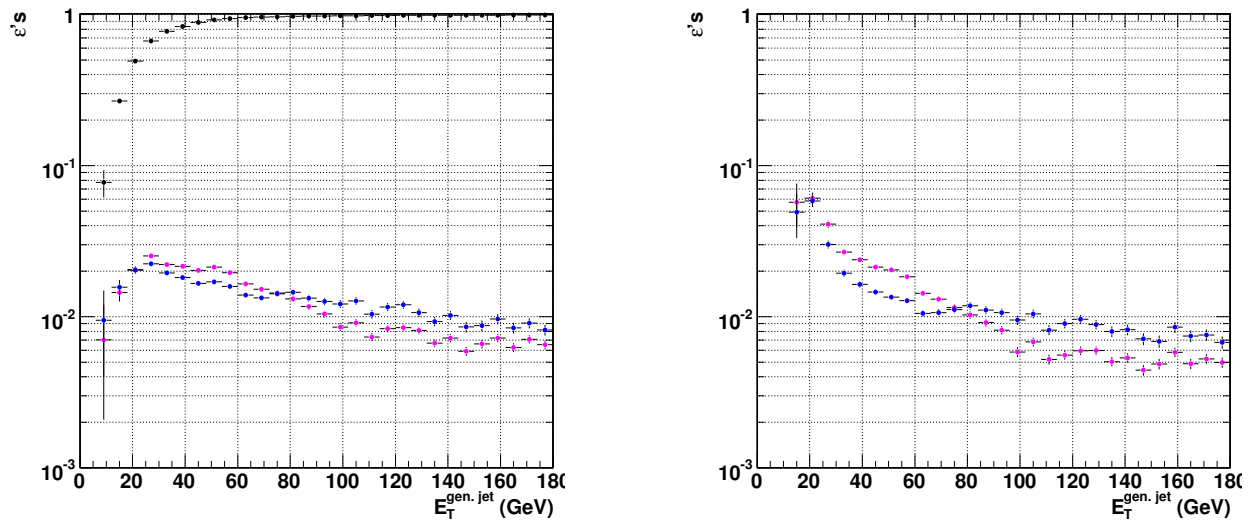


FIG. 3.17 – Efficacités, en fonction de E_T des jets de quark et de gluon générés, de reconstruction calorimétrique du jet (noir), puis de sélection par les traces lorsqu’une taille de cône signal associé de 0,07 est utilisée (bleu), lorsqu’une taille de cône signal définie par $\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3, 5 \text{ GeV}/E_T^{\text{calo. jet}}; 0,05\}\}$ est utilisée (rose) :

- pour tous les jets (gauche),
- pour ceux d’entre eux contenant au moins deux traces reconstruites (droite – l’efficacité de reconstruction du jet, égale à 1, n’est pas représentée).

représentées sur la figure 3.19.

Les multiplicités considérées pour les taus sont faibles comparées à celles pour les quarks et les gluons. Ces distributions dépendent également peu des énergies transverses des jets ; l'assimilation grandissante des amas électromagnétiques neutres aux amas électromagnétiques chargés pour des valeurs croissantes de l'énergie transverse des jets n'a pas d'effet visible sur les distributions.

Pour les jets hadroniques de tau, à ceux à une trace est associée une multiplicité en amas neutres plus élevée qu'à ceux à trois traces dans le cône signal, suivant en cela la différence de multiplicités en pions neutres pour ces deux ensembles de jets. La part relative des jets hadroniques de tau reconstruits qui ne contiennent aucun amas neutre est d'approximativement 26 % dans les cas à une trace, et 33 % les cas à trois traces dans le cône signal.

Sur les figures 3.20, 3.21, 3.22 sont précisées les distributions en nombre d'amas électromagnétiques neutres pour les jets hadroniques de τ reconstruits et respectivement identifiés aux produits des désintégrations $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \bar{\nu}_\tau^{(-)}$, $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \bar{\nu}_\tau^{(-)}$ et $\tau^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm \bar{\nu}_\tau^{(-)}$.

Quant aux jets de quark ou de gluon reconstruits, les distributions dépendent de leur énergie transverse, elles évoluent vers des nombres d'amas plus grands pour des valeurs croissantes de cette énergie transverse. Les distributions pour les jets à une trace et à trois traces dans le cône signal sont peu différentes. Pour chaque distribution, moins de 5 % des jets ne contiennent pas d'amas neutres (fraction relative au nombre de jets qui satisfont les critères de sélection par les traces).

Parmi les candidats satisfaisant les critères de sélection par les traces, ceux sans aucun amas électromagnétique neutre sont considérés comme « bons », les autres sont les sujets de la sélection par un rapport de pseudo-vraisemblances.

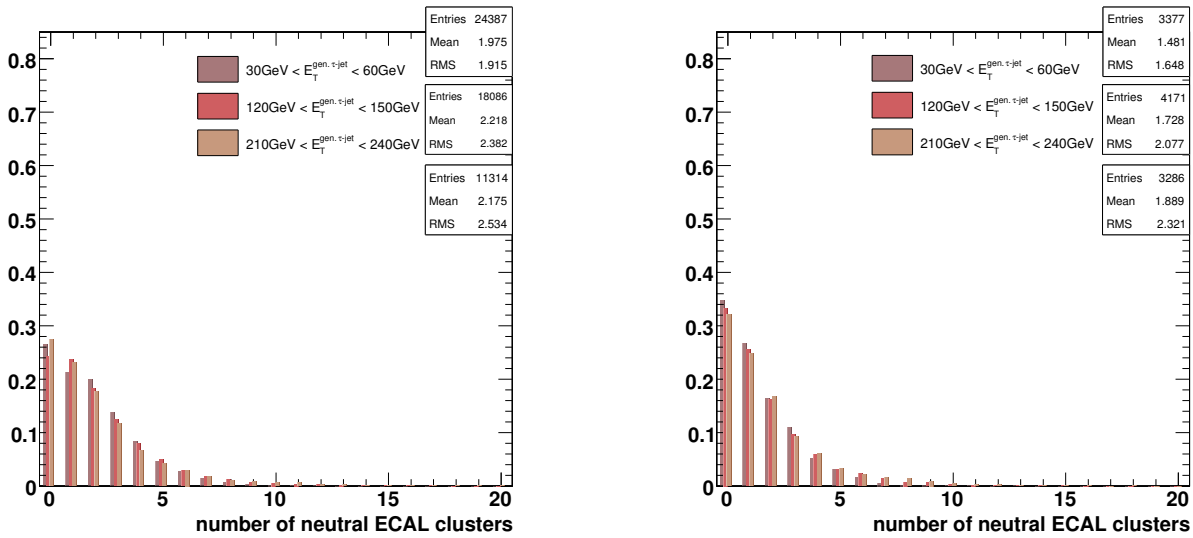


FIG. 3.18 – Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et auxquels est associée soit une trace (gauche) soit trois traces dans le cône signal (droite).

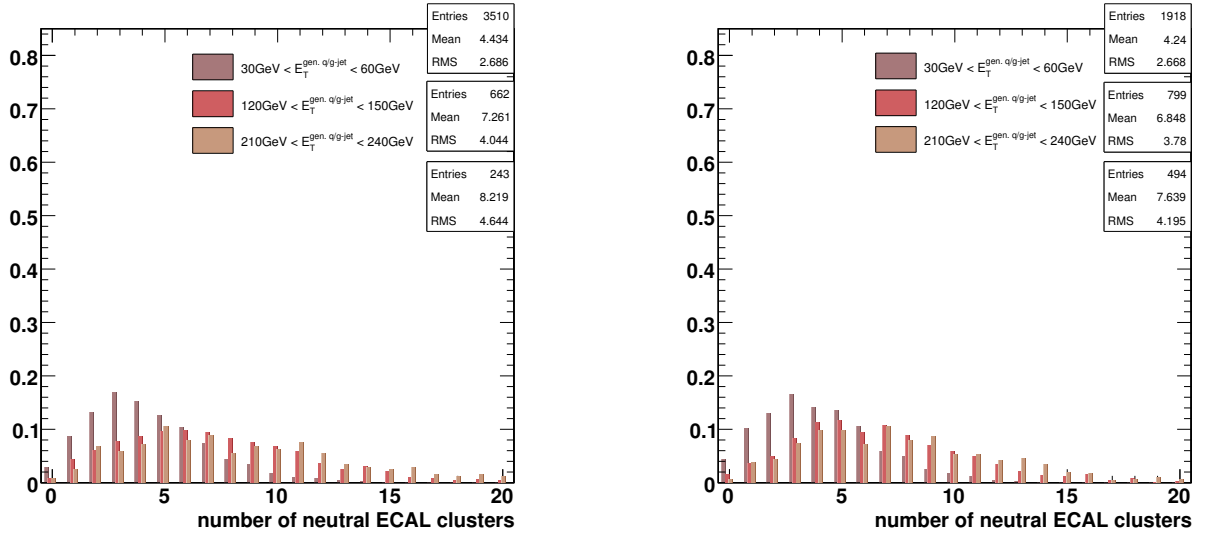


FIG. 3.19 – Nombre d’amas électromagnétiques neutres des jets de quark ou de gluon reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et auxquels est associée soit une trace (gauche) soit trois traces dans le cône signal (droite).

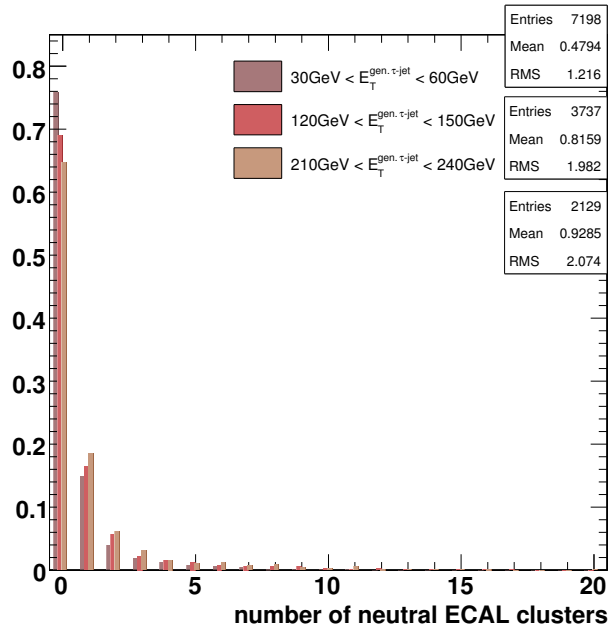


FIG. 3.20 – Nombre d’amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(\pm)}$.

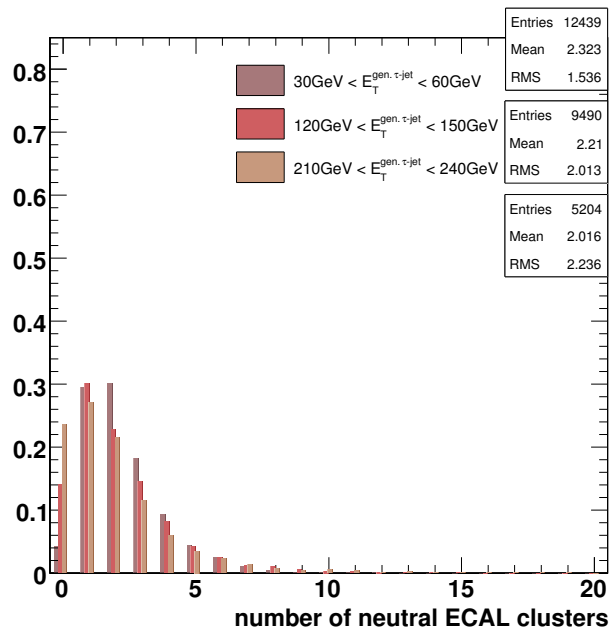


FIG. 3.21 – Nombre d’amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$.

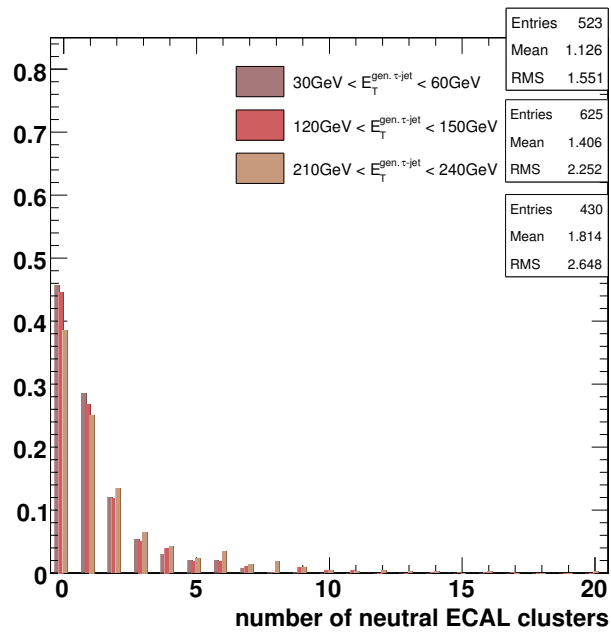


FIG. 3.22 – Nombre d’amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$.

3.2.3 Sélection par un rapport de pseudo-vraisemblances des candidats contenant de l'activité électromagnétique neutre

Un candidat jet hadronique de τ reconstruit satisfaisant les critères de sélection par les traces mais pas celui par l'absence d'activité électromagnétique neutre, est sujet à la sélection par un rapport de pseudo-vraisemblances.

Le rapport de pseudo-vraisemblance, appliqué à un événement caractérisé par les valeurs $\{x_i\}$ de ses paramètres $\{\theta_i\}$, va servir de test statistique entre deux hypothèses pour lesquelles les probabilités de mesurer les valeurs $\{x_i\}$ sont connues.

Le rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L}}(i)$ pour le candidat jet hadronique de τ reconstruit i , utilisé dans la suite du chapitre, est défini par :

$$y_{\mathcal{L}}(i) = \frac{\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i)}{\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i) + \mathcal{L}^{\text{q/g-jet}}(i)} = \frac{\prod_{k=1}^{n_{\text{var.}}} f_k^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(x_k(i))}{\prod_{k=1}^{n_{\text{var.}}} f_k^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(x_k(i)) + \prod_{k=1}^{n_{\text{var.}}} f_k^{\text{q/g-jet}}(x_k(i))} , \quad (3.2)$$

avec :

- $x_k(i)$ la valeur prise par la variable aléatoire x_k pour le candidat i ,
- $\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i) = \prod_{k=1}^{n_{\text{var.}}} f_k^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(x_k(i))$,
où
 - $\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i)$ est la fonction de pseudo-vraisemblance de l'événement sous l'hypothèse *le candidat i est un jet hadronique de τ reconstruit*,
 - $f_k^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(x_k)$ est la fonction de densité de probabilité * de la variable aléatoire x_k pour les jets hadroniques de τ reconstruits. Elle est obtenue à partir des jets issus d'événements simulés à deux taus dos-à-dos se désintégrant hadroniquement sans superposition à un événement sous-jacent ou à des événements de collision inélastique.
- $\mathcal{L}^{\text{q/g-jet}}(i) = \prod_{k=1}^{n_{\text{var.}}} f_k^{\text{q/g-jet}}(x_k(i))$,
où
 - $\mathcal{L}^{\text{q/g-jet}}(i)$ est la fonction de pseudo-vraisemblance de l'événement sous l'hypothèse *le candidat i est un jet de quark ou de gluon reconstruit*,
 - $f_k^{\text{q/g-jet}}(x_k)$ est la fonction de densité de probabilité * de la variable aléatoire x_k pour les jets de quark ou de gluon reconstruits. Elle est obtenue à partir des jets issus d'événements des processus de QCD à deux jets hadroniques simulés à $20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 300 \text{ GeV}/c$, avec superposition à un événement sous-jacent, mais sans superposition à d'autres événements de collision inélastique. Les deux jets de plus grandes E_T dans chaque événement sont considérés.

*La fonction de masse de probabilité ou de densité de probabilité donne la probabilité pour qu'une variable aléatoire prenne une valeur quelconque parmi celles permises. Une fonction de masse se distingue d'une fonction de densité en ceci que la première est définie pour une variable discrète, la seconde pour une variable continue. Ici, par simplicité, le terme *fonction de densité* est utilisé pour signifier l'une ou l'autre des fonctions.

Des définitions différentes et plus naturelles de $\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i)$ et $\mathcal{L}^{q/g\text{-jet}}(i)$ seraient :

$$\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(i) = f^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}(x_0(i), \dots, x_k(i)) \quad (3.3)$$

et

$$\mathcal{L}^{q/g\text{-jet}}(i) = f^{q/g\text{-jet}}(x_0(i), \dots, x_k(i)) \quad (3.4)$$

où les $f^{\dots}(x_0, \dots, x_k)$ seraient des fonctions de densité de probabilité aux k dimensions $\{x_0, \dots, x_k\}$. Des lots (trop) conséquents d'événements sont nécessaires pour construire ces fonctions.

La fonction de densité de probabilité de chaque variable aléatoire x_k est construite, pour une catégorie de jets reconstruits et pour un intervalle en énergie transverse de ces jets, par l'histogramme de x_k correspondant normalisé à un.

Par définition, $y_{\mathcal{L}}(i)$ est compris entre 0 et 1. Un candidat jet reconstruit i ayant la valeur de $y_{\mathcal{L}}(i)$ proche de 0 est estimé ressemblant à un jet de quark ou de gluon reconstruit. Au contraire, si la valeur de $y_{\mathcal{L}}(i)$ est proche de 1, il est estimé ressemblant à un jet hadronique de τ reconstruit. Ces propriétés sont visibles sur les distributions en $y_{\mathcal{L}}(i)$ des jets hadroniques de τ et des jets de quark ou de gluon de la figure 3.33, jets reconstruits contenus dans des lots d'événements différents de ceux utilisés pour l'obtention des fonctions de densité de probabilité.

C'est à l'analyste des données que revient la décision de sélectionner les candidats à travers le choix d'une valeur minimale du rapport de vraisemblances qui leur est associé.

Deux catégories de candidats, menant à 2 fonctions de pseudo-vraisemblance combinant différentes variables discriminantes, sont établies :

- une catégorie *1 trace* regroupe les candidats contenant une trace reconstruite,
- une catégorie *3 traces signal* regroupe les candidats contenant trois traces reconstruites dans le cône signal.

Notes pour la suite du chapitre

1. Sont utilisés à plusieurs reprises les amas électromagnétiques neutres à l'intérieur d'un anneau d'isolation de taille différente de celle pour les traces. La taille de son cône intérieur $\Delta R_{\text{ECAL signal cone}}$ est définie en fonction de $E_T^{\text{calo. jet}}$ par

$$\Delta R_{\text{ECAL signal cone}} = \min\{0, 15; \max\{3/(E_T^{\text{calo. jet}}[\text{GeV}] + 0, 05); 0, 08\}\} . \quad (3.5)$$

Elle est plus grande que celle du cône correspondant pour les traces. La dispersion angulaire en ΔR des amas électromagnétiques neutres autour de la trace principale est plus grande que celles des traces. En effet,

- une fraction importante de ces amas neutres sont dus au passage de photons. La plupart de ceux-ci, tant au sein d'un jet hadronique de tau que d'un jet de quark ou gluon, sont issus de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. À faible énergie du π^0 ($E < 15$ GeV) l'écart ΔR entre les deux photons produits ne sera pas négligeable à la surface du calorimètre électromagnétique. Celui entre les amas neutres correspondants et la trace principale est sensible à cette ouverture géométrique.

- Une fraction plus faible des amas neutres sont dus au passage de hadrons chargés, l'étiquetage *chargé* des amas ayant dans ce cas failli. Ces hadrons subissent l'effet du champ magnétique dans lequel baigne le trajectographe ; la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – de leur point d'impact dans le calorimètre électromagnétique, également celle de l'amas résultant, s'écartent ainsi de celle de la trace au plus près du point d'interaction primaire entre protons.

La taille du cône extérieur $\Delta R_{\text{ECAL isol. outer cone}}$ de l'anneau est choisie égale à 0,45.

Sur la figure 3.23 sont montrées pour des candidats qui satisfont les critères de sélection par les traces et identifiés à des jets hadroniques de τ reconstruits (gauche) ou à des jets de quark ou de gluon reconstruits (droite), les distributions en ΔR entre la direction de la trace principale et celle de chacun des amas électromagnétiques neutres en fonction de $E_T^{\text{calo. jet}}$.

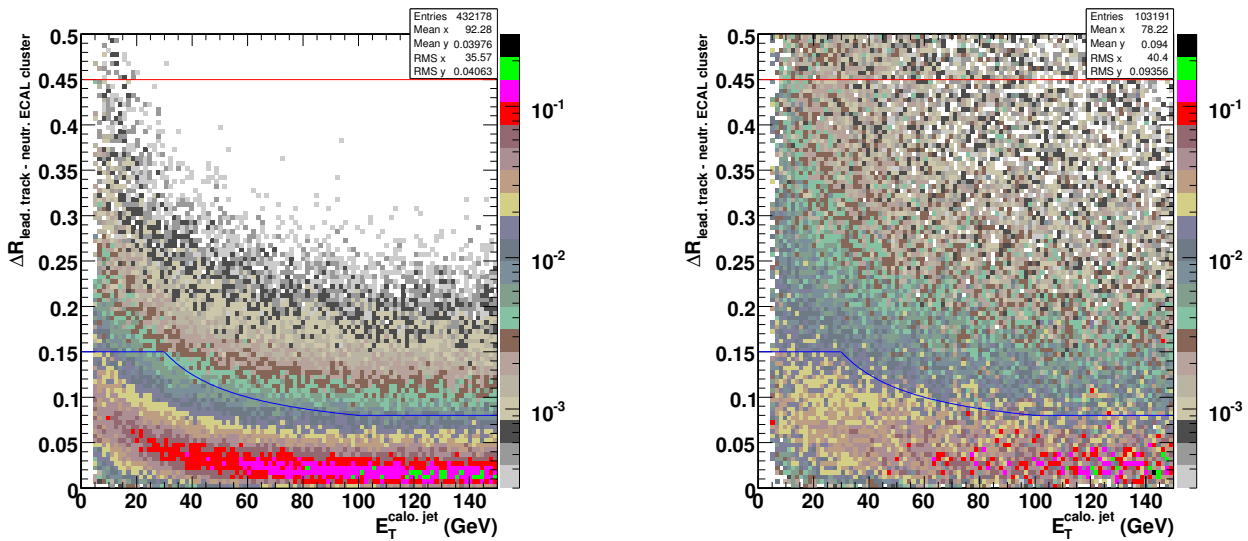


FIG. 3.23 – ΔR entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de chacun des amas électromagnétiques neutres en fonction de E_T du jet calorimétrique pour des jets hadroniques de τ reconstruits (gauche) ou des jets de quark ou de gluon reconstruits (droite), qui tous satisfont les critères de sélection par les traces ; la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation. À chaque entrée dans l'histogramme est associé un poids égal à l'énergie de l'amas neutre correspondant, chaque contenu de boîte est ensuite normalisé au contenu de l'intervalle en E_T dans lequel la boîte est comprise.

2. Est utilisé le paramètre d'impact transverse d_0 d'une trace associée à un jet calorimétrique. Il est représenté sur le schéma de la figure 3.24. Sa signification (non signée) est définie par

$$S_{d_0} = d_0 / \sigma_{d_0} , \quad (3.6)$$

où σ_{d_0} est l'erreur sur la valeur de d_0 estimée lors de la reconstruction de la trace.

3. Est utilisée la distance de vol L_{3D} d'un vertex primaire à un vertex secondaire. Le premier est reconstruit à partir des coups détectés dans le trajectographe silicium à pixels suivant l'algorithme décrit dans

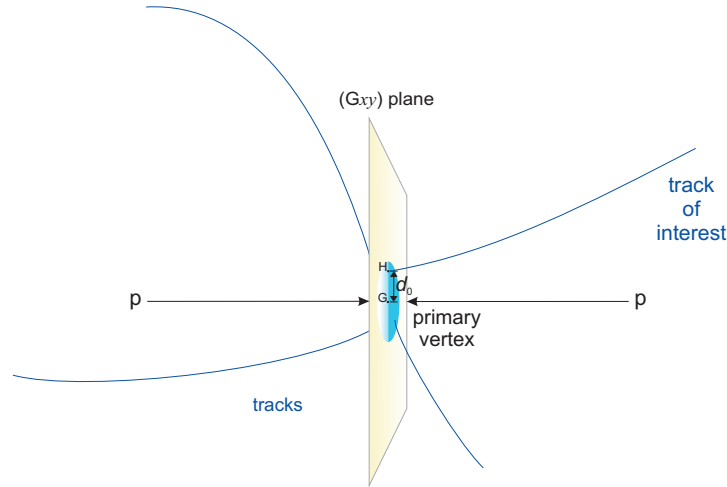


FIG. 3.24 – Schéma du paramètre d’impact transverse d_0 d’une trace reconstruite ; G est la position estimée du vertex primaire reconstruit, H est le point de contact entre le plan (Gxy) et la trace propagée jusqu’au plan.

la section 2.2.7 et développé dans [29]. Le second est reconstruit à partir de trois traces associées au jet calorimétrique suivant l’algorithme d’Ajustage Adaptatif de Vertex décrit dans [39]. La distance L_{3D} est représentée sur le schéma de la figure 3.25. Sa signification signée est définie par

$$S_{signed,L_{3D}} = L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} \times \text{signe}(\sin(\alpha_{\text{jet, prim.-sec. vtes}})) , \quad (3.7)$$

où $\sigma_{L_{3D}}$ est l’erreur sur la valeur de L_{3D} , $\alpha_{\text{jet, prim.-sec. vtes}}$ est l’angle entre la direction de l’axe du jet et celle du segment vertex primaire-vertex secondaire.

Les variables discriminantes suivantes ont été retenues pour la construction des deux fonctions de pseudo-vraisemblance $\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ et $\mathcal{L}^{\text{q/g-jet}}$ associées aux candidats ne comportant qu’une seule trace :

- le nombre d’amas électromagnétiques neutres, par lequel nous tirons profit de la faible multiplicité en photons (et en pions neutres dont la plupart résultent) au sein d’un jet hadronique de τ comparé au jet de quark ou de gluon,

$$\overline{\Delta R}^{\text{neutr. ECAL clus. - track}} = \frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} \times \Delta R_{\text{track}-i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}}} ,$$

qui est un estimateur de l’écart des trajectoires des photons au sein d’un jet de particules (faible dans le cas d’un jet hadronique de τ comparé au cas d’un jet de quark ou de gluon).

$$\bullet \frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus. , isol. annul.}}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + P_{\text{track}}} ,$$

où les amas électromagnétiques neutres considérés dans la somme au numérateur sont ceux à l’intérieur de l’anneau d’isolation défini plus haut.

À travers cette variable nous tirons avantage :

- de la faible contribution des photons dans la somme des énergies des hadrons chargés et des photons qui composent un jet hadronique de τ ,

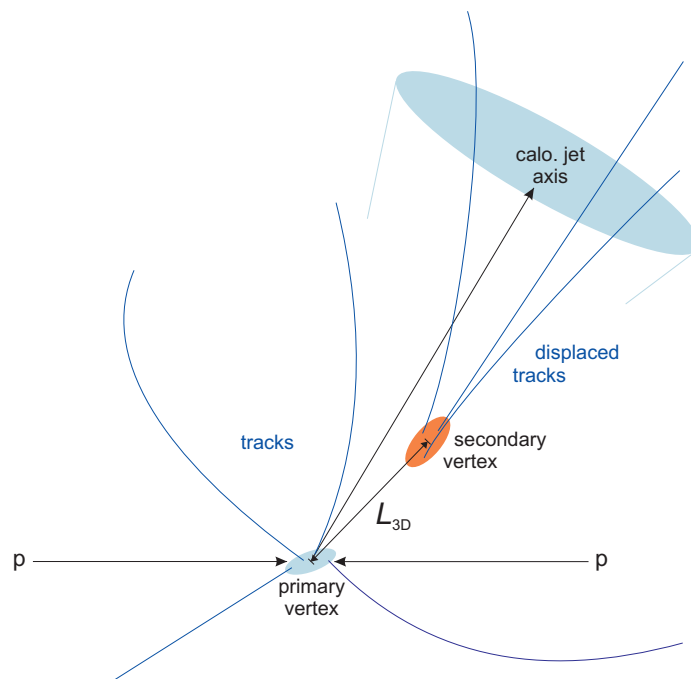


FIG. 3.25 – Schéma de la distance de vol L_{3D} d'un vertex primaire à un vertex secondaire reconstruit à partir de trois traces associées à un jet calorimétrique.

- du faible écart des trajectoires des photons au sein d'un jet hadronique de τ ,
- de la sous-évaluation de l'énergie du jet de quark ou de gluon par l'estimateur $\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + P_{\text{track}}$, telle que les distributions de la figure 3.9 la suggèrent.
- La significance non signée S_{d_0} du paramètre d'impact transverse de la trace.
Ce paramètre augmente avec le temps de vol de la particule qui initie le jet de particules. Elle est non négligeable dans le cas du tau.

Les variables discriminantes suivantes ont été retenues pour la construction des deux fonctions de pseudo-vraisemblance $\mathcal{L}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ et $\mathcal{L}^{\text{q/g-jet}}$ associées aux candidats de la catégorie *3 traces signal* :

- à nouveau le nombre d'amas électromagnétiques neutres,

$$\bullet \frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus. , isol. annul.}}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + \sum_{j_{\text{track}}=1}^{n_{\text{tracks}}} P_{j_{\text{track}}}},$$

où les amas électromagnétiques neutres considérés dans la somme au numérateur sont ceux à l'intérieur de l'anneau d'isolation défini plus haut.

Elle est semblable à l'une des variables de la catégorie *1 trace*. Dans les deux catégories nous tirons avantage des mêmes particularités du jet hadronique de τ comparé au jet de quark ou de gluon.

- La significance signée $S_{\text{signed}, L_{3D}}$ de la distance de vol d'un vertex primaire à un vertex secondaire reconstruits à partir de traces.

Dans la suite des figures 3.26 à 3.28 et 3.29 sont montrées les distributions normalisées à 1 – fonctions de densité de probabilité – de chacune des variables utilisées dans le rapport de pseudo-vraisemblances pour les candidats de la catégorie *1 trace* identifiés soit à des jets hadroniques de τ (en bleu), soit à des jets de quark ou de gluon (en noir).

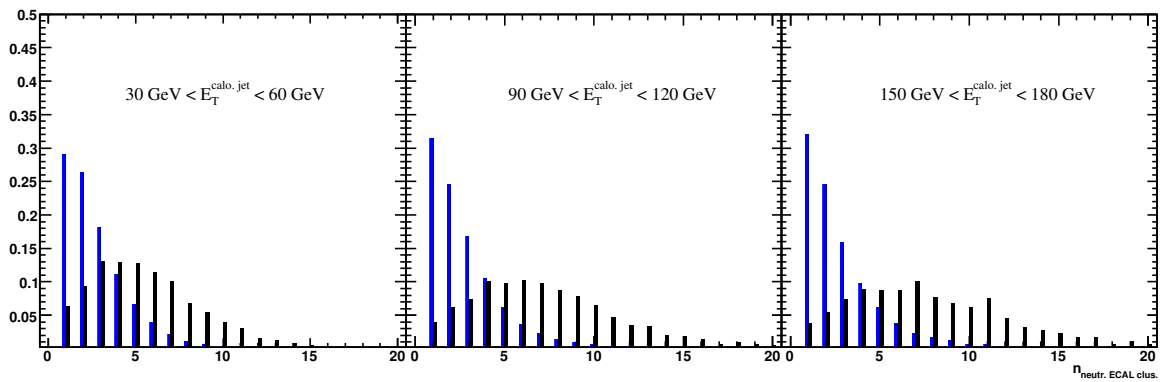


FIG. 3.26 – Nombre d'amas électromagnétiques neutres des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

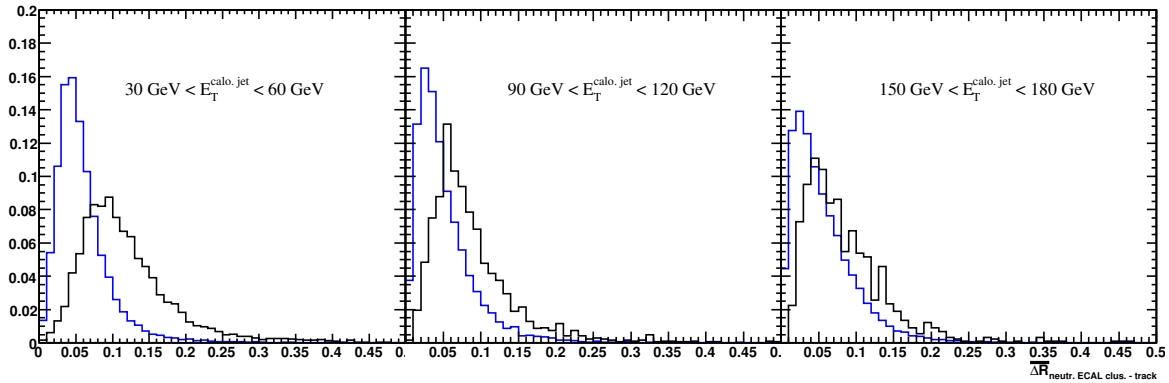


FIG. 3.27 – $\overline{\Delta R}_{\text{neutr. ECAL clus.} - \text{track}}$ des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

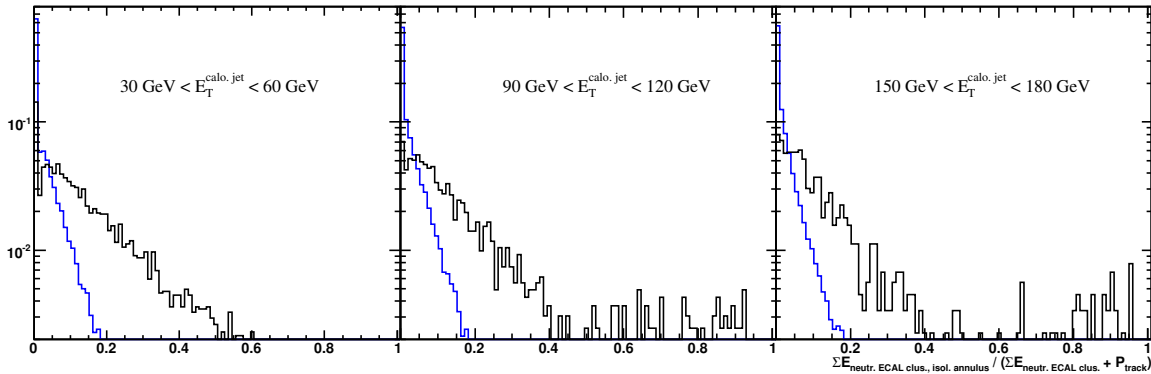


FIG. 3.28 – $\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus., isol. annul.}}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + P_{\text{track}}}$ des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

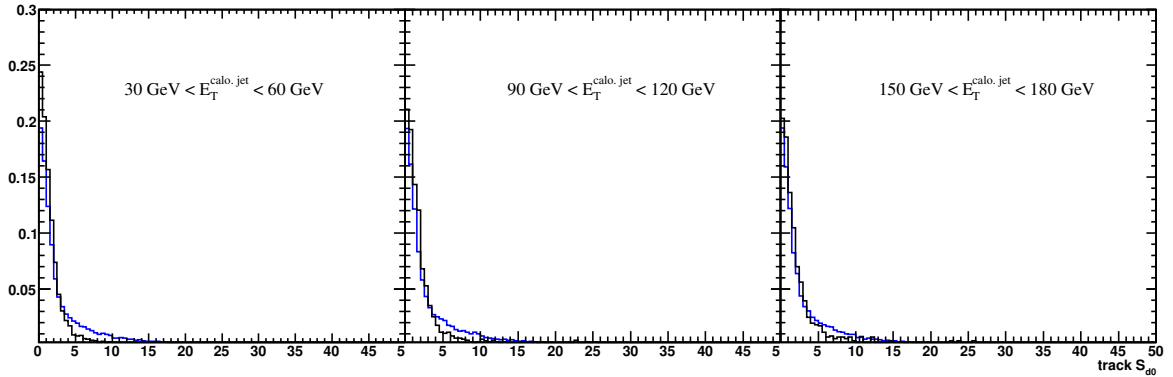


FIG. 3.29 – Significane non signée du paramètre d’impact transverse de la trace des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

Dans les tableaux 3.3 et 3.2 sont énumérés les coefficients moyens de corrélation linéaire entre ces variables, respectivement pour les jets hadroniques de τ et pour les jets de quark ou de gluon, après une sélection en E_T du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV.

Pour chaque série de n couples de valeurs (x_i, y_i) , le coefficient de corrélation linéaire r_p entre les deux variables est défini par

$$r_p = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} , \quad (3.8)$$

où σ_x est l’écart type de la distribution des x_i , σ_y est l’écart type de la distribution des y_i et $\text{cov}(x, y)$ est la covariance de la distribution des (x_i, y_i) définie par

$$\text{cov}(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \times (y_i - \bar{y}) , \quad (3.9)$$

avec \bar{x} , \bar{y} , les moyennes des distributions des deux variables.

Au couple des variables *nombre d’amas électromagn. neutres* et $\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus. , isol. annul.}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}} E_{i_{\text{clus.}}} + P_{\text{track}}}$ correspondent les coefficients les plus élevés. Les deux variables sont toutefois utilisées du fait de leur pouvoir respectif de discrimination, important même après l’application d’une coupure selon l’autre variable (le coefficient de corrélation linéaire ne semble pas permettre seul de conclure sur la redondance des deux variables). Il en est de même des variables *nombre d’amas électromagn. neutres* et $\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus. , isol. annul.}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}} E_{i_{\text{clus.}}} + \sum_{j_{\text{track}}=1}^{n_{\text{tracks}}} P_{j_{\text{track}}}}$ pour les candidats de la catégorie *3 traces signal*.

Dans la suite des figures 3.30, 3.31 et 3.32 sont montrées les fonctions de densité de probabilité des variables discriminantes utilisées dans le rapport de pseudo-vraisemblances pour les candidats de la catégorie *3 traces signal*, et identifiés soit à des jets hadroniques de τ (en bleu), soit à des jets de quark ou de gluon

variable	variable	nombre d'amas électromagn. neutres	$\overline{\Delta R}_{\text{neur. ECAL clus. - track}}$	$\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}} + P_{\text{track}}}$	S_{d_0}
nombre d'amas électromagn. neutres		1,00	0,09	0,40	0,05
$\overline{\Delta R}_{\text{neur. ECAL clus. - track}}$		0,09	1,00	0,31	-0,01
$\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}} + P_{\text{track}}}$		0,40	0,31	1,00	0,03
S_{d_0}		0,05	-0,01	0,03	1,00

Таб. 3.2 – Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV- de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie *1 trace* et identifiés à un jet hadronique généré de τ .

variable	variable	nombre d'amas électromagn. neutres	$\overline{\Delta R}_{\text{neur. ECAL clus. - track}}$	$\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}} + P_{\text{track}}}$	S_{d_0}
nombre d'amas électromagn. neutres		1,00	-0,13	0,40	0,07
$\overline{\Delta R}_{\text{neur. ECAL clus. - track}}$		-0,13	1,00	0,36	-0,04
$\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{N_{\text{neur. ECAL clus. - track}}} E_{i_{\text{clus.}}}^{\text{clus.}} + P_{\text{track}}}$		0,40	0,36	1,00	-0,02
S_{d_0}		0,07	-0,04	-0,02	1,00

Таб. 3.3 – Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie *1 trace* et identifiés à un jet généré de quark ou de gluon.

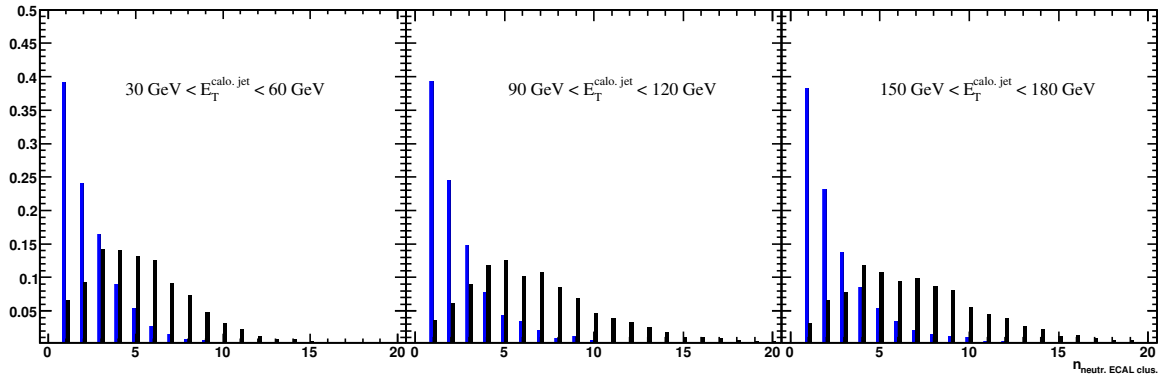


FIG. 3.30 – Nombre d’amas électromagnétiques neutres des candidats de la catégorie *3 traces signal* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

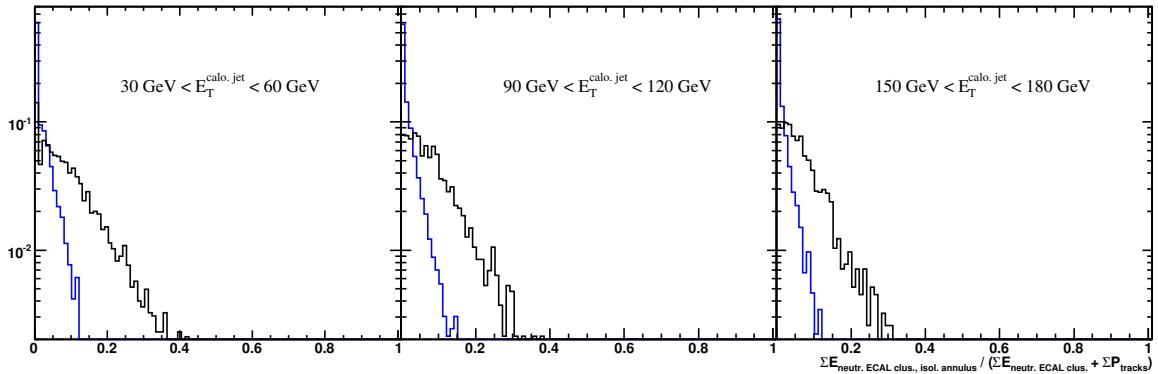


FIG. 3.31 – $\frac{\sum_{i_{clus.}=1}^{n_{neutr. ECAL clus., isol. annul.}} E_{i_{clus.}}}{\sum_{i_{clus.}=1}^{n_{neutr. ECAL clus.}} E_{i_{clus.}} + \sum_{j_{track}=1}^{n_{tracks}} P_{j_{track}}}$ pour les candidats de la catégorie *3 traces signal* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

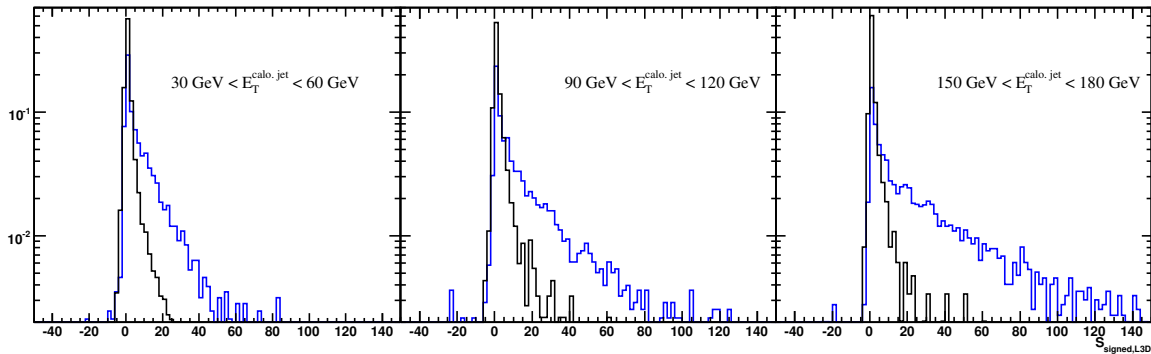


FIG. 3.32 – Significane signée de la distance de vol entre les vertex primaire et secondaire reconstruits des candidats de la catégorie *3 traces signal* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

(en noir). Dans les tableaux 3.4 et 3.5 sont énumérés les coefficients moyens de corrélation linéaire entre ces variables respectivement pour les jets hadroniques de τ et pour les jets de quark ou de gluon, après une sélection en E_T du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV.

Sur la figure 3.33 sont montrées les distributions normalisées à 1 du rapport de pseudo-vraisemblances pour les candidats identifiés à des jets hadroniques de τ (en bleu) et à des jets de quark ou de gluon (en noir).

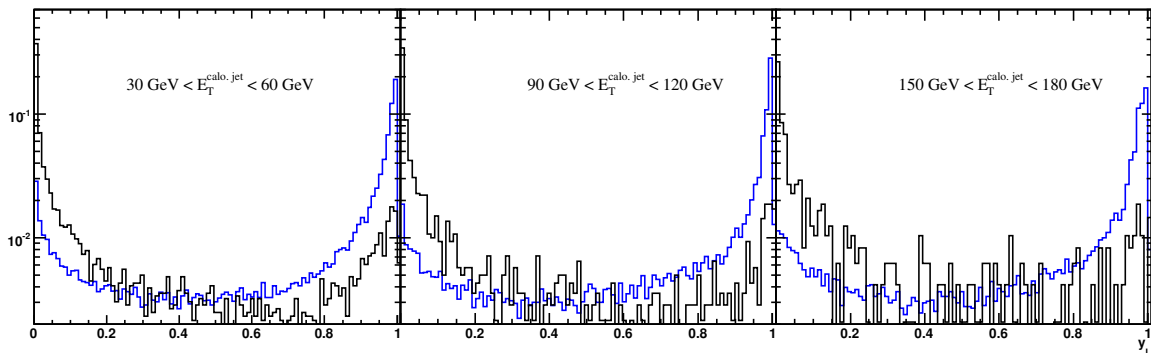


FIG. 3.33 – Rapport de pseudo-vraisemblances y_L des candidats identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.

variable	variable	nombre d'amas électromagn. neutres	$\frac{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus. isol. annul.} E_{T,clus}}}{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus. isol. annul.} E_{T,clus} + \sum_{j_{track}=1}^{N_{tracks}} P_{jtrack}}$	$S_{signal,L3D}$
nombre d'amas électromagn. neutres		1,00	0,47	0,04
$\frac{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus. isol. annul.} E_{T,clus}}}{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus.} E_{T,clus} + \sum_{j_{track}=1}^{N_{tracks}} P_{jtrack}}$		0,47	1,00	0,02
$S_{signal,L3D}$		0,04	0,02	1,00

Tab. 3.4 – Coefficients moyens – E_T du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie 3 *traces signal* et identifiés à un jet hadronique généré de τ .

variable	variable	nombre d'amas électromagn. neutres	$\frac{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus. isol. annul.} E_{T,clus}}}{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus.} E_{T,clus} + \sum_{j_{track}=1}^{N_{tracks}} P_{jtrack}}$	$S_{signal,L3D}$
nombre d'amas électromagn. neutres		1,00	0,49	0,01
$\frac{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus. isol. annul.} E_{T,clus}}}{\sum_{k_{clus}=1}^{N_{neutr. ECAL-clus.} E_{T,clus} + \sum_{j_{track}=1}^{N_{tracks}} P_{jtrack}}$		0,49	1,00	0,01
$S_{signal,L3D}$		0,01	0,01	1,00

Tab. 3.5 – Coefficients moyens – E_T du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie 3 *traces signal* et identifiés à un jet généré de quark ou de gluon.

3.2.4 Performances

Les variables, avec leur définition, utilisées pour juger du pouvoir de discrimination de l'algorithme et des effets de chaque étape de sélection des candidats sont les suivantes :

$$\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}} = \frac{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits}}{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ générés}},$$

$$\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}} = \frac{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits qui répondent aux critères de sélection par les traces}}{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ générés}},$$

$$\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}} = \frac{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits qui répondent aux critères de sélection par les traces et par l'absence d'activité électromagn. neutre}}{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ générés}},$$

$$\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}} = \frac{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits qui répondent aux critères de sélection par les traces et par l'absence d'activité électromagn. neutre/par le rapport de pseudo - vraisemblances}}{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits qui répondent aux critères de sélection par les traces}},$$

$$\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}} = \frac{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ reconstruits qui répondent aux critères de sélection par les traces et par l'absence d'activité électromagn. neutre/par le rapport de pseudo - vraisemblances}}{\text{nombre de jets hadroniques de } \tau \text{ générés}}.$$

Aux jets hadroniques de quark ou de gluon correspondent les variables équivalentes : $\varepsilon_{\text{step 0}}^{q/g\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 1}}^{q/g\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{q/g\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$.

Sur la figure 3.34 sont montrées les distributions de $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ pour différents choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L},\text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs). Le traitement des candidats selon leur activité électromagnétique neutre et selon un test par un rapport de pseudo-vraisemblances apporte un important pouvoir de discrimination qui s'ajoute à celui, d'usage commun au sein de la collaboration de CMS, par les traces. Pour $y_{\mathcal{L},\text{min}} = 0, 8$, l'efficacité de sélection par ce traitement supplémentaire (relativement à celui par les traces) des jets hadroniques de tau est approximativement égale à 75 % tandis que celle des jets de quarks et de gluons est comprise entre 10 et 20 %. Aux jets d'énergie transverse comprise entre 20 et 50 GeV correspond un pouvoir de discrimination plus faible qu'à ceux de plus grandes énergies transverses.

Sur la figure 3.35 sont montrées les distributions de $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ pour différents choix de $y_{\mathcal{L},\text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs). Pour $y_{\mathcal{L},\text{min}} = 0, 8$, au final, l'efficacité de reconstruction et de bon étiquetage des jets hadroniques de tau est approximativement égale à 60 % et celle de reconstruction et

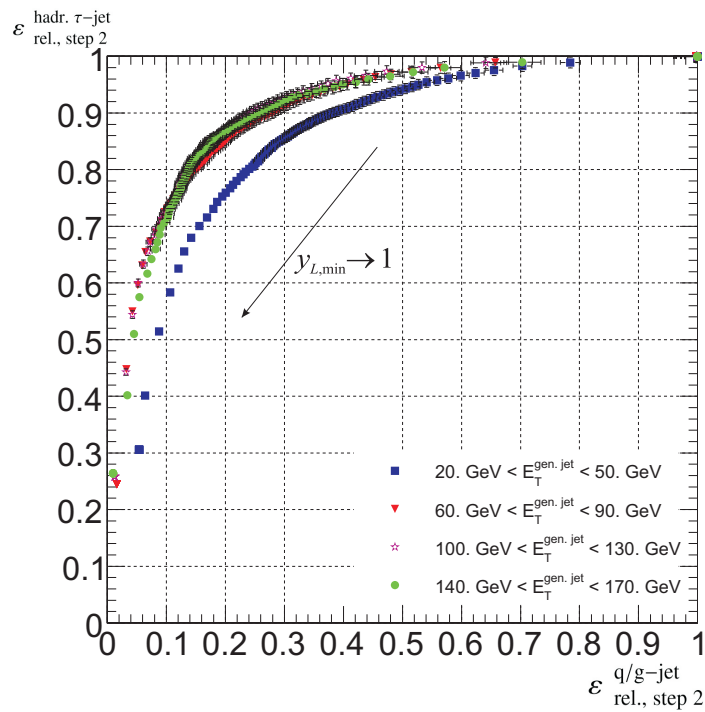


FIG. 3.34 – $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{\text{q/g-jet}}$ pour différents choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L}, \text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs).

de mauvais étiquetage des jets hadroniques de quark ou de gluon est de quelques pour mille.

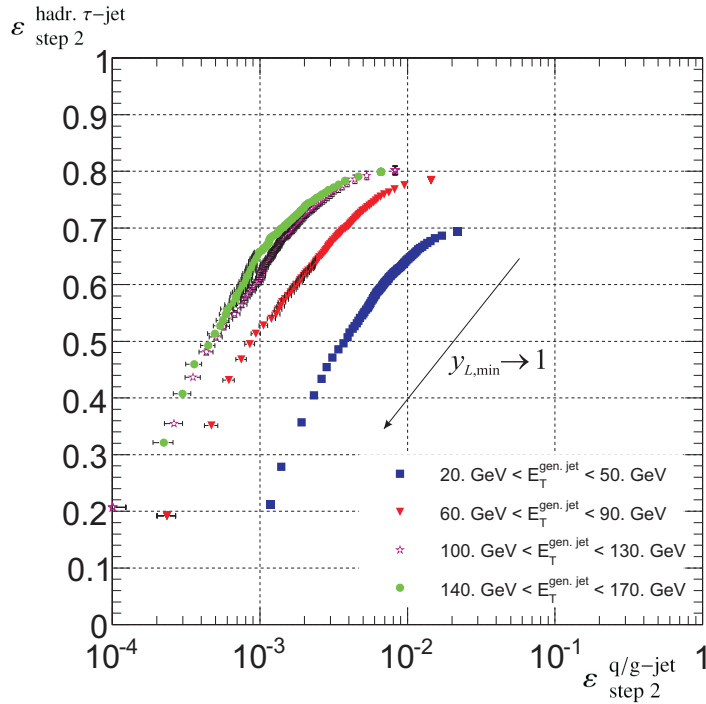


FIG. 3.35 – $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{q/g-jet}}$ pour différents choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L},\text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs).

Sur la figure 3.36 sont montrées les distributions de $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ pour $y_{\mathcal{L},\text{min}} = 0,8$ en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés. Sur les figures 3.37 et 3.38 sont montrées les mêmes efficacités pour des jets hadroniques de τ générés respectivement par le processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ et par le processus $h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ où h^0 est un boson de Higgs du Modèle Standard. Ces courbes d'efficacité sont relativement plates pour $E_T > 40$ GeV. Pour $E_T < 40$ GeV et selon des valeurs décroissantes de cette énergie les efficacités diminuent rapidement. Celles sur les deux dernières figures sont semblables. Les efficacités sont plus basses que pour les événements à deux taus dos-à-dos, les seuls à ne pas contenir d'événements physiques sous-jacents.

Sur la figure 3.39 sont montrées les distributions de $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{q/g-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{q/g-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{q/g-jet}}$ et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{q/g-jet}}$ pour $y_{\mathcal{L},\text{min}} = 0,8$ en fonction de E_T des jets de quark ou de gluon générés.

Sur les figures 3.40 et 3.41 sont montrées les distributions de ces efficacités en fonction respectivement de $|\eta|$ des jets hadroniques de τ générés et de $|\eta|$ des jets de quark ou de gluon générés. La première figure nous indique que l'efficacité de sélection des jets hadroniques de tau par le rapport de pseudo-vraisemblances est fortement altérée par la quantité de matière dans le trajectographe interne : la distribution de $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$, et plus faiblement celle de $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$, décroît (ou croît) en fonction de $|\eta|$ tandis que le nombre de longueurs

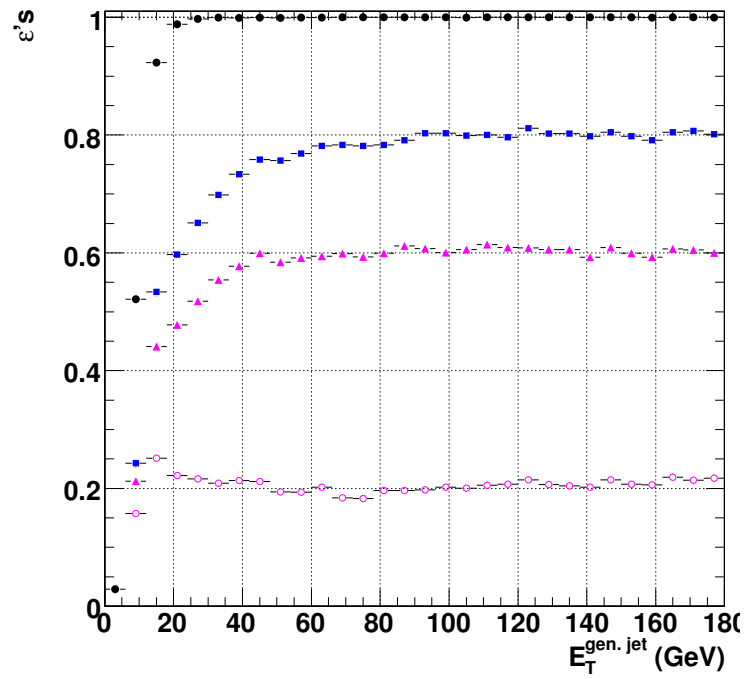


FIG. 3.36 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés.

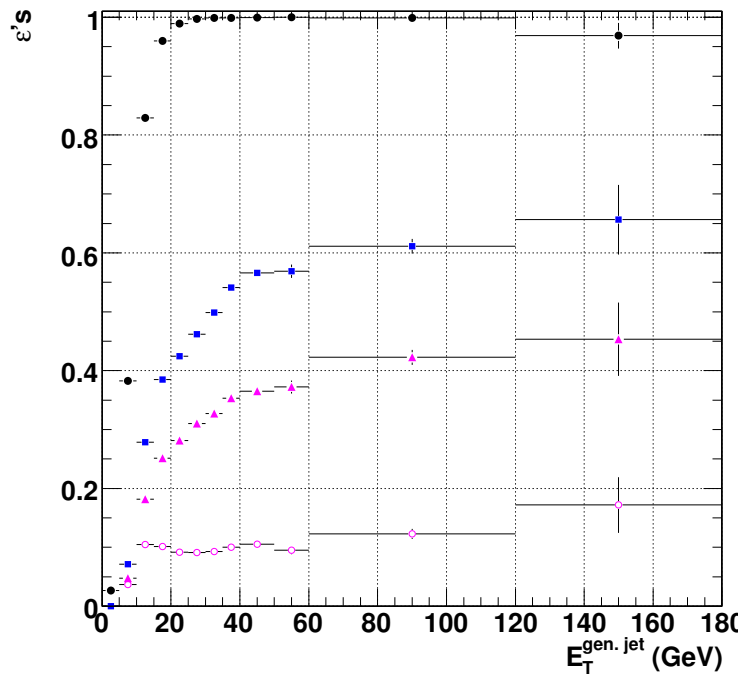


FIG. 3.37 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans des événements du processus physique $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

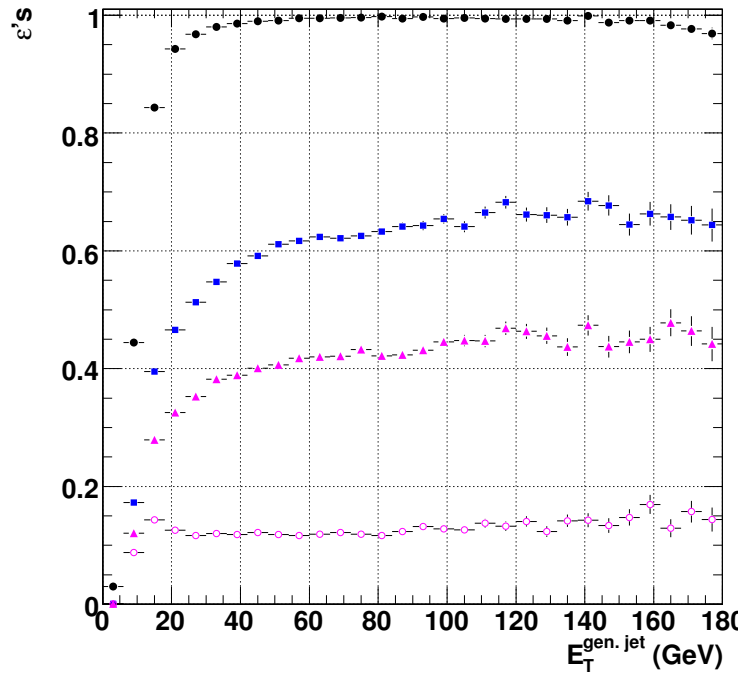


FIG. 3.38 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans des événements du processus physique $h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

de radiation du trajectographe croît (décroît) comme indiqué sur la figure 2.9.

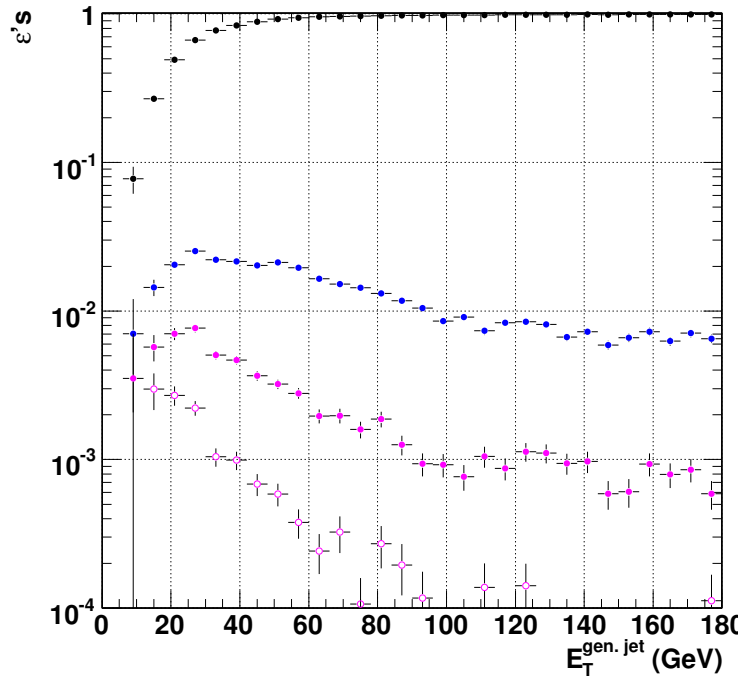


FIG. 3.39 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{q/g\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{q/g\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets de quark ou de gluon générés.

3.3 Discrimination contre les électrons, contre les muons

Dans cette partie est utilisée, très légèrement modifiée, la méthode de discrimination entre un jet hadronique de τ et un électron ou un muon introduite dans CMS par D. Mangeol et U. Goerlach [57].

Les candidats jets hadroniques de τ considérés dans les chapitres suivants répondent, en plus des critères de discrimination contre les jets de quark ou de gluon, aux critères contre les électrons et les muons.

Le passage d'un électron dans le détecteur engendre la reconstruction d'une trace et d'un jet calorimétrique (électromagnétique). Celui d'un muon engendre la reconstruction d'une trace et rarement celle d'un jet calorimétrique (hadronique). Un électron ou un muon reconstruit calorimétriquement répond généralement aux critères de sélection des jets hadroniques de τ reconstruits développés ci-dessus, critères adaptés au rejet des jets de quark ou de gluon reconstruits.

Sur la figure 3.42 sont montrés empilés la distribution en rapport de pseudo-vraisemblances (section 3.2.3) pour les candidats contenant au moins un amas électromagnétique neutre (fond orangé) et un pic à la valeur

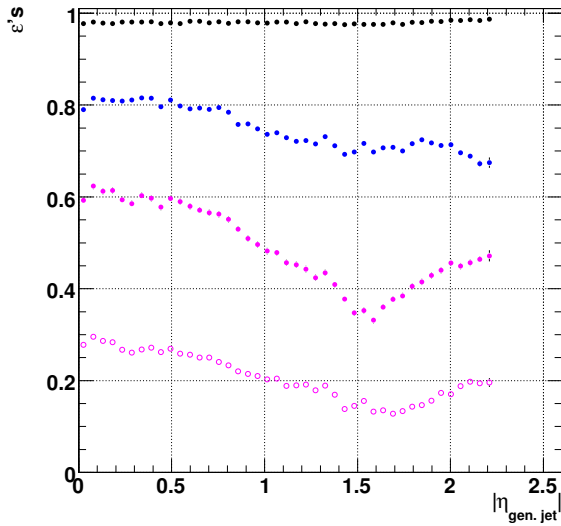


FIG. 3.40 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de $|\eta|$ des jets hadroniques de τ générés.

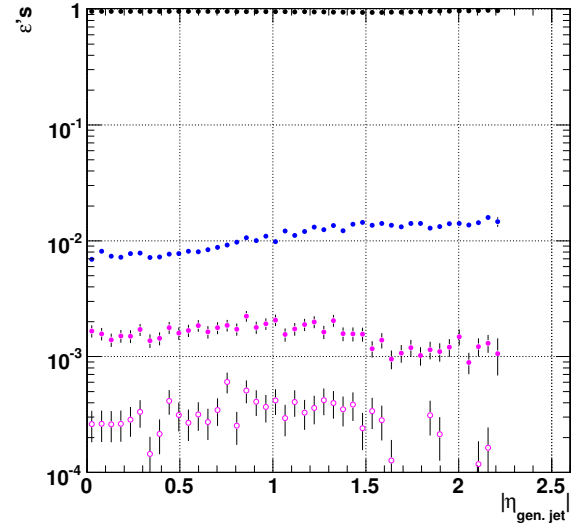


FIG. 3.41 – $\varepsilon_{\text{step 0}}^{q/g\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{q/g\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de $|\eta|$ des jets de quark ou de gluon générés.

1 pour les autres (fond jaune), ceci lorsque les candidats sont dus au passage soit d'un électron dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \bar{\nu}_e$ (à gauche), soit d'un muon dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$ (à droite) ; ils ont vérifié précédemment les critères de sélection par les traces et sont de la catégorie *1 trace*.

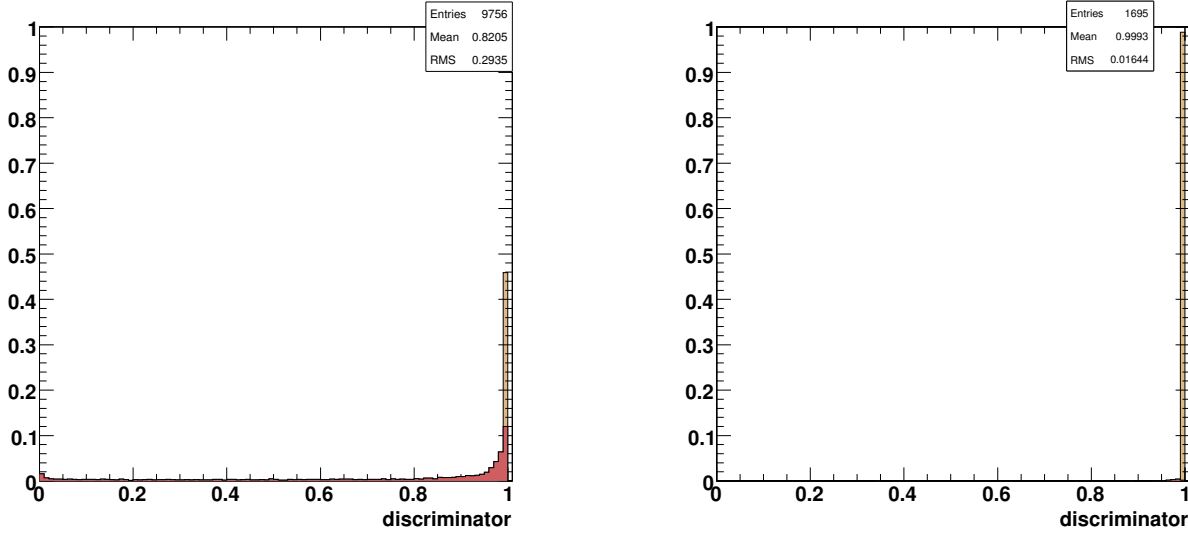


FIG. 3.42 – Distributions à 1 si le candidat ne contient pas d'amas électromagnétique neutre (fond jaune) et en rapport de pseudo-vraisemblances sinon (fond orangé) pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *1 trace* et dus au passage soit d'un électron dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \bar{\nu}_e$ (gauche), soit d'un muon dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$ (droite).

Les deux rapports utilisés pour discriminer les jets hadroniques de τ reconstruits des électrons et des muons sont

$$\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} , \quad \frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} ,$$

où $E_T^{\text{ECAL hits}}$ ($E_T^{\text{HCAL hits}}$) est la somme des énergies transverses des dépôts dans le calorimètre électromagnétique (hadronique) dans un cône de taille $\Delta R = 0,3$ autour de la direction – donnée à partir du point de coordonnées $(0,0,0)$ du détecteur – du point de contact entre la trace propagée et la surface intérieure du calorimètre électromagnétique.

Les candidats jets hadroniques de τ sélectionnés vérifient :

$$\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 0,15 \quad \text{ou} \quad \frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 0,70 , \quad (3.10)$$

ce qui rejette les muons, et

$$\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} < 0,60 \quad \text{ou} \quad \frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 2,00 \quad \text{ou} \quad \frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 0,15 \quad (3.11)$$

et

$$\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} < 0,80 \quad \text{ou} \quad \frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 1,30 \quad \text{ou} \quad \frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}} > 0,4, \quad (3.12)$$

ce qui rejette les électrons.

Sur les figures 3.43 et 3.44 sont montrées les distributions de $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ pour respectivement des électrons dans des événements $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$ et des muons dans des événements $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}$, tous vérifiant les critères de sélection par les traces et de la catégorie *1 trace*. Sur la figure 3.45 sont montrées les distributions équivalentes pour des pions chargés issus de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$ (gauche) ou $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$ (droite). Les candidats au-dessus des zones délimitées par un trait rouge dans les histogrammes de $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ vérifient les critères de sélection des jets hadroniques de τ . Ces critères furent fixés, dans [57], en utilisant le logiciel de simulation OSCAR et celui de digitisation et reconstruction ORCA ; ces critères n'ont pas été modifiés pour la présente étude, les précédents logiciels sont considérés plus réalistes que leur remplaçant actuel, CMSSW. Dans le tableau 3.6 sont énumérées les efficacités (relatives) de cette sélection sur des candidats qui vérifient au préalable les critères de sélection par les traces et sont inclus dans la catégorie *1 trace*.

origine	efficacité relative de sélection
	par les variables $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ et $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$
électron dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$	0,10
muon dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}$	0,02
produits visibles de la désintégration de τ	0,90
pion chargé issu de $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$	0,89
produits de $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$	0,88

TAB. 3.6 – Différentes origines des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces et de la catégorie *1 trace* avec pour chacune l'efficacité relative de sélection par les variables $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$ et $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_T^{\text{track}}}$.

3.4 Conclusion

Une méthode de discrimination entre les jets hadroniques de tau et ceux de quark ou de gluon a été développée.

Un effort initial a été mené pour reconstruire les photons au sein d'un jet de particules, dans le but d'exploiter les objets calorimétriques résultants lors de l'étape de discrimination. La combinaison de ces objets – candidats photons (ou pions neutres) – et des traces reconstruites – candidats pions chargés – associés à un jet hadronique de tau d'énergie transverse inférieure à 60 GeV conduit à une estimation du quadrivecteur impulsion-énergie du jet meilleure que celle donnée par le jet reconstruit calorimétriquement (à partir

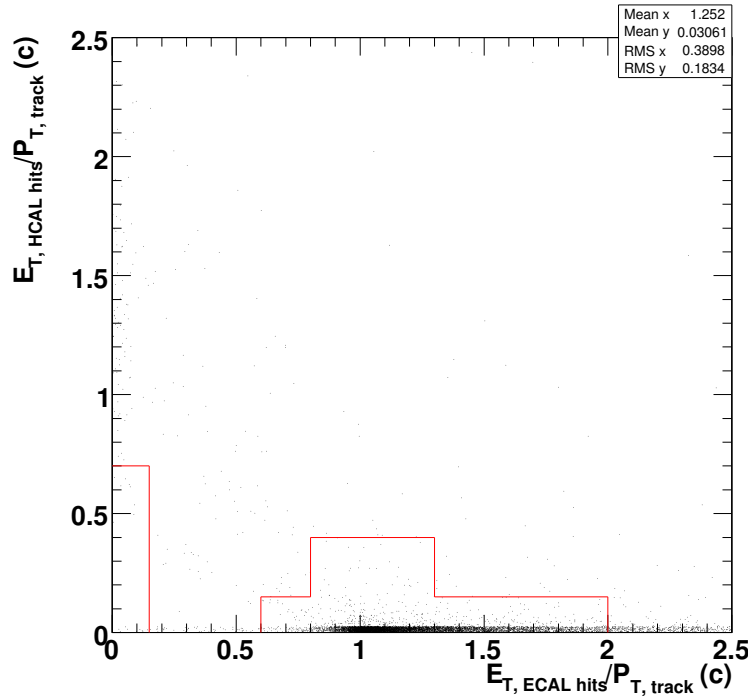


FIG. 3.43 – $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *1 trace* et dus au passage d'un électron dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$; les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes).

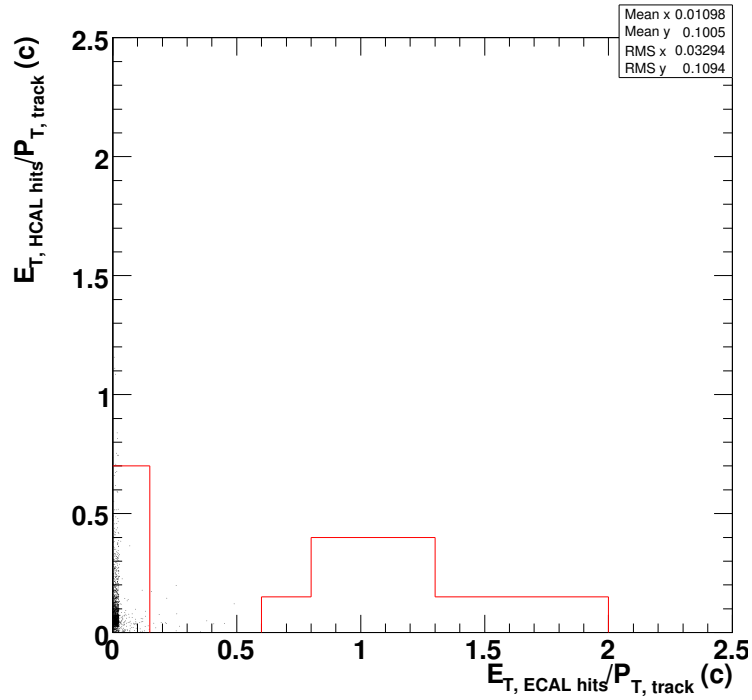


FIG. 3.44 – $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *1 trace* et dus au passage d'un muon dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}$; les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes).

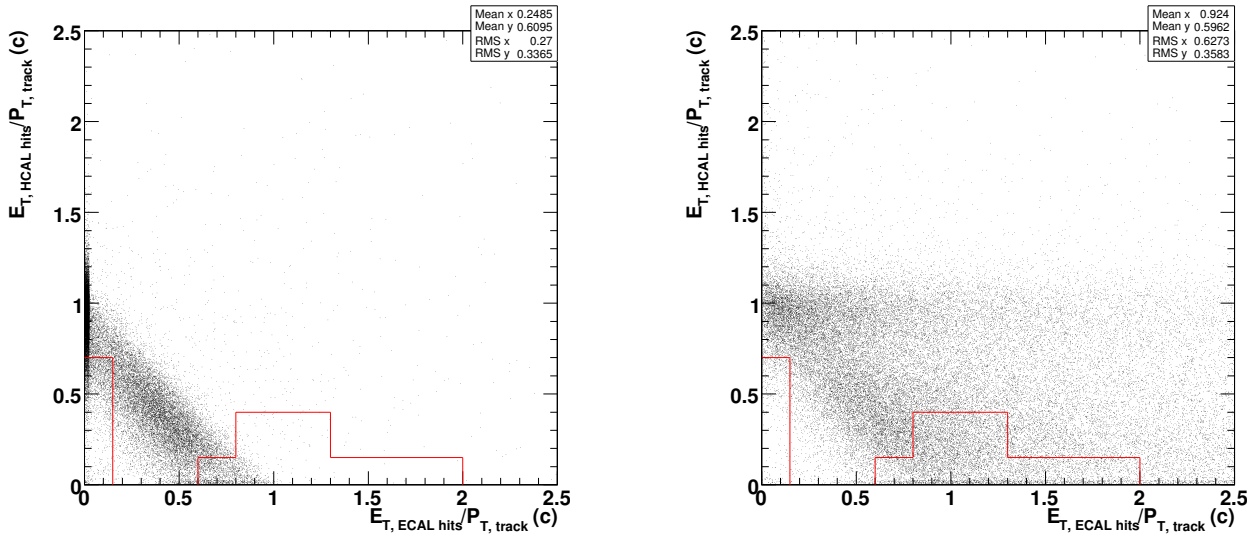


FIG. 3.45 – $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{P_{T, \text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *1 trace* et soit dus au passage d'un pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$ (gauche), soit identifiés au jet des produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$ (droite); les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes).

des calorimètres électromagnétique et hadronique); ceci marque la qualité de la reconstruction des photons ou pions neutres. Pour des jets hadroniques de tau d'énergie transverse croissante (des jets de plus en plus étroits) la reconstruction explicite des particules neutres en leur sein devient de plus en plus déficiente.

Pour l'étape de discrimination entre les jets hadroniques de tau et ceux de quark ou de gluon, un test par un rapport de pseudo-vraisemblances a été utilisé; sont combinées en une seule variable d'intervalle de valeurs possibles [0; 1] plusieurs variables discriminantes, la plupart basées uniquement ou partiellement sur les candidats photons. Les distributions de ce rapport pour les jets hadroniques de tau reconstruits et pour les jets hadroniques de quark ou de gluon reconstruits sont ramassées respectivement vers les valeurs 1 et 0.

La méthode est complémentaire de celle existante au sein de la collaboration de CMS basée sur l'isolation par les traces. Pour un choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances de 0,8 par exemple [†], elle procure un facteur supplémentaire, relativement à celui de la méthode par les traces, de réjection des jets hadroniques de quark ou de gluon compris entre 5 et 10 et une efficacité de sélection, relativement à celle de la méthode par les traces, des jets hadroniques de tau d'approximativement 75 %. Globalement, l'efficacité de reconstruction et de bon étiquetage des jets hadroniques de tau est approximativement égale à 60 % et celle de reconstruction et de mauvais étiquetage des jets hadroniques de quark ou de gluon est de quelques pour mille. Selon des énergies transverses des jets décroissantes, le pouvoir de discrimination diminue. Nous ajoutons, pour finir, que la qualité de la réponse du test par le rapport de pseudo-vraisemblances varie selon

[†]C'est à l'analyste des données que revient la décision de sélectionner les candidats à travers le choix d'une valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances qui leur est associé.

$|\eta|$: elle est fortement dépendante de la quantité de matière traversée par les particules avant d'arriver (ou non) à la surface du calorimètre électromagnétique à partir duquel sont reconstruits les candidats photons (ou pions neutres).

Chapitre 4

Description des événements simulés selon mSUGRA/LM2 et selon le Modèle Standard

Les simulateurs d'événements de processus physiques, largement utilisés au sein des expériences de physique « des hautes énergies » (physique des particules élémentaires, astrophysique) accomplissent les tâches successives suivantes :

- la génération d'une interaction initiale entre particules, des particules qui en sont issues, des jets de particules suivant l'hadronisation des partons, des particules nées de la désintégration de celles à courte durée de vie,
- la simulation des réponses du détecteur au passage des particules,
- la digitisation des signaux électroniques,
- la reconstruction des objets mesurables, tels que les traces des particules chargées, les jets calorimétriques, l'énergie (transverse) manquant à un événement.

Pour les événements de processus physiques considérés dans ce chapitre et les suivants, le programme OSCAR [3] fut utilisé afin de simuler de façon « complète » (non « rapide ») les réponses du détecteur, le programme ORCA [7] fut utilisé afin de digitiser les réponses du détecteur et de reconstruire les objets mesurables. Ce dernier, dans sa version 8.13.3, a également été utilisé pour analyser les événements, ceci pour tous les processus considérés. L'usage des deux derniers programmes au sein de la collaboration CMS a été remplacé récemment par celui de CMSSW [5].

4.1 Points d'étude dans l'espace des paramètres du modèle mSUGRA

Le groupe SUSYBSM de la collaboration CMS a choisi 14 points privilégiés d'étude répartis dans un espace $(m_0, m_{1/2}, A_0, \tan\beta)$ des paramètres libres (le signe de μ est fixé positivement) du modèle mSUGRA et présentant diverses signatures expérimentales. Ces points furent proposés en 2003 par S. Abdullin et L. Pape [6] suite aux études publiées dans l'article *Updated Post-WMAP Benchmarks for Supersymmetry* [16] dues à M. Battaglia, A. De Roeck, J. Ellis, F. Gianotti, K. A. Olive et L. Pape.

Ce choix s'appuie sur le modèle mSUGRA à parité R conservée, qui induit la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère, la désintégration des autres particules supersymétriques et la production par paire, lors de l'interaction primaire, des particules supersymétriques.

96 Chapitre 4. Description des événements simulés selon mSUGRA/LM2 et selon le Modèle Standard

Ont été également pris en compte :

- la non observation par les expériences LEP de particules non standards jusqu'à des masses $\leq 100 \text{ GeV}/c^2$,
- l'accord entre la désintégration $b \rightarrow s\gamma$ et les prédictions du Modèle Standard.

Le tableau 4.1 résume les caractéristiques des points SUSYBSM. Dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ sur la figure 4.1, ils sont représentés (sous la forme d'étoiles) en même temps que : la zone de portée prévisible de découverte au Tevatron (au-dessous de la courbe rose), les limites d'exclusion établies par les expériences du LEP pour différentes masses prévisibles du boson de Higgs (au-dessous des traits hachurés rouges), les zones dans lesquelles certaines relations entre les masses des particules supersymétriques sont respectées (délimitées par des courbes vertes), les régions où le rapport d'embranchement de $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}l$ ou $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0 \tilde{\chi}_1^0$ ou encore $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 \tilde{\chi}_1^0$ noté en noir est respecté.

Le modèle cosmologique « standard » Lambda-CDM (Lambda-Cold Dark Matter) est le modèle cosmologique le plus couramment considéré. Selon lui, l'Univers, plat spatialement, est âgé de 13,7 milliards d'années, est composé de 4 % de matière baryonique, de 23 % de matière noire et de 73 % d'énergie noire. La constante de Hubble est de 71 km/s/Mpc et la densité est proche de la valeur critique de re-effondrement gravitationnel. Ces valeurs sont dérivées principalement des observations de la radiation micro-onde du « bruit de fond » cosmique par le satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, [17]).

L'intervalle permis de la densité de matière noire froide Ω_{CDM} défini au sein du modèle est de $[0,094; 0,129]$, obtenu en combinant les résultats cosmologiques des expériences WMAP et autres.

Les points *LM1*, *LM2* et *LM6*, dans le cadre strict de mSUGRA, sont compatibles avec cet intervalle. Les autres le sont également si l'universalité des paramètres de masse du boson de Higgs est abandonnée ; dans ce cas ils ne vérifient plus le modèle mSUGRA mais celui CMSSM (Constrained MSSM).

La plupart des points conduisent à une valeur du moment magnétique anormal $a_\mu = (g - 2)/2$ du muon éloignée de moins de 2σ de celle mesurée expérimentalement à partir de données de collisions e^+e^- [22, 18, 30].

Dans le plan $(m_{1/2}, m_0)$ – et pour $\mu > 0$ et $\tan\beta = 5, 10, 20, 35$ et 50 – du modèle CMSSM sur la figure 4.2 [16], sont indiquées les zones (en bleu) compatibles avec l'intervalle permis de la densité de matière noire froide $0,094 < \Omega_{CDM} < 0,129$ défini au sein du modèle cosmologique standard ; les zones (en rose) compatibles également avec une valeur mesurée expérimentale du moment magnétique anormal a_μ du muon [22, 18, 30] recouvrent certaines d'entre elles. Les lettres sont associées à des points d'étude privilégiés du modèle CMSSM, prédécesseurs de ceux mentionnés plus haut.

L'étude des points dénommés de basses masses (Low Mass, de *LM1* à *LM8*) permet d'évaluer la sensibilité de l'expérience CMS à distinguer des événements de processus supersymétriques dans les premières données des collisions $p-p$ et au-delà de la portée prévisible des découvertes au Tevatron.

L'étude des points dénommés de hautes masses (Low Mass, *LM9* et *LM10*, et High Mass) nécessite une plus haute luminosité.

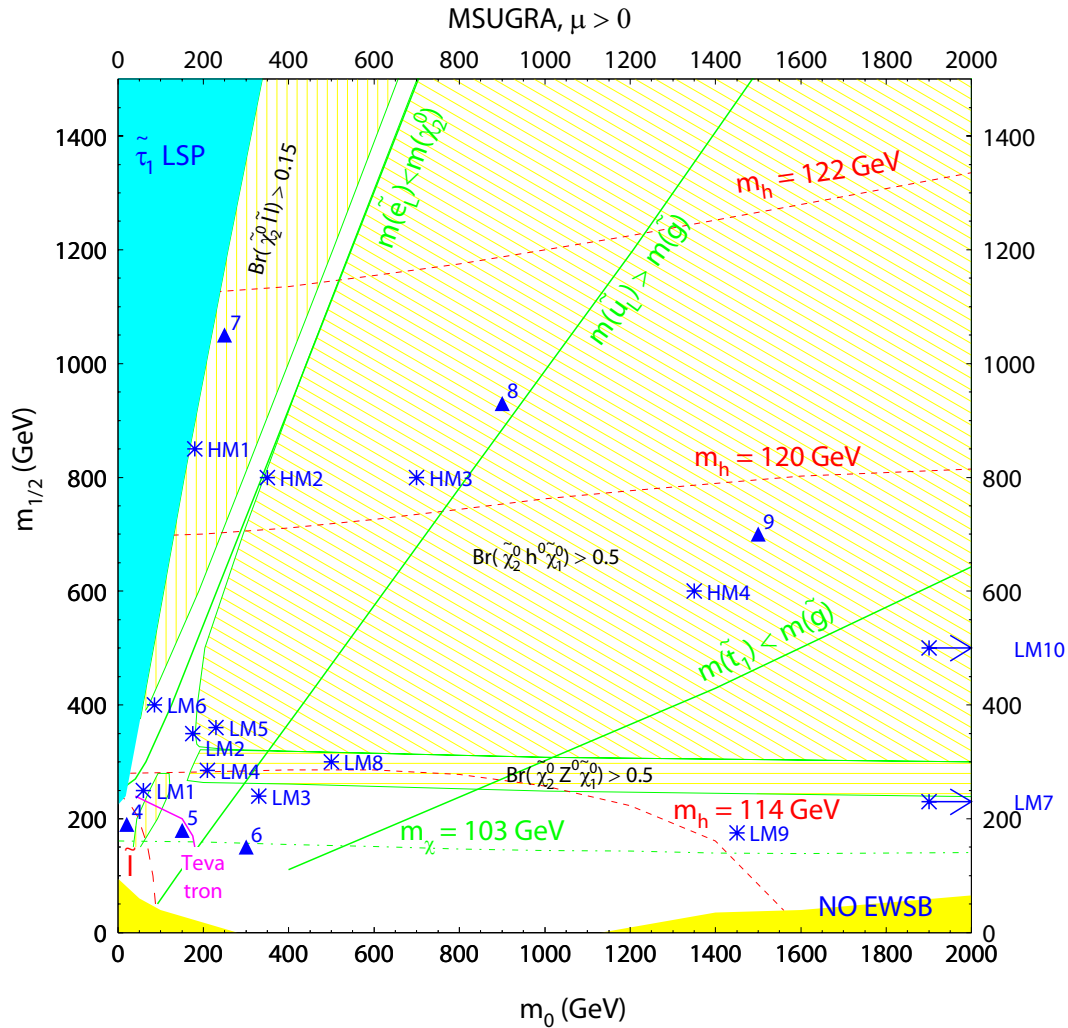


FIG. 4.1 – Espace $(m_0, m_{1/2})$ du modèle mSUGRA contenant : les positions des points privilégiés d'étude (sous la forme d'étoiles) choisis par le groupe SUSYBSM de la collaboration de CMS, la zone de portée prévisible de découverte au Tevatron (au-dessous de la courbe rose correspondante), les limites d'exclusion établies par les expériences du LEP pour différentes masses prévisibles du boson de Higgs (au-dessous des traits hachurés rouges correspondants), les zones dans lesquelles certaines relations entre les masses des particules supersymétriques sont respectées (délimitées par des courbes vertes), les régions où le rapport d'embranchement de $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} l$ ou $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0 \tilde{\chi}_1^0$ ou encore $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 \tilde{\chi}_1^0$ noté en noir est respecté [2].

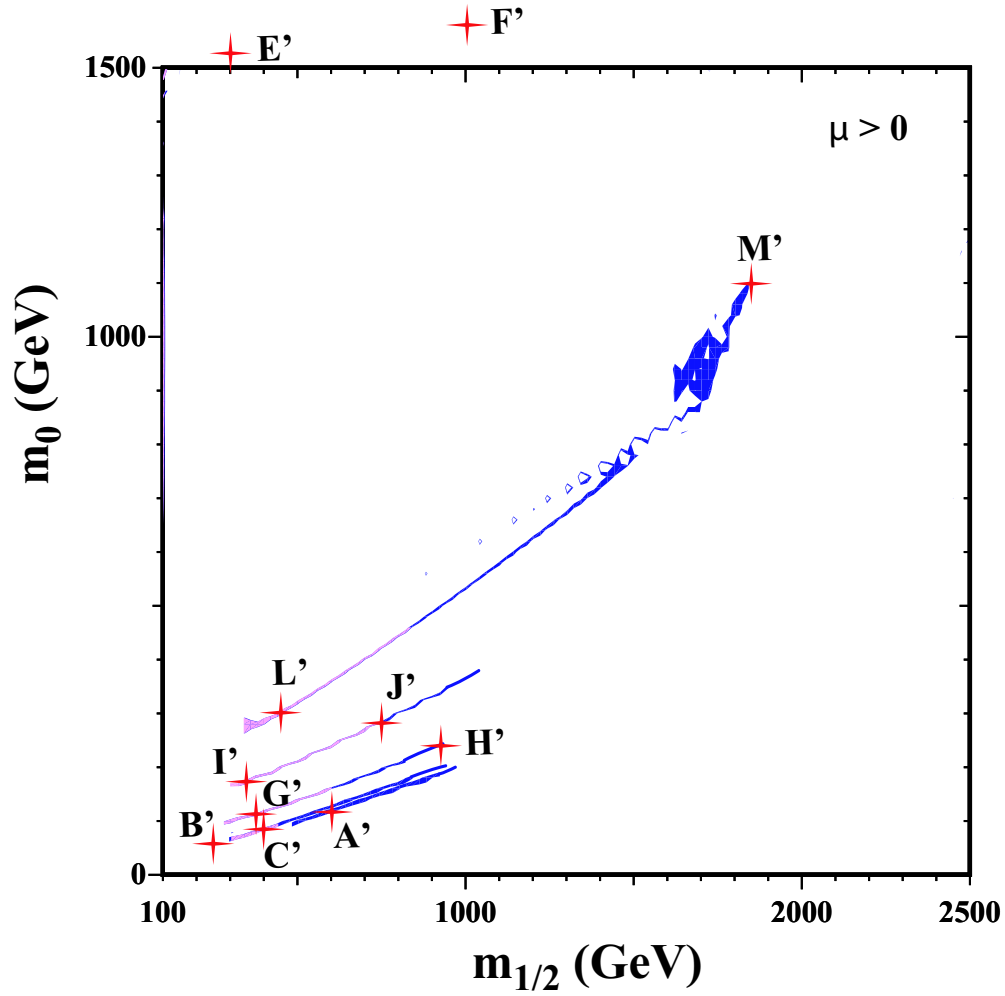


FIG. 4.2 – Zones (en bleu) dans l'espace $(m_{1/2}, m_0)$ – et pour $\mu > 0$ et $\tan\beta = 5, 10, 20, 35$ et 50 – du modèle CMSSM, compatibles avec l'intervalle permis de la densité de matière noire froide $0,094 < \Omega_{CDM} < 0,129$ défini au sein du modèle cosmologique standard Lambda-CDM ; les zones (en rose) compatibles également avec une valeur mesurée expérimentale du moment magnétique anormal $a_\mu = (g - 2)/2$ du muon [22, 18, 30] recouvrent certaines d'entre elles. Les lettres sont associées à des points d'étude privilégiés du modèle CMSSM, prédécesseurs de ceux mentionnés dans le texte [16].

dénomination du point	m_0 (GeV/ c^2)	$m_{1/2}$ (GeV/ c^2)	$\tan\beta$	A_0	signe de μ
LM1	60	250	10	0	+
LM2	185	350	35	0	+
LM3	330	240	20	0	+
LM4	210	285	10	0	+
LM5	230	360	10	0	+
LM6	85	400	10	0	+
LM7	3000	230	10	0	+
LM8	500	300	10	-300	+
LM9	1450	175	50	0	+
LM10	3000	500	10	0	+
HM1	180	850	10	0	+
HM2	350	800	35	0	+
HM3	700	800	10	0	+
HM4	1350	600	10	0	+

Tab. 4.1 – Points privilégiés d'étude du modèle mSUGRA choisis par le groupe SUSYBSM de la collaboration de CMS avec leurs coordonnées dans l'espace des cinq paramètres libres (m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$, signe de μ) du modèle.

4.2 Processus physiques du modèle mSUGRA au point d'étude LM2

Ont été analysés 74 000 événements des processus du modèle mSUGRA à LM2 ($m_0 = 185$ GeV/ c^2 , $m_{1/2} = 350$ GeV/ c^2 , $A_0 = 0$, $\tan\beta = 35$, signe de μ : +) générés avec le programme ISAJET dans sa version 7.69 [62] interfacé au programme PYTHIA dans sa version 6.225 [70]. ISAJET réalise la génération au premier ordre de l'interaction primaire entre les partons, des destructions et créations de particules suivant le modèle supersymétrique considéré. PYTHIA réalise la génération des gerbes de hadrons initiées par des partons, des destructions et créations de particules standards et des (5) événements sous-jacents à l'interaction principale. À faible luminosité, $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$, à chaque croisement des faisceaux toutes les 25 ns, en moyenne 3,5 événements sous-jacents sont attendus, et plutôt 5 événements lorsque les processus de diffraction sont considérés. PYHIA, au contraire du programme TAUOLA, ne considère pas une possible polarisation des leptons τ , empêchant en cela une possible caractérisation des événements supersymétriques par la détermination de la polarisation des taus présents en leur sein.

Le tableau 4.2 présente les valeurs des masses de plusieurs particules supersymétriques générées avec ISASUGRA 7.69 au point d'étude LM2. Le tableau 4.3 énumère les sections efficaces au premier ordre des principaux processus supersymétriques produits lors des collisions p - p à une énergie dans le centre de masse du système de 14 TeV.

4.2.1 Cascades de désintégration d'intérêt

Il s'agit des deux cascades suivantes (avec pour chacune la proportion des événements mSUGRA LM2), principales voies de production de la particule supersymétrique $\tilde{\chi}_2^0$:

- $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ (8,9 %),
- $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ où le \tilde{q} initial n'est pas produit lors de la désintégration du \tilde{g} (16,6 %).

Seuls 0,9 % des événements mSUGRA LM2 contiennent les deux cascades.

symbole de la particule supersymétrique	masse(GeV/c ²)
\tilde{g}	833,87
\tilde{d}_L	783,29
\tilde{u}_L	778,86
\tilde{u}_R	754,50
\tilde{d}_R	753,01
\tilde{t}_2	748,16
\tilde{b}_2	725,18
\tilde{b}_1	678,49
\tilde{t}_1	583,76
$\tilde{\tau}_2$	313,81
\tilde{e}_L	306,43
$\tilde{\chi}_2^0$	265,51
\tilde{e}_R	229,97
$\tilde{\tau}_1$	153,95
$\tilde{\chi}_1^0$	138,21

TAB. 4.2 – Valeurs en ordre décroissant des masses de plusieurs particules supersymétriques générées avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude LM2.

Dans la suite du chapitre, est dénommée $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ une cascade où le \tilde{q} initial n'est pas produit lors de la désintégration du \tilde{g} .

Une motivation pour l'étude de ces canaux est la clarté de leur signature expérimentale. Cette signature est caractérisée par la présence :

- de E_T^{miss} grande.
Elle est due principalement à la particule supersymétrique la plus légère $\tilde{\chi}_1^0$, stable et n'émettant aucun signal dans les détecteurs qu'elle traverse, produite au nombre de deux par événement du fait de la conservation de la parité R .
- d'au moins deux jets à grandes E_T issus de la fragmentation de quarks.
Ces quarks sont ceux produits soit de façon directe lors des désintégrations des deux particules supersymétriques (\tilde{g} ou/et \tilde{q}) nées de la collision inélastique initiale entre les deux partons, soit de façons directe et indirecte lors de la désintégration du \tilde{g} .
- des produits visibles de désintégration d'au moins deux leptons tau de charges électriques opposées.
Ces deux leptons tau sont produits à partir de la particule $\tilde{\chi}_2^0$.

Ces points sont développés ci-dessous avec les caractéristiques des objets reconstruits.

L'énergie transverse manquante

Les distributions en E_T de $\tilde{\chi}_1^0$ produits dans les événements mSUGRA LM2 (en trait discontinu) et dans ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt (en trait continu) sont montrées sur la figure 4.3.

processus	$\sigma(\text{pb})$
$q_i + g \rightarrow \tilde{q}_{i,R} + \tilde{g}$	1,71
$q_i + g \rightarrow \tilde{q}_{i,L} + \tilde{g}$	1,57
$g + g \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$	0,53
$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{i,R} + \tilde{q}_{j,R}$	0,52
$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{i,L} + \tilde{q}_{j,L}$	0,44
$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_{i,L} + \tilde{\bar{q}}_{j,R}$	0,44
$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{i,L} + \tilde{q}_{j,R}$	0,41
$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_1^\pm$	0,23

Tab. 4.3 – Sections efficaces des principaux processus supersymétriques produits au sein de collisions p - p à une énergie dans le centre de masse du système de 14 TeV générés avec ISASUGRA 7.69 au premier ordre suivant le modèle mSUGRA au point d'étude LM2.

Sur la figure 4.4 sont montrées les distributions en énergie transverse manquante $E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$, construite à partir des particules générées stables et visibles, des événements mSUGRA LM2 (en trait discontinu) et ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt (en trait continu) ; les contributeurs principaux à $E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ sont les $\tilde{\chi}_1^0$.

Sur la figure 4.5 sont montrées les distributions en rapport d'énergie transverse manquante reconstruite sur l'énergie transverse manquante générée $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ pour différents choix de constituants de l'énergie transverse manquante reconstruite, ceci dans les événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade d'intérêt. $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ est construite alternativement par :

1. les dépôts énergétiques dans les tours calorimétriques sans (vert en trait discontinu) et avec correction (vert en trait continu),
2. les jets calorimétriques issus de l'algorithme de Cône Itératif (section 2.2.7 ; $\Delta R_{\text{max}} = 0,5$) sans (rose en trait discontinu) et avec (rose en trait continu) calibration de type γ +jet [52],
3. les jets calorimétriques issus de l'algorithme de Cône Itératif (bleu en trait continu) ; sur ceux d'entre eux non étiquetés jet hadronique de tau reconstruit, électron reconstruit, ou muon reconstruit (section 3.3), est appliquée la calibration de type γ +jet.

L'application de la calibration de type γ +jet permet une amélioration sensible de l'échelle relative en énergie transverse manquante : une distribution en $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ de moyenne initiale 0,85 est recentrée sur la valeur 1. Dans le même temps, la résolution relative sur la mesure de $E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ reste constante.

Sur la figure 4.6 sont montrés les profils de $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ en fonction de $E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ dans les mêmes événements. À partir de $E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}} = 100$ GeV, en valeurs décroissantes de cette énergie, l'échelle relative en énergie transverse manquante $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T,\text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ augmente rapidement.

La définition 3 de $E_{T,\text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ ci-dessus est utilisée par la suite.

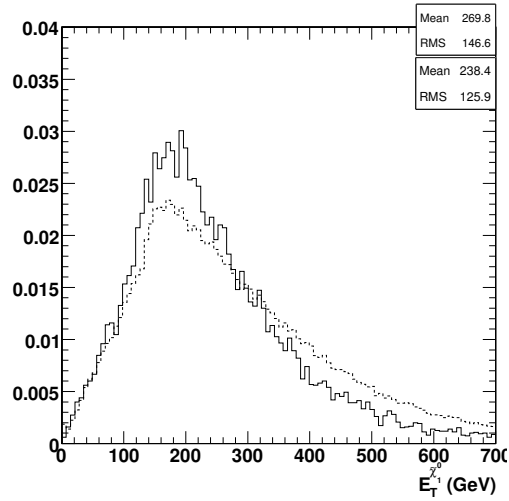


FIG. 4.3 – E_T de $\tilde{\chi}_1^0$ (la particule supersymétrique la plus légère, qui est stable et est à l’origine de l’énergie transverse manquante à l’événement) produit dans les événements mSUGRA LM2 (en trait discontinu) et dans ceux d’entre eux contenant au moins une cascade d’intérêt (en trait continu) ; distributions normalisées à 1.

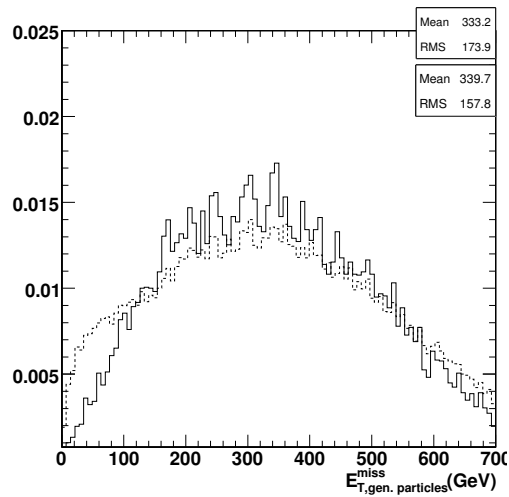


FIG. 4.4 – $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ des événements mSUGRA LM2 (en trait discontinu) et de ceux d’entre eux contenant au moins une cascade d’intérêt (en trait continu) ; distributions normalisées à 1.

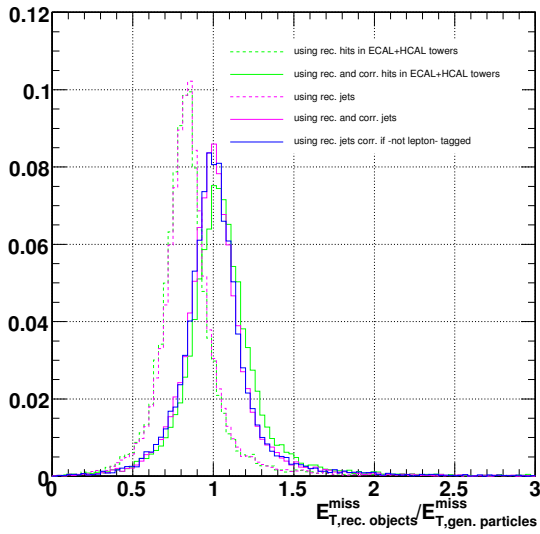


FIG. 4.5 – $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ pour différents choix de constituants de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ (voir texte pour détails) dans les événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade d'intérêt; distributions normalisées à 1.

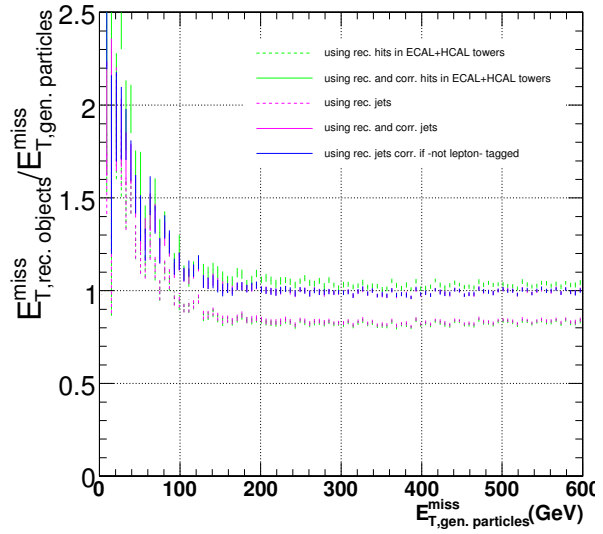


FIG. 4.6 – Profils de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ en fonction de $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ pour différents choix de constituants de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ (voir texte pour détails) dans les événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade d'intérêt.

Les jets hadroniques de grandes énergies transverses

Sur la figure 4.7 sont montrées les distributions en E_T du quark produit lors de la désintégration de \tilde{g} (en trait discontinu) et de celui produit lors de la désintégration de \tilde{q} (en trait continu), tous deux au sein de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq'\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq'\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq'\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$. Une valeur de E_T pour le second quark q' supérieure à celle du premier q est favorisée par les grandes différences de masses entre \tilde{q} et $\tilde{\chi}_2^0$ ($\Delta M > 300 \text{ GeV}/c^2$) comparées à celles entre \tilde{g} et \tilde{q} ($\Delta M < 250 \text{ GeV}/c^2$).

La distribution en E_T du quark q' produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q'\tau\tilde{\tau} \rightarrow q'\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ (figure 4.8) est similaire à celle pour le quark correspondant au sein de la première cascade.

Sur la figure 4.9 sont montrées les distributions en $(E_T^{\text{calo. jet}} - E_T^{\text{gen. quark}})/E_T^{\text{gen. quark}}$ des jets calorimétriques identifiés aux jets hadroniques de quark * produits au sein d'une cascade d'intérêt, lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu).

Sur la figure 4.10 sont montrés, pour ces jets, les profils de l'échelle en énergie transverse $E_T^{\text{calo. jet}}/E_T^{\text{gen. quark}}$ en fonction de $E_T^{\text{gen. quark}}$ (gauche) et de $|\eta_{\text{gen. quark}}|$ (droite) lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu).

L'application de la calibration de type $\gamma+jet$ sur les jets calorimétriques permet de recentrer à 1 une distribution en $E_T^{\text{calo. jet}}/E_T^{\text{gen. quark}}$ initialement centrée à 0,8, ceci sans modifier la résolution relative sur la mesure de $E_T^{\text{gen. quark}}$.

Pour $E_T^{\text{gen. quark}} < 50 \text{ GeV}$, en valeurs décroissantes de cette énergie, le rapport $E_T^{\text{calo. jet}}/E_T^{\text{gen. quark}}$ augmente rapidement.

Une particularité de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ réside en la saveur de troisième génération d'une grande fraction des quarks produits ; les fractions suivant leur saveur des quarks produits lors de la désintégration de \tilde{g} au sein de la cascade sont indiquées dans le tableau 4.4 (l'antiquark correspondant est produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la même cascade). Pour comparaison, celles pour les quarks produits lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ sont notées dans le tableau 4.5.

L'exploitation de cette propriété a été tentée pour la mise en évidence des événements correspondants. Une condition sur la présence de jets calorimétriques étiquetés *beaux* – dont l'un des quarks de valence est de saveur b – ne permet pas de séparer ces événements des autres événements supersymétriques ; quant aux événements des processus du Modèle Standard, des sélections différentes permettent de réduire ce bruit de fond sans qu'il semble nécessaire d'appliquer une identification des quarks b .

Les produits des désintégrations des leptons tau de charges électriques opposées

Si la Nature suit les lois du MSSM, les événements supersymétriques éventuellement observables aux LHC pourraient contenir une multiplicité élevée en leptons tau, produits en même temps que leurs partenaires supersymétriques stau ou lors de la désintégration de ceux-ci. Pour ce faire, le stau le plus léger $\tilde{\tau}_1$

*Un jet calorimétrique est identifié à un jet hadronique de quark si les directions des axes de chacun des jets sont distants d'au plus $\Delta R = 0,25$.

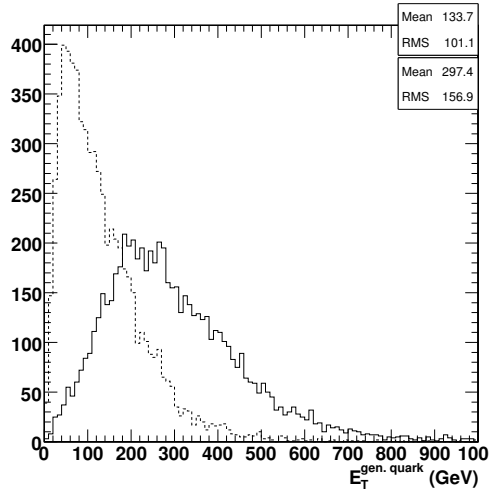


FIG. 4.7 – E_T du quark produit lors de la désintégration de \tilde{g} (en trait discontinu) et de celui produit lors de la désintégration de \tilde{q} (en trait continu), tous deux au sein de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$.

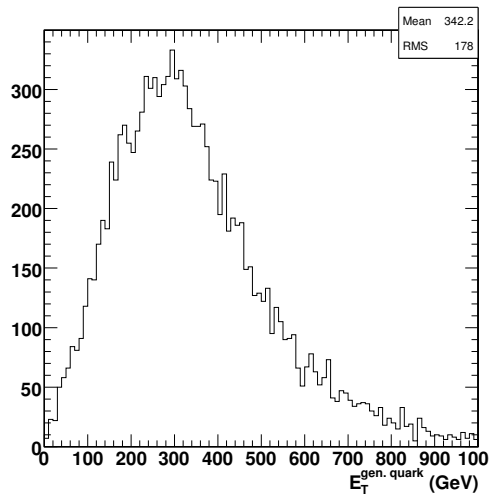


FIG. 4.8 – E_T du quark produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$.

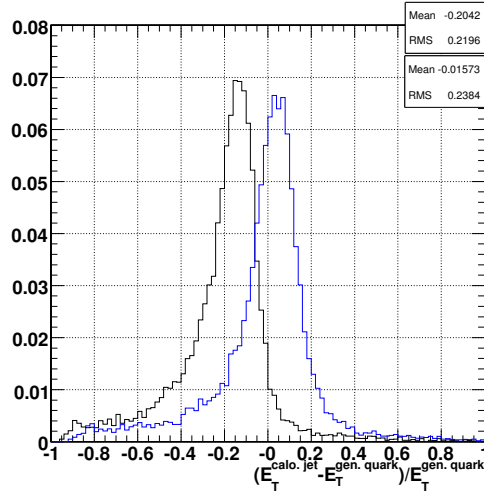


FIG. 4.9 – $(E_T^{\text{calo. jet}} - E_T^{\text{gen. quark}}) / E_T^{\text{gen. quark}}$ des jets hadroniques de quark reconstruits calorimétriquement pour les quarks produits dans les cascades d'intérêt lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu) ; distributions normalisées à 1.

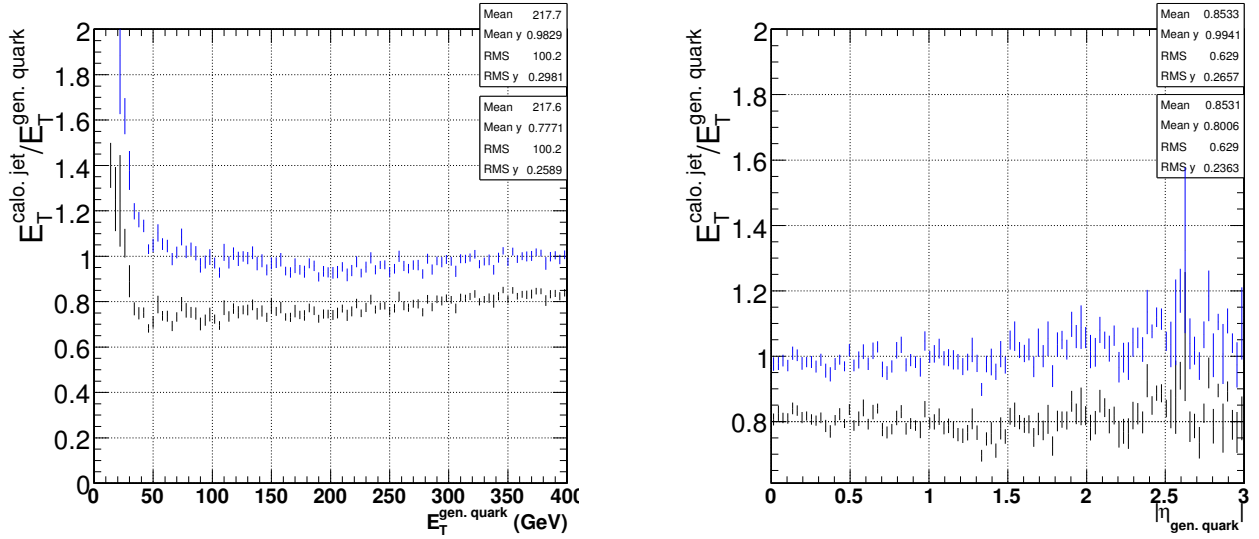


FIG. 4.10 – Profils de $E_T^{\text{calo. jet}} / E_T^{\text{gen. quark}}$ des jets hadroniques de quark reconstruits calorimétriquement pour les quarks produits dans les cascades d'intérêt en fonction de $E_T^{\text{gen. quark}}$ (gauche) ou en fonction de $|\eta_{\text{gen. quark}}|$ (droite) lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu).

saveur du quark	u	\bar{u}	d	\bar{d}	s	\bar{s}	c	\bar{c}	b	\bar{b}	t	\bar{t}
fraction	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,27	0,27	0,07	0,07

Tab. 4.4 – Fractions suivant leur saveur des quarks produits lors de la désintégration de \tilde{g} au sein de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ générée avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude LM2 (l'antiquark correspondant est produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la même cascade).

saveur du quark	u	\bar{u}	d	\bar{d}	s	\bar{s}	c	\bar{c}	b	\bar{b}	t	\bar{t}
fraction	0,49	0,04	0,23	0,05	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02

Tab. 4.5 – Fractions suivant leur saveur des quarks produits lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ générée avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude LM2.

devrait être plus léger que les $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ et ainsi être produit lors des désintégrations de ces derniers. C'est le cas au point d'étude LM2.

Les principaux modes de désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ générés avec ISASUGRA 7.69 à ce point d'étude sont énumérés dans le tableau 4.6. Le rapport d'embranchement du mode de désintégration $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tilde{\chi}_1^0$ est de 1.

Sur la figure 4.11 sont montrées les distributions en E_T de la somme des produits visibles du tau issu de la désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ (en trait continu) et ceux du tau produit lors de la désintégration de $\tilde{\tau}$ (en trait discontinu), tous deux au sein d'une cascade d'intérêt. Celle pour le second tau est particulièrement localisée vers des faibles valeurs – approximativement 75 % des jets sont concentrés à $E_T < 20$ GeV –, des valeurs pour lesquelles l'efficacité de leurs reconstruction et étiquetage est très faible.

Nous nous attachons à reconstruire les produits visibles des seules désintégrations hadroniques du tau. Les électrons (muons) issus des désintégrations leptoniques du tau ne sont pas discernables d'électrons (muons) directs.

modes de désintégration (rapport d'embranchement)
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau\tilde{\tau}_1$ (0,96)
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$ (0,03)
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0\tilde{\chi}_1^0$ (0,01)

Tab. 4.6 – Principaux modes de désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ générés avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude LM2.

Le schéma de sélection des candidats jets hadroniques de tau reconstruits est le suivant (cf. chapitre précédent) :

- étape 1 (trajectographe) : sont sélectionnés les candidats à 0 trace reconstruite dans un anneau d'isolation, 1 ou 3 trace(s) reconstruite(s) dans un cône signal de taille variable et une somme des charges électriques associées aux traces égale à 1,

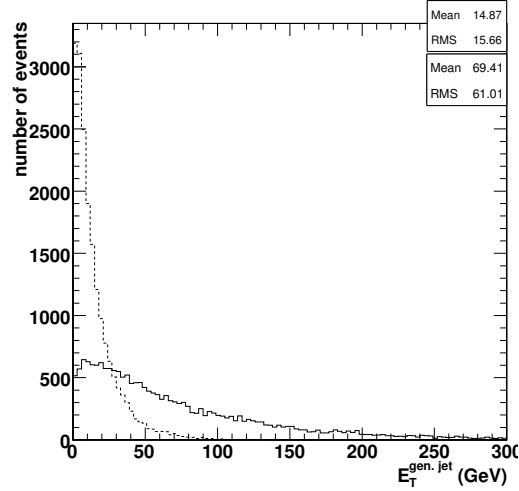


FIG. 4.11 – E_T des produits visibles de τ issu de la désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ (en trait continu) et ceux de τ issu de la désintégration de $\tilde{\tau}$ (en trait discontinu), tous deux au sein d’une cascade d’intérêt.

- étape 2a (trajectographe+calorimètre électromagnétique) : sont sélectionnés les candidats sans amas électromagnétique neutre,
- étape 2b (trajectographe+calorimètre électromagnétique) : toutefois si un ou plusieurs amas est(sont) présent(s), sont sélectionnés les candidats ayant la valeur du rapport de pseudo-vraisemblances supérieure à 0,8,
- étape 3 (trajectographe+calorimètres) : sont sélectionnés les candidats non étiquetés électron ou muon reconstruit.

Les variables $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ définies dans la section 3.2.4 sont utilisées pour juger du pouvoir de sélection des jets hadroniques de tau reconstruits, de même que la variable $\varepsilon_{\text{step 3}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ pour laquelle la discrimination contre les électrons et les muons a été appliquée en plus de la discrimination contre les jets de quark ou de gluon.

Sur la figure 4.12 sont montrées les distributions de points de $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$, $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ et $\varepsilon_{\text{step 3}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ pour une valeur du rapport de pseudo-vraisemblances supérieure à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques τ générés présents dans les événements mSUGRA LM2.

4.3 Processus physiques du Modèle Standard considérés

Les principales sources attendues de bruit de fond dans la mise en évidence d’événements supersymétriques sont dues aux processus suivants du Modèle Standard :

- la production d’au moins deux jets hadroniques par l’interaction forte (QCD).

Dans le cadre du modèle des partons étendu pour décrire une collision à haute énergie entre protons, les partons en interaction – quarks ou gluons – sont des constituants quasi-libres, ponctuels, des protons dont ils portent une fraction de l’impulsion et de l’énergie. Les partons constituants entrent

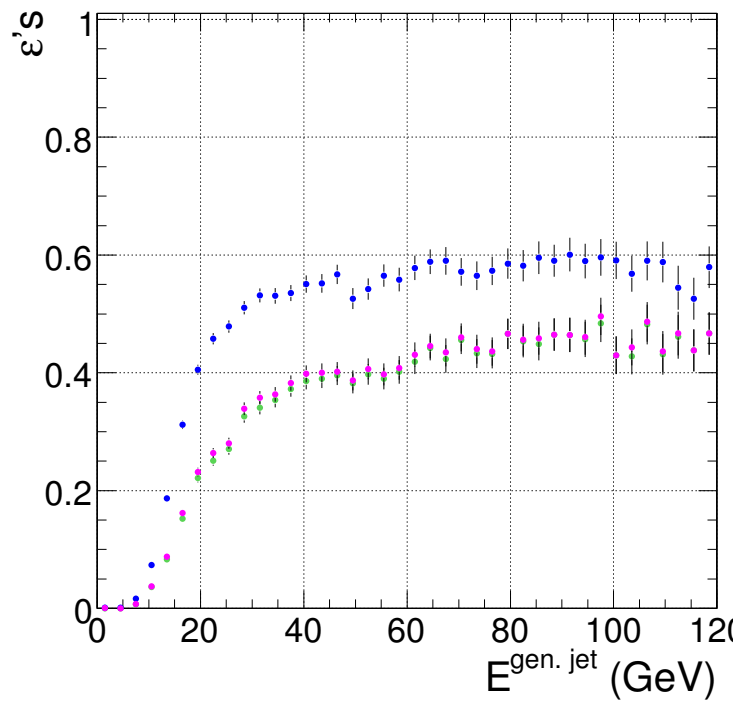


FIG. 4.12 – $\epsilon_{\text{step 1}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$, $\epsilon_{\text{step 2}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ pour une valeur du rapport de pseudo-vraisemblances supérieure à 0,8 et $\epsilon_{\text{step 3}}^{\text{hadr. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans les événements mSUGRA *LM2*.

en collision dure. Chacun des deux partons diffusés conduit à une gerbe de partons puis à un jet de hadrons. Au LHC, la section efficace de cette production est très élevée en comparaison des autres processus physiques attendus. La mauvaise reconstruction d'un jet peut entraîner une énergie transverse manquante importante et donc simuler les processus supersymétriques du type étudié. Les distributions de $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ et $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ dans de tels événements pour des processus à grand p_T ($80 \text{ GeV}/c < p_T < 800 \text{ GeV}/c$) sont représentées sur la figure 4.13. Un jet peut également simuler un jet hadronique de tau.

- $W + \text{jet}(s)$.

Ces processus peuvent induire une énergie transverse manquante importante lorsque le boson W^\pm se désintègre leptoniquement. Dans le cas où le boson se désintègre selon le canal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \bar{\nu}_\tau^{(-)}$, un jet hadronique peut être produit en plus d'une énergie transverse manquante non nulle lors de la désintégration du tau.

- $Z + \text{jet}(s)$.

Ils peuvent également induire une énergie transverse manquante importante résultant de la désintégration leptonique de Z^0 , notamment celle en deux neutrinos. Dans le cas où la désintégration $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ a lieu, deux jets hadroniques issus des taus de charges opposées peuvent être produits en plus d'une énergie transverse manquante non nulle.

- les productions d'une paire $t\bar{t}$, d'un seul top et d'un système $WW + \text{jet}(s)$ dont l'importance est moindre.

Tous ces processus ont été pris en compte. Les événements utilisés furent générés au premier ordre par PYTHIA dans sa version 6.215, hormis ceux pour la production d'un seul top qui le furent par le programme TOPREX dans sa version 4.11 [71].

4.4 Tableaux récapitulatifs des processus simulés considérés

Des événements des processus mSUGRA au point d'étude *LM1* sont considérés en plus de ceux au point d'étude *LM2*. Le rapport d'embranchement de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ en deux taus de charges électriques opposées y est inférieur à celui au point précédent mais tout de même important (46%) ; la recherche de la supersymétrie basée sur la même signature expérimentale peut être envisagée. Notons que la section efficace attendue au premier ordre de production de particules supersymétriques est largement supérieure au point *LM1* qu'à celui *LM2* (49 pb contre 7,38 pb).

Chaque lot d'événements est normalisé au nombre d'événements attendu collecté pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} du LHC, c'est-à-dire pendant une des premières années de fonctionnement de la machine.

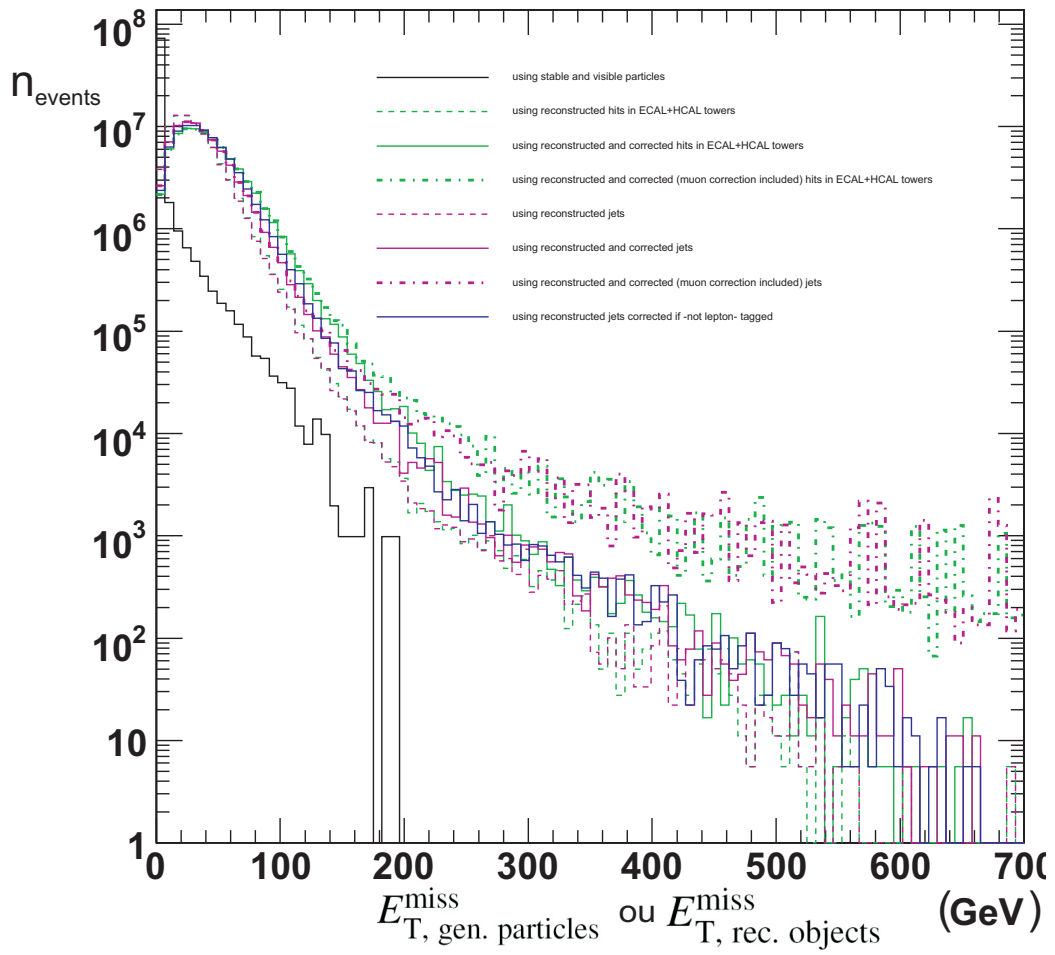


FIG. 4.13 – $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ et $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ dans des événements QCD à deux jets hadroniques à grand \hat{p}_T ($80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 800 \text{ GeV}/c$).

processus physique simulé		section efficace au premier ordre attendue (pb)	statistique Monte Carlo analysée	facteur de normalisation correspondant pour une luminosité de 10 fb^{-1}
mSUGRA LM2	tout processus contenant la cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{t}\bar{t} \rightarrow q\bar{t}\bar{t}\chi_1^0$	7,38 1,82	74×10^3 18×10^3	1,00 1,00
mSUGRA LM1	tout processus contenant la cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{t}\bar{t} \rightarrow q\bar{t}\bar{t}\chi_1^0$	49,00 6,77	110×10^3 15×10^3	4,43 4,43
	$t\bar{t}$	492,00	581×10^3	8,46
	un seul top	259,00	78×10^3	33,29
Z + jet(s)	75 GeV/c < p_T < 125 GeV/c	125,00	53×10^3	23,42
	125 GeV/c < p_T < 200 GeV/c	27,00	82×10^3	3,29
	200 GeV/c < p_T < 350 GeV/c	5,43	52×10^3	1,04
	350 GeV/c < p_T < 2200 GeV/c	0,70	52×10^3	0,13
W + jet(s)	75 GeV/c < p_T < 125 GeV/c	945,00	55×10^3	170,79
	125 GeV/c < p_T < 200 GeV/c	215,00	78×10^3	27,44
	200 GeV/c < p_T < 350 GeV/c	43,80	80×10^3	5,44
	350 GeV/c < p_T < 2200 GeV/c	4,90	110×10^3	0,44
	WW + jet(s)	188,00	235×10^3	7,99
QCD à 2 jets	80 GeV/c < p_T < 120 GeV/c	$2,96 \times 10^6$	111×10^3	$265,89 \times 10^3$
	120 GeV/c < p_T < 170 GeV/c	$497,50 \times 10^3$	93×10^3	$53,46 \times 10^3$
	170 GeV/c < p_T < 230 GeV/c	$100,20 \times 10^3$	213×10^3	$4,70 \times 10^3$
	230 GeV/c < p_T < 300 GeV/c	$23,80 \times 10^3$	242×10^3	983,82
	300 GeV/c < p_T < 380 GeV/c	$6,39 \times 10^3$	171×10^3	374,53
	380 GeV/c < p_T < 470 GeV/c	$1,89 \times 10^3$	142×10^3	133,48
	470 GeV/c < p_T < 600 GeV/c	690,00	140×10^3	49,17
	600 GeV/c < p_T < 800 GeV/c	202,00	60×10^3	33,79
	800 GeV/c < p_T < 1000 GeV/c	35,70	64×10^3	5,55

Tab. 4.7 – Processus physiques simulés considérés avec leur section efficace au premier ordre attendue, le nombre d'événements analysés et le facteur à appliquer à ce dernier pour obtenir le nombre attendu d'événements pour une luminosité de 10 fb^{-1} .

processus physique simulé	logiciels utilisés		
	génération	simulation	digitisation et reconstruction
mSUGRA <i>LM2</i>	ISAJET 7.69, PYTHIA 6.225	OSCAR 3.6.5	ORCA 8.7.1
mSUGRA <i>LM1</i>	ISAJET 7.69, PYTHIA 6.225	OSCAR 3.6.5	ORCA 8.7.1
$t\bar{t}$	PYTHIA 6.215	OSCAR 3.6.5	ORCA 8.7.1
un seul top	TOPREX 4.11	OSCAR 3.6.5	ORCA 8.7.1
Z + jet(s)	PYTHIA 6.215	OSCAR 2.4.5	ORCA 8.7.1
W + jet(s)	PYTHIA 6.215	OSCAR 2.4.5	ORCA 8.7.1
WW + jet(s)	PYTHIA 6.215	OSCAR 2.4.5	ORCA 8.7.1
QCD à 2 jets	PYTHIA 6.215	OSCAR 2.4.5	ORCA 8.7.1

TAB. 4.8 – Processus physiques simulés considérés avec la suite des logiciels utilisés pour les produire.

Chapitre 5

Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2

Dans ce chapitre et le suivant, sont considérées les réponses des Niveaux 1 L1 (pour Level-1) et Supérieur HLT (pour High Level Trigger) du Système de Déclenchement en ligne de CMS. Les critères de décision au sein de ce système sont ceux convenant à un régime de basse luminosité ($\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) du LHC. Ils ont connu, depuis que cette étude a pris fin, de nombreuses modifications.

Avant que les données ne soient stockées et puissent être analysées précisément, les événements de collisions p - p doivent déclencher les Niveaux L1 et HLT du Système en ligne puis satisfaire une combinaison de critères – se traduisant par une configuration de bits – de sélection. Les événements estimés sans intérêt physique (ou d'un intérêt très faible) sont rejetés et les taux d'événements conservés deviennent acceptables au regard de la capacité de stockage de données disponible.

Dans la première partie de ce chapitre nous comparons les effets de plusieurs combinaisons de critères de sélection sur les événements de processus physiques mSUGRA LM2 contenant une cascade de désintégration supersymétrique $\rightarrow \tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q \tau \tilde{\tau} \rightarrow q \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$ (avec \tilde{q} né ou non de la désintégration du \tilde{g}) et sur ceux du Modèle Standard – introduits dans la section 4.3.

La signature cinématique principale des événements supersymétriques est la présence d'une importante énergie transverse manquante (due en premier lieu aux particules $\tilde{\chi}_1^0$ émises qui n'interagissent que très faiblement avec le détecteur). La tâche au LHC de reconstruire l'énergie transverse manquante dans des événements est compliquée par de multiples facteurs énumérés dans la section 2.2.7.

Dans la seconde partie du chapitre nous nous attachons à caractériser les événements de processus de Chromodynamique Quantique (QCD) à deux jets de particules, processus aux sections efficaces très grandes, dans lesquels l'un de ces jets est mal reconstruit, engendrant la présence d'une grande énergie transverse manquante et donc source de bruit de fond. Nous comparons les efficacités de réjection de ces événements par plusieurs méthodes en considérant différentes variables cinématiques.

Notons que la qualité de reconstruction de l'énergie transverse manquante dépend également grandement de la capacité à rejeter les bruits de fond liés à l'accélérateur et au détecteur (tels que le bruit du halo du

Chapitre 5. Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2

faisceau et le bruit électronique), ainsi que les événements de rayons cosmiques. Une méthode de réjection de ces événements désirée conservant les événements à plusieurs jets hadroniques et à l'énergie transverse manquante grande consiste en la requête d'un vertex primaire reconstruit et de valeurs minimales pour les fractions électromagnétique (fraction moyenne de l'énergie électromagnétique dans un jet calorimétrique – pesée par l' E_T de chaque jet) et chargée (rapport moyen de la somme des p_T des traces associées à un jet calorimétrique sur l' E_T du jet). Ces deux limites inférieures correspondent à celles employées dans l'expérience CDF auprès du Tevatron [73].

Voici plusieurs conventions adoptées dans la suite de ce chapitre concernant les définitions des variables reconstruites « hors-ligne » :

- lorsqu'un jet calorimétrique n'a pu être étiqueté en tant que jet hadronique de τ , ou en tant qu'électron ou muon reconstruit par la méthode décrite dans la section 3.2, l'énergie qui lui est attribuée est celle calibrée par la méthode $\gamma+jet$.
- Un candidat jet de quark ou de gluon reconstruit est un jet calorimétrique non étiqueté jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit ; son énergie transverse a donc été calibrée.
- L'énergie transverse manquante considérée E_T^{miss} est celle reconstruite à partir des jets calorimétriques.
- La seconde plus grande énergie transverse d'un candidat jet de quark ou de gluon reconstruit dans un événement est notée $E_T^{2^{nd} \text{ q/g-jet cand.}}$.
- La variable *Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges électriques opposées dans l'événement* * est notée $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$.

5.1 Une comparaison de plusieurs séquences de déclenchement

Les efficacités de déclenchement par le Niveau 1 et par la combinaison des Niveaux 1 et HLT sont respectivement de 99,9 % et 97,4 % pour les événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade énoncée plus haut, 96,2 % et 90,8 % pour tous les événements mSUGRA LM2.

Chaque critère de déclenchement du système emploie un ou plusieurs objet(s) physique(s) reconstruit(s) rapidement en ligne.

Les critères fréquemment vérifiés sont basés sur la présence dans l'événement :

- soit d'un objet jet calorimétrique d'énergie transverse plutôt élevée (par exemple l'efficacité de déclenchement du bit numéro 125 du Niveau Supérieur, qui requiert un tel objet avec $E_T > 180$ GeV, est de 94 %),
- soit d'une énergie transverse manquante reconstruite élevée (ainsi l'efficacité de déclenchement du bit numéro 130 du Niveau Supérieur, qui requiert un tel objet de norme supérieure à 91 GeV, est de 92 %).

Demander la présence d'une énergie transverse manquante élevée permet de rejeter une grande proportion des événements des processus du Modèle Standard. Ainsi l'efficacité de déclenchement du bit numéro 130 du Niveau Supérieur dans les événements du Modèle Standard considérés est d'approximativement 5×10^{-4} . Le critère paraît incontournable au sein d'une combinaison de critères en ligne destinée à réduire le taux d'événements conservés tout en gardant un maximum d'événements d'intérêt.

*La charge électrique d'un candidat jet hadronique de tau reconstruit est donnée par la somme des charges des traces reconstruites associées au candidat.

Les efficacités de déclenchement global par le Niveau 1 et par la combinaison des Niveaux 1 et Supérieur sont respectivement de 47,64 % et 1,43 % pour les événements considérés du Modèle Standard.

Une signature des événements supersymétriques contenant la cascade de désintégrations est la présence d'au moins deux jets de particules issus des désintégrations de leptons τ de charges opposées. L'un d'eux est de très faible énergie transverse. La distribution correspondante est montrée sur la figure 4.11. Jusqu'à présent, aucun critère de sélection des événements au sein du Système de Déclenchement en ligne ne s'appuie sur la présence d'un ou de plusieurs jets de τ de très faible(s) impulsion(s). Plusieurs critères, manipulant des objets candidats jets de tau et motivés par la volonté d'observer la désintégration possible d'un Higgs du Modèle Standard ou supersymétrique en un ou deux tau(s) de relativement grande(s) impulsion(s), furent considérés. Parmi eux le bit numéro 30 du Niveau 1 requiert, pour être activé, en plus de la présence d'une énergie transverse manquante reconstruite supérieure à 40 GeV, celle d'un candidat jet de tau avec $E_T > 35$ GeV. Cette valeur représente la plus basse limite inférieure pour un objet candidat jet de tau considérée au sein du Système de Déclenchement. Ce critère, parmi ceux employant un candidat jet de tau, procure le meilleur pouvoir de sélection des événements mSUGRA *LM2* contenant la cascade – efficacité de déclenchement de 77 % – et le meilleur pouvoir de réjection de ceux du Modèle Standard – faible efficacité de déclenchement de 5 %, due principalement à la valeur minimale requise de l'énergie transverse manquante reconstruite. Ses performances – ses pouvoirs de sélection et de réjection – sont toutefois moindres que celles des critères associés à un objet jet calorimétrique de grande impulsion et surtout à une énergie transverse manquante reconstruite grande.

Dans le chapitre 6 est décrite la combinaison suivante de critères de sélection hors-ligne des événements :

$$n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0 \text{ et } E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV et } E_T^{\text{miss}} > -E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} + 400 \text{ GeV} . \quad (5.1)$$

Le tableau 5.1 récapitule plusieurs critères du système de déclenchement requérant la présence de E_T^{miss} , d'un jet calorimétrique ou d'un jet de τ , avec leur efficacité de déclenchement. Les valeurs sont indiquées pour les événements mSUGRA *LM2* contenant la cascade et pour les événements du Modèle Standard, ceci avant ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$ et $\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$ et $\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$) sélection hors-ligne.

Sont comparées, dans le tableau 5.2, les efficacités de sélection, après déclenchement global par les Niveaux 1 et Supérieur du système, pour des processus mSUGRA *LM2* contenant la cascade et pour des processus du Modèle Standard, par différentes combinaisons de critères :

- celle *JetMET loose* correspond aux bits L1 #28 (1 jet calorimétrique de $E_T > 88$ GeV dans la région centrale en η et $E_T^{\text{miss}} > 46$ GeV) et HLT #125 validés.

Elle procure une efficacité de sélection des événements contenant la cascade d'approximativement 90 % et un facteur de réjection de ceux du Modèle Standard d'approximativement 5,7, médiocre comparé à ceux des autres combinaisons. Elle permet une étude hors-ligne plus complète des événements, notamment de la qualité de leur énergie transverse manquante reconstruite, sans qu'un critère restrictif sur la valeur minimale de cette énergie et dont les effets sont mal assimilés soit préalablement requis. C'est la combinaison utilisée dans la suite du chapitre et dans le chapitre 6 pour présélectionner les données.

- La combinaison *JetMET* correspond aux bits L1 #28, HLT #125 et HLT #130 validés.

Elle procure une efficacité de sélection des événements contenant la cascade proche de celle de la

niveau, # bit	objet(s) de déclenchement	critère cinématique appliqué sur l'objet (les objets) (adapté à $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$\epsilon_{\text{mSUGRA LM2 signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{mSUGRA LM2 signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$
L1, 6	énergie transverse totale H_T	$> 600 \text{ GeV}$	0,62	0,65	$1, 10 \times 10^{-3}$	0,30
L1, 7	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$> 140 \text{ GeV}$	0,80	0,98	$5, 90 \times 10^{-5}$	0,99
L1, 8	1 jet calo. central	$E_T > 177 \text{ GeV}$	0,78	0,83	$2, 99 \times 10^{-2}$	0,83
L1, 10	1 cand. jet τ	$E_T > 93 \text{ GeV}$	0,50	0,45	0,30	0,80
L1, 11	2 jets calo. centraux	$E_T > 130 \text{ GeV}$	0,44	0,43	$2, 66 \times 10^{-2}$	0,20
L1, 13	2 cand. jet τ	$E_T > 66 \text{ GeV}$	0,21	0,21	0,13	0,44
L1, 26	1 cand. e/γ isolé et 1 cand. jet τ	$E_T^{\text{isolated } e/\gamma \text{ cand.}} > 14 \text{ GeV}, E_T^{\tau\text{-jet cand.}} > 52 \text{ GeV}$	0,64	0,69	$8, 52 \times 10^{-2}$	0,74
L1, 28	1 jet calo. central et $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$E_{\text{T}}^{\text{calo. jet}} > 88 \text{ GeV}, E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 46 \text{ GeV}$	0,90	0,92	$2, 60 \times 10^{-2}$	0,96
L1, 30	1 cand. jet τ et $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$E_{\text{T}}^{\tau\text{-jet cand.}} > 35 \text{ GeV}, E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$	0,77	0,85	$5, 02 \times 10^{-2}$	0,95
HLT, 125	1 jet calo.	$E_{\text{T}}^{\text{calo. jet}} > 180 \text{ GeV}$	0,94	0,99	$1, 25 \times 10^{-2}$	0,89
HLT, 130	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$> 91 \text{ GeV}$	0,92	0,99	$4, 95 \times 10^{-4}$	0,98

Tab. 5.1 – Critères des Niveaux L1 et HLT du Système de Déclenchement en ligne avec leur efficacité de sélection des événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade de désintégrations $\rightarrow \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tilde{\tau}\tilde{\tau} \rightarrow q\tilde{\tau}\tilde{\chi}_1^0$ avant ($\epsilon_{\text{mSUGRA LM2 signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA LM2 signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$) une sélection hors-ligne, et des événements du Modèle Standard avant ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$) la même sélection hors-ligne.

première combinaison et un facteur de réjection de ceux du Modèle Standard approximativement 13 fois plus grand du fait de la relativement grande E_T^{miss} reconstruite requise (> 91 GeV).

- La combinaison *JetMET and LITau* correspond aux bits L1 #28, L1 #30, HLT #125 et HLT #130 validés.

Elle conduit à une efficacité de sélection des événements contenant la cascade d'environ 65 % et à un facteur de réjection approximativement 1,6 fois plus grand que celui de la combinaison précédente. Elle se distingue de celle-ci, dans sa définition, par les requêtes d'un candidat jet de τ avec $E_T > 35$ GeV et de $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV, où E_T^{miss} est l'objet énergie transverse manquante reconstruite au Niveau 1 (elle est sensiblement différente de celle reconstruite au Niveau Supérieur). La contribution de ce dernier objet au facteur supplémentaire de réjection est négligeable.

combinaison de bits activés des Niveaux L1 et HLT	$\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$	$\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$
<i>JetMET</i>	0,851	0,909	0,014	0,917
<i>JetMET and LITau</i>	0,652	0,771	0,009	0,868
<i>JetMET loose</i>	0,903	0,914	0,176	0,948

TAB. 5.2 – Combinaisons de critères des Niveaux L1 et HLT du Système de Déclenchement en ligne et leur efficacité de sélection, après déclenchement global par les deux niveaux, des événements mSUGRA LM2 contenant au moins une cascade de désintégrations $\rightarrow \tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q \tau \tilde{\tau} \rightarrow q \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$ avant ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$) la sélection hors-ligne, ceux des événements du Modèle Standard avant ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$) la sélection hors-ligne.

5.2 Contrôle de l'Énergie Transverse Manquante reconstruite dans les événements de processus QCD

Les événements sont sélectionnés par la combinaison *JetMET loose* du système de déclenchement en ligne.

Le taux de production d'événements QCD à deux jets hadroniques est très élevée en comparaison des autres processus physiques réels ou envisagés au LHC. Il convient donc d'étudier leur contribution aux événements à énergie transverse manquante.

Cette énergie transverse manquante peut être engendrée par les résolutions des calorimètres ou la mauvaise mesure des jets calorimétriques. Sur la figure 4.13 sont comparées les valeurs de E_T^{miss} reconstruites calorimétriquement avec celle réelle (due au processus $gg \rightarrow c\bar{c}$ ou $gg \rightarrow b\bar{b}$) dans ces événements.

Les événements à E_T^{miss} reconstruite supérieure à celle générée contiennent le plus souvent deux jets calorimétriques de grandes énergies transverses, dos-à-dos dans le plan (Oxy) du détecteur et le second jet en terme d'énergie transverse dans les mêmes direction et sens que le vecteur de l'énergie transverse manquante.

Sur la figure 5.1 est représentée la distribution de $\Delta\phi_{2^{\text{nd highest } E_T \text{ calo. jet}} - E_T^{\text{miss}}}$, angle azimutal entre l'axe du second jet calorimétrique de plus grande E_T et l'axe de \vec{E}_T^{miss} dans chaque événement, en fonction de

Chapitre 5. Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2

$\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$, angle azimutal entre l'axe du jet calorimétrique de plus grande E_T et l'axe de \vec{E}_T^{miss} dans chaque événement, dans les événements de ces processus (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{ GeV}/c$) après que soit appliquée une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$. Une telle limite inférieure sur la valeur de E_T^{miss} est choisie afin de sélectionner les événements dans lesquels l'énergie transverse manquante est mal reconstruite. Elle est utilisée à cette fin plusieurs fois par la suite. La distribution correspondante pour les événements mSUGRA LM2 est montrée à titre indicatif sur la figure 5.2 ; elle est grossièrement localisée en $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}} = \pi$.

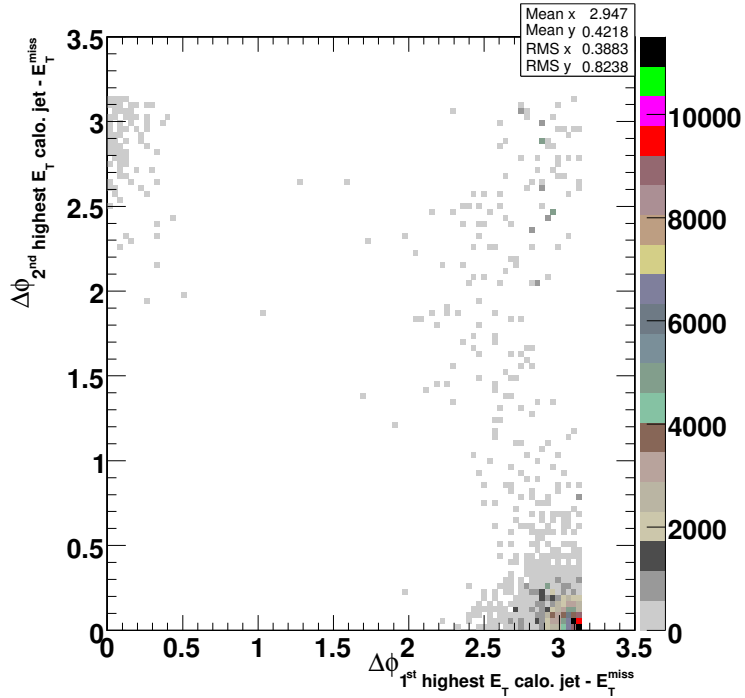


FIG. 5.1 – $\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ en fonction de $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ dans les événements QCD à deux jets hadroniques (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{ GeV}/c$) après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$.

Afin de caractériser et rejeter ces événements pathologiques, nous avons étudié le comportement de différentes variables cinématiques pour différents processus : QCD à deux jets, processus du Modèle Standard et mSUGRA LM2.

La reconstruction de deux hémisphères dans un événement de collision entre partons

Dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM à parité R conservée – qui inclut le modèle mSUGRA –, c'est par paires que les particules supersymétriques sont produites lors d'une collision entre partons. F. Moortgat et L. Pape introduisirent [61] au sein de la collaboration de l'expérience CMS une procédure par laquelle deux hémisphères sont reconstruits dans chaque événement de collision p - p partant des

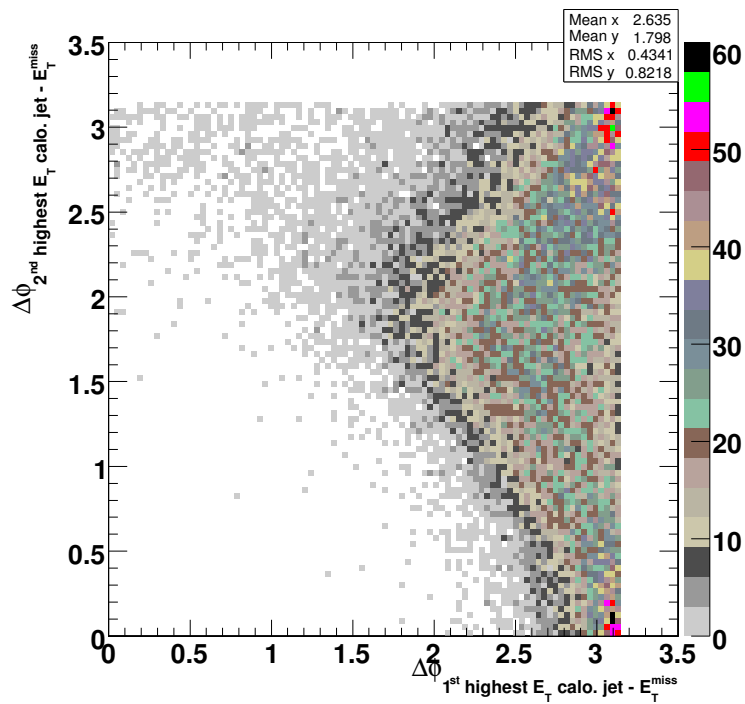


FIG. 5.2 – $\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ en fonction de $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ dans les événements mSU-GRA *LM2* après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

Chapitre 5. Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2

quadrivecteurs impulsion-énergie d'objets reconstruits, avec l'ambition, lorsqu'il s'agit d'un événement du modèle MSSM, que chaque objet dans un hémisphère soit le pendant reconstruit d'une particule visible issue de la désintégration d'une des deux particules supersymétriques produites lors de la réaction initiale. Cette procédure est inspirée des reconstructions d'un vecteur de poussée et d'une sphéricité – concepts introduits et développés dans [21] et [35] – dans les événements des collisions $e^+ - e^-$.

Dans son utilisation présente, les jets calorimétriques sont les objets de départ de cette procédure.

La procédure récursive de reconstruction des deux hémisphères – groupe de quadrivecteurs impulsion-énergie d'objets reconstruits – à partir d'une liste de ces objets dans un événement est la suivante :

- choix d'un objet initial pour chaque hémisphère, l'axe de ce dernier est donné par la direction du quadrivecteur impulsion-énergie de l'objet,
- association des objets à l'un des deux hémisphères,
- redéfinition de l'axe de chaque hémisphère comme la direction de la somme des quadrivecteurs des objets groupés au sein de l'hémisphère,
- répétition des deux pas précédents jusqu'à ce qu'aucun objet parmi ceux considérés ne change d'hémisphère.

Les différentes méthodes envisagées du choix des deux objets initiaux (pour les deux hémisphères) sont les suivantes :

- les deux objets sont ceux formant une masse invariante la plus grande,
- le 1^{er} objet est celui parmi ceux considérés à la plus grande impulsion, le 2nd objet est celui, parmi ceux restants, pour lequel le produit $p \times \Delta R$ est le plus grand (avec p l'impulsion de cet objet, ΔR calculé entre la direction de son quadrivecteur impulsion-énergie et celle du 1^{er} objet),
- le 1^{er} objet est celui parmi ceux considérés à la plus grande impulsion, le 2nd objet est celui, parmi ceux restants, pour lequel le produit $p \times \Delta\phi$ est le plus grand (avec p l'impulsion de cet objet, $\Delta\phi$ calculé entre la direction de son quadrivecteur impulsion-énergie et celle du 1^{er} objet).

Cette dernière méthode a été retenue dans la suite du chapitre et le chapitre suivant.

Les différentes méthodes envisagées d'association d'un objet à l'un des deux hémisphères sont les suivantes :

- le produit scalaire entre les vecteurs impulsion de l'objet et de l'hémisphère est plus grand que celui entre les vecteurs impulsion de l'objet et de l'autre hémisphère,
- la somme de la masse du système objet-hémisphère et de la masse de l'autre hémisphère est plus petite que celle de la masse du système objet-autre hémisphère et de la masse de l'hémisphère.

Cette dernière méthode a été retenue dans la suite du chapitre et le chapitre suivant.

Dans son usage présent, la reconstruction des hémisphères s'applique aux jets calorimétriques de E_T supérieure à 5 GeV et $|\eta|$ inférieure à 2,4. Une telle limite supérieure sur $|\eta|$ est choisie à la vue de la figure 5.3, sur laquelle est montrée la distribution en énergie des jets calorimétriques en fonction de la valeur absolue de leur pseudo-rapacité dans les événements mSUGRA LM2 contenant la cascade. La concentration en jets de grandes énergies à $|\eta| > 2,4$ est due à l'événement sous-jacent à celui d'intérêt. On désire, par la coupure correspondante, réduire l'effet de cet événement sous-jacent sur la reconstruction des hémisphères.

Pour un événement mSUGRA LM2 contenant la cascade de désintégrations supersymétriques d'intérêt, la reconstruction des hémisphères permet-elle une séparation des jets calorimétriques en deux groupes sui-

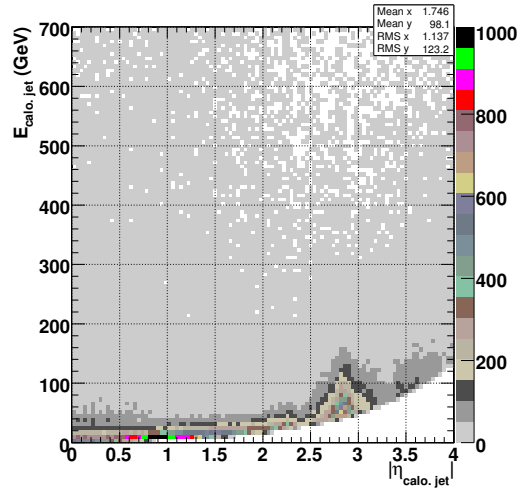


FIG. 5.3 – Énergie des jets calorimétriques en fonction de la valeur absolue de leur pseudo-rapidité dans les événements mSUGRA *LM2* contenant une cascade de désintégrations $\rightarrow \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$.

avant les deux cascades présentes dans l'événement, ce qui constitue la tâche première de l'algorithme fixée par ses auteurs ?

Quel que soit le choix fait des paramètres de la reconstruction des hémisphères, il nous est impossible de retrouver dans un même hémisphère les jets reconstruits identifiés, par une valeur maximale d'écart en ΔR , à une particule visible produite au sein d'une même cascade de désintégration d'intérêt ; ce que nous concluons des tableaux 5.3 et 5.4 qui se distinguent par la nature de la cascade considérée. Dans un événement, parmi ces jets reconstruits, ceux, au nombre de deux, identifiés à l'un et à l'autre des leptons τ produits au sein de la cascade, sont fréquemment retrouvés ensemble : ils sont contenus dans un même hémisphère approximativement quatre fois sur cinq. Cette observation n'est pas exploitée par la suite.

groupe de jets calorimétriques, chacun de ces derniers identifié à l'une des particules générées de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau_1\tilde{\tau} \rightarrow q\tau_1\tau_2\tilde{\chi}_1^0$	proportion des événements mSUGRA <i>LM2</i> contenant la cascade pour lesquels les jets du groupe sont trouvés dans un même hémisphère
$(jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,82
$(jet_q, jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,36

TAB. 5.3 – Groupes de jets calorimétriques associés à la cascade de désintégration $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau_1\tilde{\tau} \rightarrow q\tau_1\tau_2\tilde{\chi}_1^0$ avec la fraction des événements, parmi ceux contenant cette cascade, pour lesquels les jets sont contenus dans un même hémisphère.

Nous appliquons la reconstruction des hémisphères aux événements simulés considérés du Modèle Standard, traitons plusieurs variables associées aux hémisphères et observons à travers ces dernières les effets de la coupure $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV sur les événements.

Pour information, la fraction des événements de chaque processus pour lesquels deux hémisphères ont

groupe de jets calorimétriques, chacun de ces derniers identifié à l'une des particules générées de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q_1 \tilde{q} \rightarrow q_1 q_2 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tilde{\tau} \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tau_2 \tilde{\chi}_1^0$	proportion des événements mSUGRA LM2 contenant la cascade pour lesquels les jets du groupe sont trouvés dans un même hémisphère
$(jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,80
$(jet_{q_1}, jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,66
$(jet_{q_2}, jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,43
$(jet_{q_1}, jet_{q_2}, jet_{\tau_1}, jet_{\tau_2})$	0,39

TAB. 5.4 – Groupes de jets calorimétriques associés à la cascade de désintégration $\tilde{g} \rightarrow q_1 \tilde{q} \rightarrow q_1 q_2 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tilde{\tau} \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tau_2 \tilde{\chi}_1^0$ avec la fraction des événements, parmi ceux contenant cette cascade, pour lesquels les jets sont contenus dans un même hémisphère.

pu être reconstruits est quasiment égale à 1.

A chaque hémisphère est associé un quadrivecteur impulsion-énergie qui est la somme des quadrivecteurs impulsion-énergie des objets dans l'hémisphère. Les variables d'hémisphères traitées sont $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$, angle azimutal entre les axes – directions des quadrivecteurs – des deux hémisphères, et $\Delta P_{\text{T}}^{\text{hemis.1-2}}$, norme de la différence des P_{T} des deux hémisphères.

Sur la figure 5.4 sont montrées les distributions de $\Delta P_{\text{T}}^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements QCD à deux jets (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_{\text{T}} < 1000 \text{ GeV}/c$) avant (gauche) et après (droite) que soit appliquée une sélection par $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$. La dernière distribution, celle des événements pour lesquels l'énergie transverse manquante est mal reconstruite, est concentrée en $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}} = \pi$ et $\Delta P_{\text{T}}^{\text{hemis.1-2}} \approx 200 \text{ GeV}$. Pour une grande proportion des événements, les deux hémisphères reconstruits sont dos-à-dos dans le plan (Oxy) et la norme de leur différence d'impulsion transverse est très proche de la limite inférieure de $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ requise.

Au contraire, parmi les distributions équivalentes pour les événements mSUGRA LM2 à l'énergie transverse manquante importante due aux particules $\tilde{\chi}_1^0$ émises de la figure 5.5, celle pour les événements à $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ est dispersée.

Pour complétude, les distributions de $\Delta P_{\text{T}}^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ avant (gauche) et après (droite) que soit appliquée une sélection par $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ sont présentées pour les différents événements du Modèle Standard :

- sur la figure 5.6 les événements $t\bar{t}$,
- sur la figure 5.7 les événements un seul top,
- sur la figure 5.8 les événements $W + \text{jet}(s)$,
- sur la figure 5.9 les événements $WW + \text{jet}(s)$,
- sur la figure 5.10 les événements $Z + \text{jet}(s)$.

Les autres variables traitées sont $\Delta\phi_2^{\text{highest } E_{\text{T}} \text{ calo. jets}}$, défini comme l'angle azimutal entre les axes des deux jets calorimétriques de plus grande E_{T} dans chaque événement, et $\Delta E_{\text{T}}^2^{\text{highest } E_{\text{T}} \text{ calo. jets}}$, défini comme la norme de la différence des E_{T} de ces deux jets.

La première est analogue à $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$, la seconde est analogue à $\Delta P_{\text{T}}^{\text{hemis.1-2}}$. Ainsi la distribution sur la figure 5.11 de $\Delta E_{\text{T}}^2^{\text{highest } E_{\text{T}} \text{ calo. jets}}$ en fonction de $\Delta\phi_2^{\text{highest } E_{\text{T}} \text{ calo. jets}}$ dans les événements QCD à deux jets après que soit appliquée une sélection par $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ est fortement ressemblante à la distribution

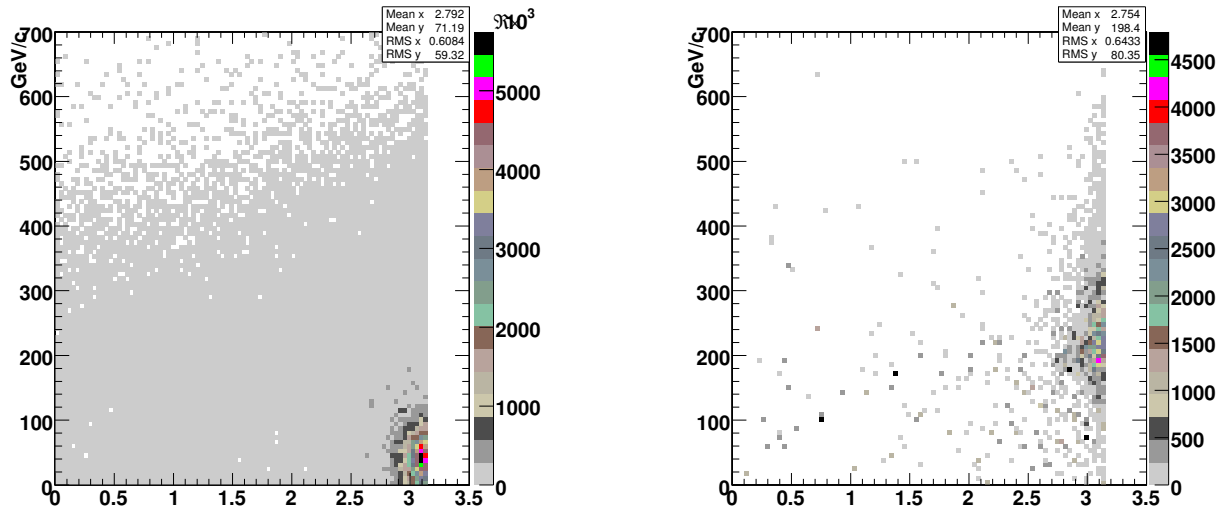


FIG. 5.4 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements des processus physiques QCD à deux jets hadroniques (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{ GeV}/c$) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$.

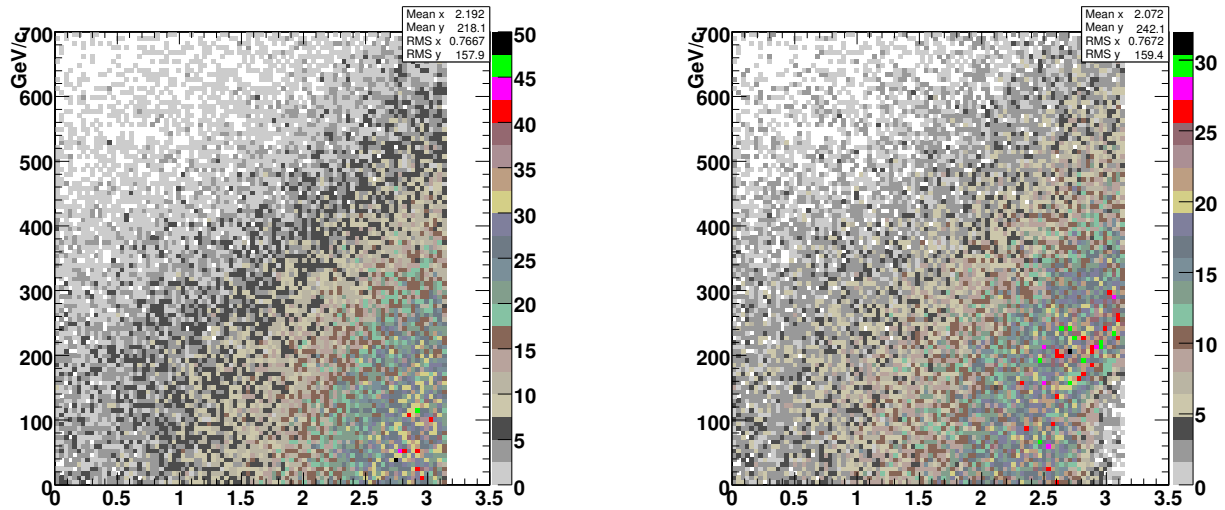


FIG. 5.5 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements mSUGRA *LM2* avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$.

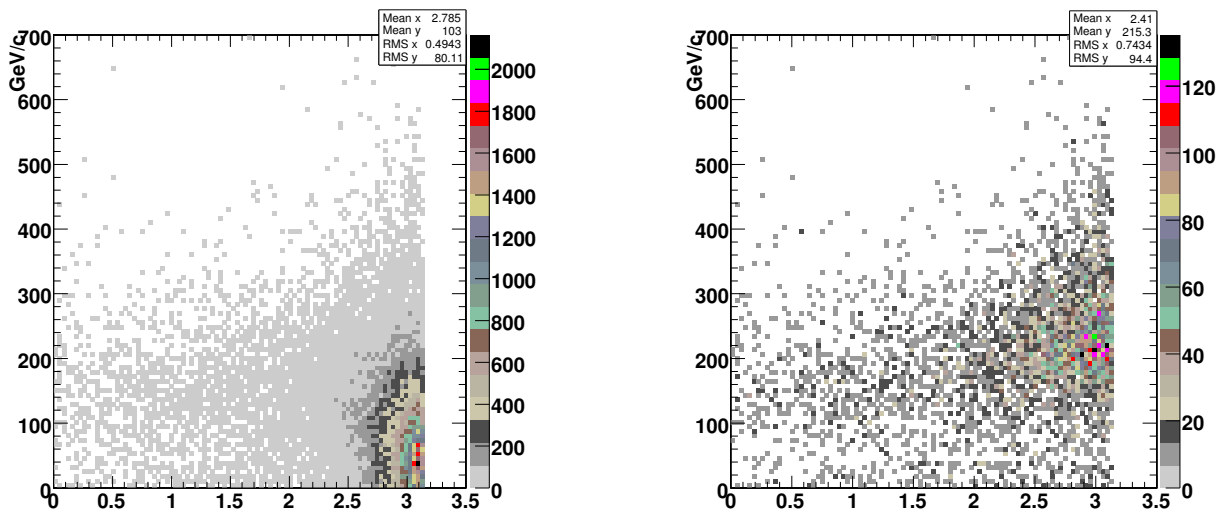


FIG. 5.6 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type $t\bar{t}$ avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

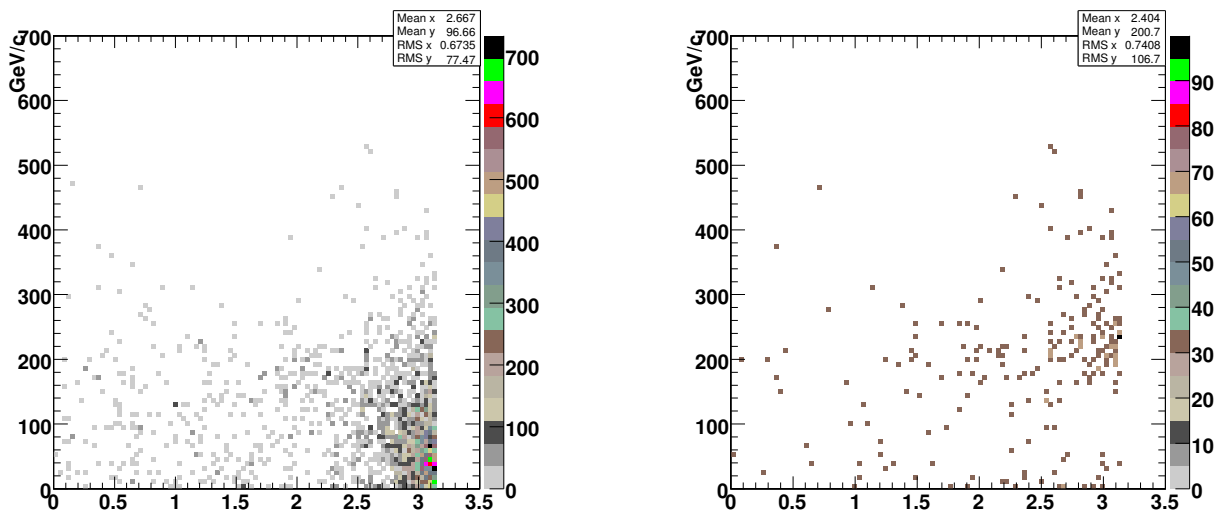


FIG. 5.7 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type un seul top avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

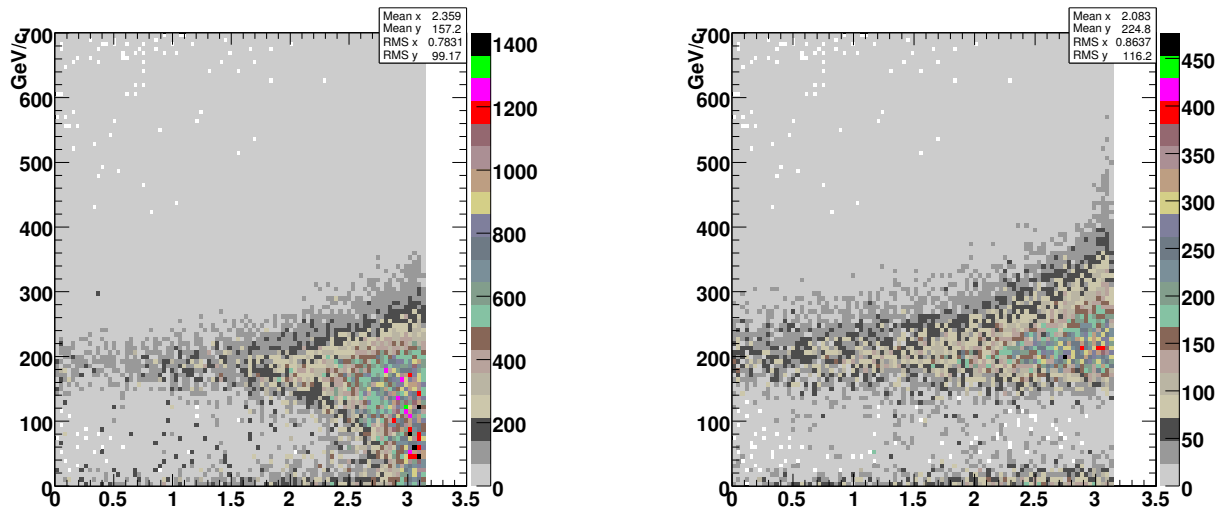


FIG. 5.8 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type $W + \text{jet(s)}$ avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

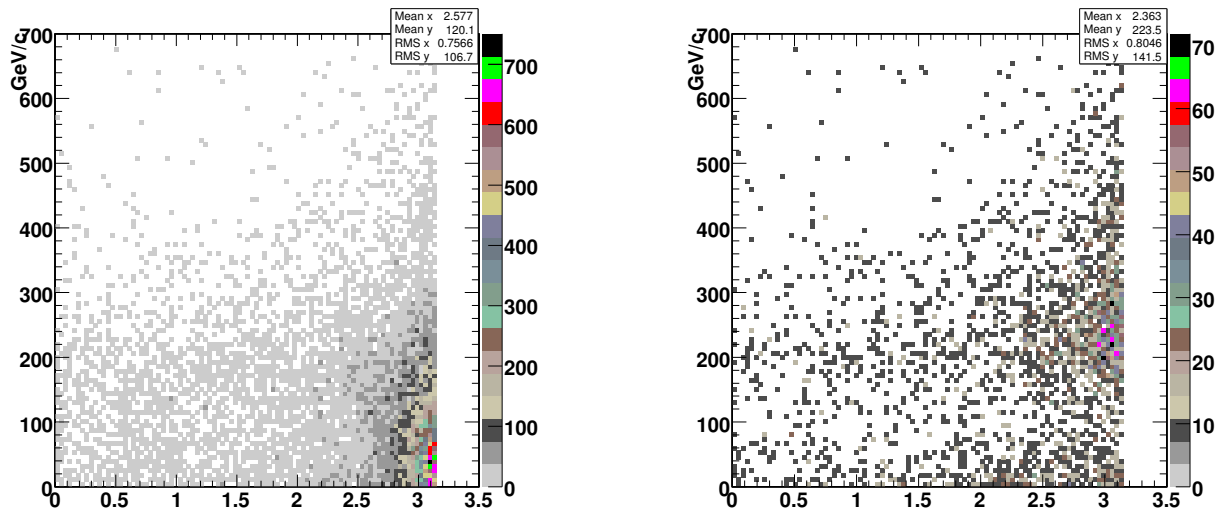


FIG. 5.9 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type $WW + \text{jet(s)}$ avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

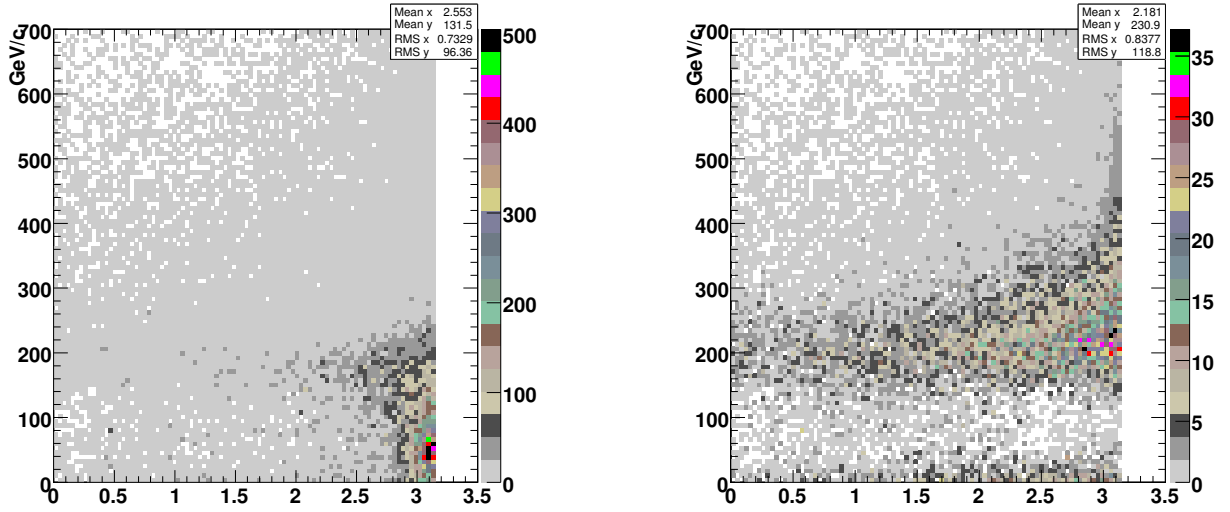


FIG. 5.10 – $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type Z + jet(s) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

des événements en $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$. De même, la distribution équivalente pour les événements mSUGRA LM2 sur la figure 5.12 est fortement ressemblante à la distribution des événements en $\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$.

Sur la figure 5.13 sont montrées les distributions en $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ (bleu) et $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ (noir) dans les événements QCD à deux jets après que soit appliquée une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV. Sur la figure 5.14 sont montrées les distributions équivalentes dans les événements mSUGRA LM2. Ces distributions suggèrent des coupures destinées à rejeter les événements QCD.

Finalement, trois coupures sont appliquées de façon indépendante sur les événements à $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV et leurs pouvoirs de réjection des événements QCD à deux jets et de conservation des événements mSUGRA LM2 sont comparés. Ces trois coupures sont :

- $\sqrt{\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet}}^2 - E_T^{\text{miss}} + (\pi - \Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet}} - E_T^{\text{miss}})^2} > 0,5$

et $\sqrt{\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet}}^2 - E_T^{\text{miss}} + (\pi - \Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet}} - E_T^{\text{miss}})^2} > 0,5$ – coupure notée A.

Elle fut initiée par M. Spiropulu [73] et introduite dans la collaboration de CMS par M. Spiropulu et T. Yetkin [74].

- $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}} < 2,7$ – coupure notée B,
- $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}} < 2,7$ – coupure notée C.

Les effets de chacune des ces coupures en nombres d'événements sélectionnés des différents processus sont présentés dans le tableau 5.5.

Du fait de la taille finie des échantillons d'événements Monte Carlo utilisés, à la sélection d'un nombre d'événements N_{sel} , parmi N événements analysés est associée une erreur relative à N_{sel} , binomiale égale à

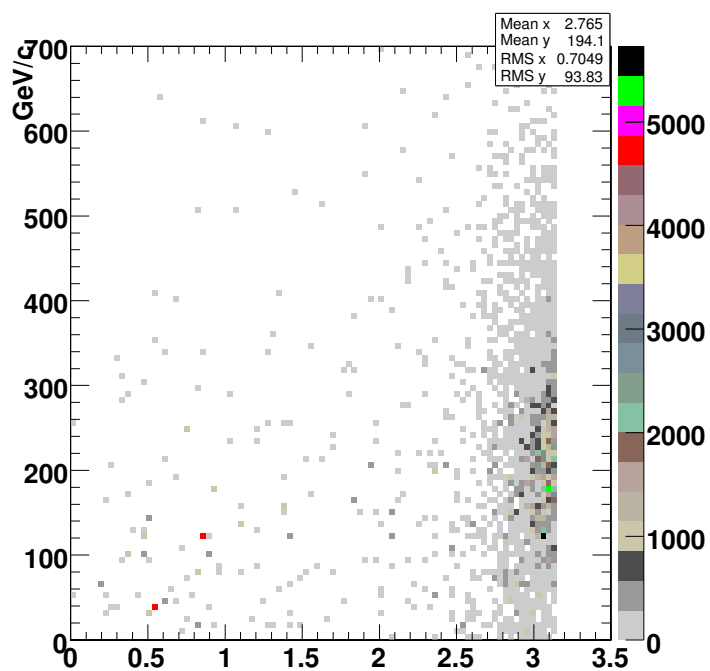


FIG. 5.11 – ΔE_T^2 highest E_T calo. jets en fonction de $\Delta\phi_2$ highest E_T calo. jets dans les événements QCD à deux jets hadroniques après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

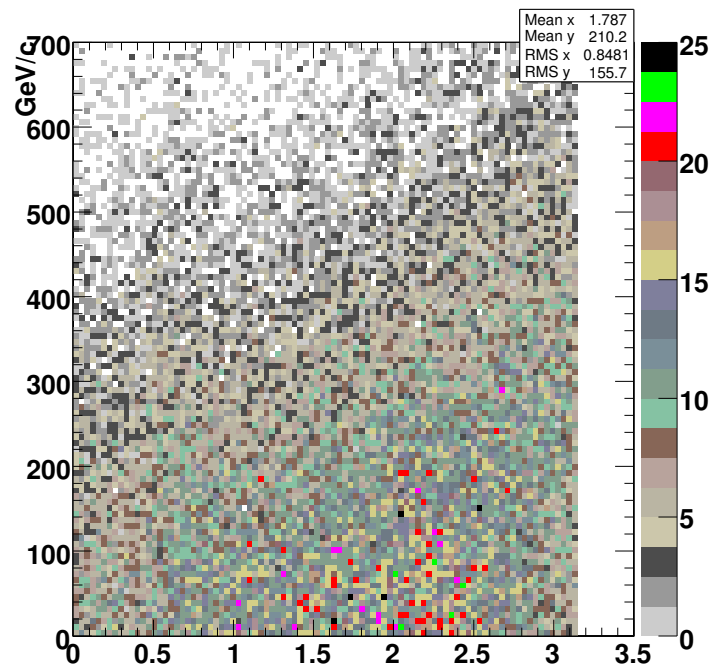


FIG. 5.12 – ΔE_T^2 highest E_T calo. jets en fonction de $\Delta\phi_2$ highest E_T calo. jets dans les événements mSUGRA LM2 après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

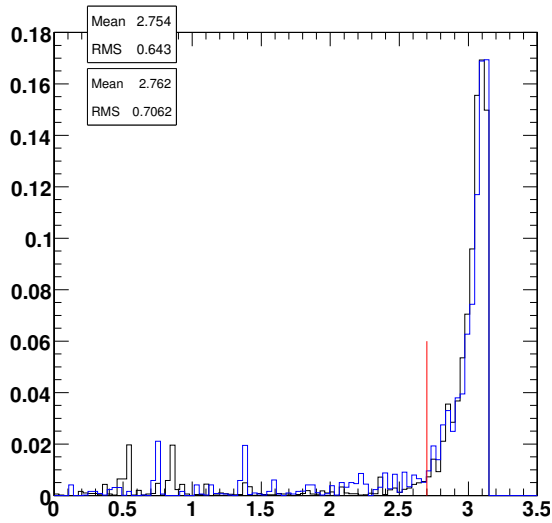


FIG. 5.13 – $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ (bleu) et $\Delta\phi_2$ highest E_T calo. jets (noir) dans les événements QCD à deux jets hadroniques après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV ; le segment rouge sépare les événements sélectionnés ($\Delta\phi \leq 2,7$) de ceux rejetés ($\Delta\phi > 2,7$).

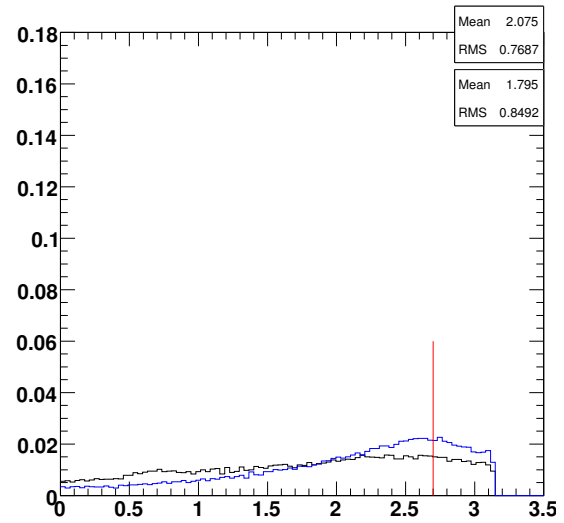


FIG. 5.14 – $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ (bleu) et $\Delta\phi_2$ highest E_T calo. jets (noir) dans les événements mSUGRA LM2 après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV ; le segment rouge sépare les événements sélectionnés ($\Delta\phi \leq 2,7$) de ceux rejetés ($\Delta\phi > 2,7$).

$\frac{1}{N_{\text{sel.}}} \sqrt{N_{\text{sel.}} \left(1 - \frac{N_{\text{sel.}}}{N}\right)}$. Cette incertitude « statistique » est indiquée pour chaque coupure (premier pourcentage associé à chaque nombre d'événements sélectionnés).

Est également mentionnée, en second pourcentage associé à chaque nombre d'événements sélectionnés, l'incertitude systématique. Elle correspond à la somme quadratique des écarts entre ce dernier nombre et celui obtenu lorsque chacun des effets suivants est pris en compte :

- l'incertitude sur la résolution en énergie transverse des jets, par l'élargissement de cette résolution à hauteur de 10 %,
- l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons, par l'accroissement ou l'abaissement de l'énergie de chaque candidat jet de quark ou de gluon reconstruit par un facteur dépendant de son impulsion transverse, s'approchant de 1 pour des valeurs croissantes de cette impulsion.

Les procédures individuelles de traitement de ces incertitudes sont décrites précisément dans l'Annexe A.

Des événements mSUGRA au point d'étude *LM1* sont considérés en plus de ceux au point *LM2*.

Les valeurs pour les processus du Modèle Standard autres que QCD sont également indiquées.

Les méthodes par coupure *A* et *C* permettent un facteur de rejection des événements QCD compris entre 5 et 12, relativement semblable – légèrement supérieur pour *C*. Dans le même temps leur efficacité de sélection des événements supersymétriques est supérieure à 90 % – cette fois légèrement supérieure pour *A*.

La méthode par coupure *B* est globalement moins performante que les deux précédentes, avec de moindres facteur de réjection des événements QCD et efficacité de sélection de ceux supersymétriques. Toutefois, pour les événements QCD à $\hat{p}_T > 470 \text{ GeV}/c$, le facteur de réjection obtenu est plus élevé que celui pour les autres méthodes ; pour ces événements à grande multiplicité en jets reconstruits, les axes des deux hémisphères constituent de meilleurs estimateurs de la direction des deux partons initiaux que les axes des deux jets calorimétriques de plus grandes E_T .

5.3 Conclusion

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au Système de Déclenchement en ligne de CMS. Nous avons comparé les effets de plusieurs combinaisons de ses critères de sélection sur les événements de processus physiques mSUGRA *LM2* contenant une cascade de désintégration supersymétrique $(\tilde{g} \rightarrow q)\tilde{q} \rightarrow (q)q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (q)q\tau\tilde{\tau} \rightarrow (q)q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ et sur ceux du Modèle Standard. L'utilisation d'un critère de déclenchement basé sur la présence d'un candidat jet de tau dans les événements n'a pas permis une amélioration notable du pouvoir de discrimination entre les deux types d'événements.

Dans un second temps, nous avons comparé les effets de trois coupures différentes destinées à rejeter les événements des processus QCD à deux jets hadroniques pour lesquels une énergie transverse manquante excessive est reconstruite. L'une d'elles fait usage de variables associées aux deux hémisphères reconstruits, groupes distincts de jets calorimétriques, relativement opposés dans le plan transverse au détecteur. Les deux autres sont basées sur les deux jets calorimétriques de plus grandes E_T .

Après une présélection des événements par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ – qui sélectionne, pour les processus QCD, ceux dans lesquels l'énergie transverse manquante est mal reconstruite –, parmi trois coupures, celles n'employant pas les variables d'hémisphère procurent un facteur de rejection des événements QCD compris entre 5 et 12, relativement semblable. Dans le même temps leur efficacité de sélection des événements supersymétriques est supérieure à 90 %.

processus physique simulé	aucune séli.	séli. par combinaison LI+HLT <i>JetMET loose</i>		séli. par LI+HLT <i>JetMET loose</i> et $E_{miss} > 200$ GeV	
		par coupure A	et par coupure B	par coupure C	et par coupure C
QCD à 2 jets	80 GeV/c < $\hat{p}_T < 120$ GeV/c	$29,61 \times 10^6$ (111,25 × 10 ³)	$5,85 \times 10^6$ (22) (198,00 × 10 ⁻⁶) ± 21,32%	$18,79 \times 10^3$ (46) (190,00 × 10 ⁻⁶) ± 50,00%	$18,79 \times 10^3$ (46) (190,00 × 10 ⁻⁶) ± 50,00%
	120 GeV/c < $\hat{p}_T < 170$ GeV/c	$4,97 \times 10^9$ (92,99 × 10 ³)	$83,19 \times 10^6$ (1,56 × 10 ³) (0,02) ± 2,51%	$45,26 \times 10^3$ (46) (190,00 × 10 ⁻⁶) ± 14,74%	$45,26 \times 10^3$ (46) (190,00 × 10 ⁻⁶) ± 14,74%
	170 GeV/c < $\hat{p}_T < 230$ GeV/c	$995,54 \times 10^6$ (213,21 × 10 ³)	$137,15 \times 10^6$ (29,20 × 10 ³) (0,14) ± 0,54%	$50,19 \times 10^3$ (134) (786,00 × 10 ⁻⁶) ± 8,64%	$50,19 \times 10^3$ (134) (786,00 × 10 ⁻⁶) ± 8,64%
	230 GeV/c < $\hat{p}_T < 300$ GeV/c	$237,04 \times 10^6$ (241,75 × 10 ³)	$67,58 \times 10^6$ (68,69 × 10 ³) (0,28) ± 0,32%	$42,68 \times 10^3$ (384) (2,71 × 10 ⁻³) ± 5,10%	$42,68 \times 10^3$ (384) (2,71 × 10 ⁻³) ± 5,10%
	300 GeV/c < $\hat{p}_T < 380$ GeV/c	$63,96 \times 10^6$ (170,50 × 10 ³)	$26,07 \times 10^6$ (69,63 × 10 ³) (0,41) ± 0,29%	$23,01 \times 10^3$ (681) (0,01) ± 3,81%	$23,01 \times 10^3$ (681) (0,01) ± 3,81%
	380 GeV/c < $\hat{p}_T < 470$ GeV/c	$18,87 \times 10^6$ (141,50 × 10 ³)	$4,09 \times 10^6$ (72,25 × 10 ³) (0,59) ± 0,22%	$7,13 \times 10^3$ (1,28 × 10 ³) (0,02) ± 2,77%	$7,13 \times 10^3$ (1,28 × 10 ³) (0,02) ± 2,77%
	470 GeV/c < $\hat{p}_T < 600$ GeV/c	$6,89 \times 10^6$ (140,24 × 10 ³)	$1,37 \times 10^6$ (40,64 × 10 ³) (0,88) ± 0,28%	$50,48 \times 10^3$ (0,68) ± 0,25%	$50,48 \times 10^3$ (0,68) ± 0,25%
	600 GeV/c < $\hat{p}_T < 800$ GeV/c	$2,02 \times 10^6$ (59,75 × 10 ³)	$276,87 \times 10^3$ (49,88 × 10 ³) (0,78) ± 0,21%	$13,03 \times 10^3$ (0,72) ± 0,47%	$13,03 \times 10^3$ (0,72) ± 0,47%
	800 GeV/c < $\hat{p}_T < 1000$ GeV/c	$356,80 \times 10^3$ (64,25 × 10 ³)	$60,03 \times 10^3$ (0,81) ± 0,18%	$267,73 \times 10^3$ (60,37 × 10 ³) (0,55) ± 0,27%	$267,73 \times 10^3$ (60,37 × 10 ³) (0,55) ± 0,27%
	mSUGRA LM2	contenant une cascade $q\bar{q}_1^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_1^0$	$73,75 \times 10^3$	$15,99 \times 10^3$ (0,88) ± 0,27%	$37,48 \times 10^3$ (8,45 × 10 ³) (0,55) ± 0,73%
mSUGRA LMI	tout	$18,15 \times 10^3$	$351,95 \times 10^3$ (79,36 × 10 ³) (0,72) ± 0,18%	$20,80 \times 10^3$ (2,60 × 10 ³) (0,01) ± 1,95%	$20,80 \times 10^3$ (2,60 × 10 ³) (0,01) ± 1,95%
processus physique simulé	contenant une cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_2^0$	$489,67 \times 10^3$ (110,45 × 10 ³)	$52,39 \times 10^3$ (11,82 × 10 ³) (0,77) ± 0,44%	$9,39 \times 10^3$ (2) (9,00 × 10 ⁻⁶) ± 70,71%	$9,39 \times 10^3$ (2) (9,00 × 10 ⁻⁶) ± 70,71%
	contenant une cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_1^0$	$67,69 \times 10^3$ (15,27 × 10 ³)	$257,30 \times 10^3$ (30,44 × 10 ³) (0,05) ± 0,56%	$15,74 \times 10^3$ (16) (66,00 × 10 ⁻⁶) ± 25,00%	$15,74 \times 10^3$ (16) (66,00 × 10 ⁻⁶) ± 25,00%
	un seul top	$4,94 \times 10^6$ (581,49 × 10 ³)	$69,34 \times 10^6$ (2,08 × 10 ³) (0,03) ± 2,16%	7290 (219) (2,82 × 10 ²) ± 6,75%	7290 (219) (2,82 × 10 ²) ± 6,75%
	Z + jet(s)	$2,59 \times 10^6$ (77,75 × 10 ³)	$71,06 \times 10^6$ (78,91 × 10 ³) (0,33) ± 0,29%	$15,77 \times 10^3$ (35,16 × 10 ³) (0,15) ± 0,49%	$15,77 \times 10^3$ (35,16 × 10 ³) (0,15) ± 0,49%
	W + jet(s)	$1,58 \times 10^6$ (239,95 × 10 ³)	$658,08 \times 10^3$ (152,52 × 10 ³) (0,47) ± 0,19%	$225,10 \times 10^3$ (109,23 × 10 ³) (0,34) ± 0,24%	$225,10 \times 10^3$ (109,23 × 10 ³) (0,34) ± 0,24%
	WW + jet(s)	$12,09 \times 10^6$ (324,38 × 10 ³)	$98,11 \times 10^3$ (12,29 × 10 ³) (0,05) ± 0,88%	$20,80 \times 10^3$ (2,60 × 10 ³) (0,01) ± 1,95%	$20,80 \times 10^3$ (2,60 × 10 ³) (0,01) ± 1,95%
	tout	$1,88 \times 10^6$ (235,25 × 10 ³)	$46,36 \times 10^3$ (0,63) ± 0,28%	33 (6) (93,00 × 10 ⁻⁶) ± 40,82%	33 (6) (93,00 × 10 ⁻⁶) ± 40,82%
	contenant une cascade $q\bar{q}_1^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_1^0$	616 (111) (1,73 × 10 ⁻³) ± 9,48%	$11,98 \times 10^3$ (0,66) ± 0,53%	$38,44 \times 10^3$ (0,52) ± 0,35%	$38,44 \times 10^3$ (0,52) ± 0,35%
	contenant une cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_1^0$	$11,98 \times 10^3$ (0,66) ± 0,53%	$9,30 \times 10^3$ (0,51) ± 0,73%	$10,72 \times 10^3$ (0,59) ± 0,62%	$10,72 \times 10^3$ (0,59) ± 0,62%
	contenant une cascade $q\bar{q}_2^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_2^0$	$249,04 \times 10^3$ (56,16 × 10 ³) (0,51) ± 0,30%	$211,58 \times 10^3$ (47,72 × 10 ³) (0,43) ± 0,35%	$227,67 \times 10^3$ (51,35 × 10 ³) (0,46) ± 0,32%	$227,67 \times 10^3$ (51,35 × 10 ³) (0,46) ± 0,32%
un seul top	$34,53 \times 10^3$ (7,79 × 10 ³) (0,51) ± 0,79%	$27,56 \times 10^3$ (6,22 × 10 ³) (0,44) ± 0,98%	$31,26 \times 10^3$ (7,05 × 10 ³) (0,46) ± 0,87%	$31,26 \times 10^3$ (7,05 × 10 ³) (0,46) ± 0,87%	
Z + jet(s)	$29,76 \times 10^3$ (3,52 × 10 ³) (6,05 × 10 ⁻³) ± 1,68%	$20,46 \times 10^3$ (2,42 × 10 ³) (4,16 × 10 ⁻³) ± 2,03%	$26,68 \times 10^3$ (3,17 × 10 ³) (5,45 × 10 ⁻³) ± 1,77%	$26,68 \times 10^3$ (3,17 × 10 ³) (5,45 × 10 ⁻³) ± 1,77%	
W + jet(s)	$4,86 \times 10^3$ (1,46) (1,88 × 10 ⁻³) ± 8,27%	$3,90 \times 10^3$ (1,17) (1,51 × 10 ⁻³) ± 9,24%	$4,26 \times 10^3$ (1,28) (1,65 × 10 ⁻³) ± 8,83%	$4,26 \times 10^3$ (1,28) (1,65 × 10 ⁻³) ± 8,83%	
WW + jet(s)	$11,29 \times 10^3$ (21,17 × 10 ³) (0,09) ± 0,66%	$10,08 \times 10^3$ (19,23 × 10 ³) (0,08) ± 0,69%	$11,14 \times 10^3$ (20,96 × 10 ³) (0,09) ± 0,66%	$11,14 \times 10^3$ (20,96 × 10 ³) (0,09) ± 0,66%	
tout	$169,28 \times 10^3$ (68,71 × 10 ³) (0,21) ± 0,34%	$155,77 \times 10^3$ (63,48 × 10 ³) (0,20) ± 0,36%	$163,31 \times 10^3$ (66,81 × 10 ³) (0,21) ± 0,34%	$163,31 \times 10^3$ (66,81 × 10 ³) (0,21) ± 0,34%	
contenant une cascade $q\bar{q}_1^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{q}_1^0$	$12,68 \times 10^3$ (1,59 × 10 ³) (6,76 × 10 ⁻³) ± 2,50%	$10,81 \times 10^3$ (1,35 × 10 ³) (5,74 × 10 ⁻³) ± 2,71%	$12,27 \times 10^3$ (1,54 × 10 ³) (6,55 × 10 ⁻³) ± 2,55%	$12,27 \times 10^3$ (1,54 × 10 ³) (6,55 × 10 ⁻³) ± 2,55%	

Tab. 5.5 – Processus physiques simulés avec leur nombre attendu d'événements correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb⁻¹. Après chacune des coupures : le nombre attendu d'événements sélectionnés, le nombre d'événements simulés effectivement sélectionnés (entre parenthèses), l'efficacité globale de sélection (en bleu, entre parenthèses) et les variations de ces nombres par la prise en compte des incertitudes statistiques (premier pourcentage) et systématiques (second pourcentage) développées dans le texte.

Chapitre 5. Étude pour la présélection dans les données des événements des processus mSUGRA/LM2

La coupure basée sur les variables d'hémisphère est globalement moins performante que les deux précédentes, le facteur de réjection des événements QCD et l'efficacité de sélection de ceux supersymétriques étant plus petits. Toutefois, pour les événements QCD à $p_T > 470 \text{ GeV}/c$, le facteur de réjection obtenu est plus élevé que celui pour les autres méthodes ; pour ces événements à grande multiplicité en jets reconstruits, les axes des deux hémisphères constituent de meilleurs estimateurs de la direction des deux partons initiaux que les axes des deux jets calorimétriques de plus grandes énergies transverses.

L'utilisation sur les données de l'une de ces coupures pourrait permettre de contrôler l'énergie transverse manquante observée.

Chapitre 6

Mise en évidence de processus physiques au-delà du Modèle Standard par lesquels des leptons τ sont produits

Nous détaillons dans ce chapitre plusieurs stratégies de mise en évidence de processus autres que ceux du Modèle Standard dans les données collectées au LHC.

Nous considérons deux hypothèses du contenu de ces données :

- des événements des processus du Modèle Standard,
- des événements des processus du Modèle Standard combinés avec des événements des processus mSUGRA *LM2* (ou *LMI*),

toutes deux associées à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} du collisionneur.

Parmi les événements *LM2* produits, nous nous intéressons à ceux contenant l'une ou l'autre des cascades de désintégrations suivantes :

- $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$,
- $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ où le \tilde{q} est le produit direct de la collision entre partons.

Leur étude est motivée par :

- la clarté de la signature combinée expérimentale des événements de collision p - p contenant au moins l'une d'elles : les présences d'une grande E_T^{miss} , d'au moins deux jets issus de la fragmentation de quarks à grandes E_T , et des produits des désintégrations d'au moins deux leptons τ de charges électriques opposées.
- Leur taux de production attendu non négligeable.

Dans la section 6.1 nous détaillons les variables susceptibles d'être considérées afin d'isoler les événements supersymétriques du bruit de fond des événements du Modèle Standard.

Dans la première partie de la section 6.2, nous faisons un choix de coupures successives qui rejettent les événements du Modèle Standard et sélectionnent ceux mSUGRA *LM2* (ou *LMI*). Le nombre d'événements du Modèle Standard et mSUGRA correspondant à la luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et sélectionnés par les

coupures est comparé à celui des événements du Modèle Standard seuls.

Dans la seconde partie de la section 6.2, aucun choix de coupures successives n'est fait. La fraction d'événements à au moins une paire de candidats jets hadroniques de tau de charges électriques opposées (de mêmes charges) * est observée pour différents intervalles de valeurs d'une variable cinématique, ceci pour les deux hypothèses de données. Lorsque la présence d'événements supersymétriques est considérée, la valeur de la fraction d'événements à au moins une paire de candidats jets hadroniques de tau de charges électriques opposées (de mêmes charges) est comparée à la fraction attendue pour les événements du Modèle Standard, résultant en une valeur de signification statistique, reliée à la probabilité que la fraction observée soit due aux événements du Modèle Standard.

Une présélection des événements basée sur les réponses du système de déclenchement en ligne est utilisée : l'activation de la combinaison *JetMET loose* détaillée dans le chapitre précédent est requise.

Plusieurs conventions adoptées dans la suite de ce chapitre :

- lorsque un jet calorimétrique n'a pu être étiqueté jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit par la méthode décrite dans la section 3.2, son énergie considérée est celle calibrée par la méthode $\gamma+jet$.
- un candidat jet de quark ou de gluon reconstruit est un jet calorimétrique non étiqueté jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit ; son énergie transverse a donc été calibrée.
- l'énergie transverse manquante E_T^{miss} est celle reconstruite à partir des jets calorimétriques.
- la seconde plus grande énergie transverse d'un candidat jet de quark ou de gluon reconstruit dans un événement est notée $E_T^{2^{nd} \text{ q/g-jet cand.}}$.
- la variable *Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans l'événement* est notée $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$.
- la variable *Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de mêmes charges dans l'événement* est notée $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$.

6.1 Étude des variables discriminantes

Les distributions de différentes variables cinématiques, puis celles de différentes variables associées au lepton tau, sont étudiées. Les deux types de variables sont très peu corrélées, comme le montrent les coefficients de corrélation linéaire proches ou égaux à zéro dans les tableaux de cette section ; les renseignements qu'il est permis d'extraire des unes sont très peu redondant avec ceux des autres. Envisager une procédure de discrimination en deux étapes entre les événements mSUGRA *LM2* et ceux du Modèle Standard – par au moins une variable de chaque groupe – semble naturel.

Les distributions dans cette section sont normalisées à 1 hormis celles sur les figures 6.9 et 6.13.

6.1.1 Variables cinématiques

Les distributions des variables considérées pour les événements mSUGRA *LM2* et pour ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt sont relativement peu différentes.

*La charge électrique d'un candidat jet hadronique de tau reconstruit est donnée par la somme des charges des traces reconstruites associées au candidat.

E_T^{miss} est la variable la plus nettement discriminante entre les événements mSUGRA *LM2* et ceux du Modèle Standard ; ses distributions pour différents processus physiques sont montrées sur la figure 6.1.

Celles pour les événements d'intérêt campent à de grandes valeurs.

Dans le cas du Modèle Standard, les événements QCD à deux jets hadroniques – pour lesquels l'énergie transverse manquante réelle est quasiment nulle – présentent les valeurs de E_T^{miss} les plus faibles. Aux événements $W + \text{jet(s)}$, et plus modestement à ceux $Z + \text{jet(s)}$, sont associées des valeurs de E_T^{miss} plus élevées. Ainsi une fraction non négligeable de ces événements, 34 % pour les processus $W + \text{jet(s)}$ et 22 % pour ceux $Z + \text{jet(s)}$, est conservée par une coupure $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$.

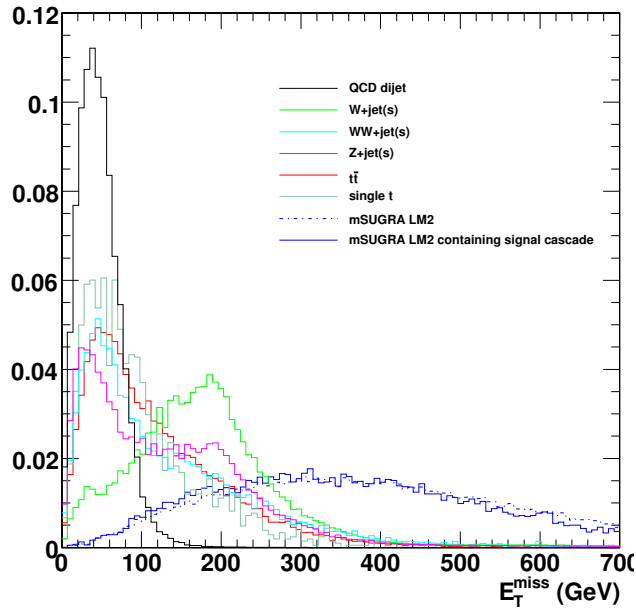


FIG. 6.1 – E_T^{miss} reconstruite à partir des jets calorimétriques – calibrés si non étiquetés jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit – dans les événements de différents processus physiques simulés.

Sur la figure 6.2 sont montrées les distributions de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les différents processus physiques considérés. Concernant cette variable, la fraction des événements de chaque processus pour lesquels au moins deux jets calorimétriques sont étiquetés jet de quark ou de gluon est proche de 1.

A nouveau, les événements d'intérêt s'étalent jusqu'à de grandes valeurs.

Les événements $W + \text{jet(s)}$ et $Z + \text{jet(s)}$ sont concentrés à des valeurs de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ proches de zéro. De manière générale, au sein des événements $W + 1 \text{ jet}$, $Z + 1 \text{ jet}$ – dont la section efficace de production domine largement celle des processus $W + >1 \text{ jets}$, $Z + >1 \text{ jets}$ – seulement un jet hadronique de grande impulsion, celui en recul du boson, est attendu. Ceci se reflète dans les distributions précédentes.

La variable $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ suggère une discrimination entre les événements d'intérêt et ceux $W + \text{jet(s)}$ et $Z + \text{jet(s)}$ plus nette que celle par la variable E_T^{miss} pour laquelle les événements de ces derniers pro-

cessus sont les plus ressemblant, parmi tous les processus du Modèle Standard considérés, aux événements supersymétriques.

De plus, les coefficients de corrélation linéaire entre les deux variables sont très faibles, égaux respectivement à $-0,01$ pour les événements mSUGRA *LM2*, $-0,02$ pour ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt, et à $0,06$ pour les événements du Modèle Standard. Ces chiffres sont extraits des tableaux 6.1, 6.2 et 6.3.

Ces deux variables sont donc considérées comme complémentaires pour discriminer les événements supersymétriques des événements du Modèle Standard.

La variable $\sum E_T$ est définie par la somme des E_T des jets calorimétriques dans un événement. Sur la figure 6.3 sont montrées sa distribution pour les différents processus physiques considérés. Son pouvoir de discrimination entre les événements d'intérêt et ceux du Modèle Standard n'est pas négligeable, tandis qu'elle procure une faible différenciation entre les différents processus du Modèle Standard.

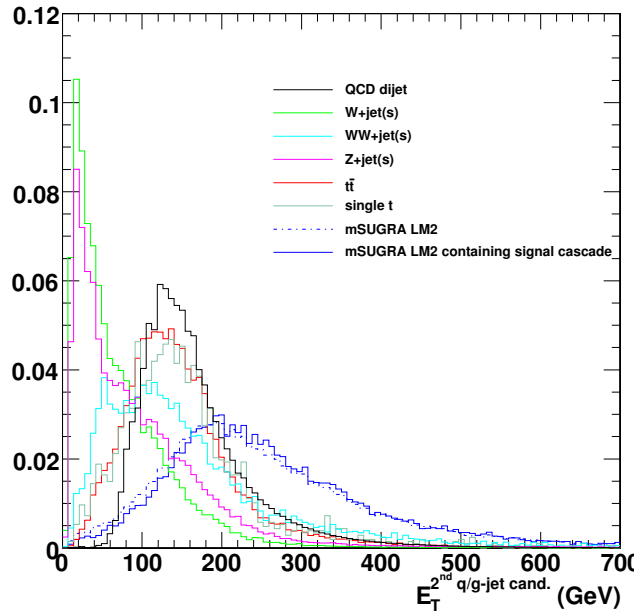


FIG. 6.2 – $E_T^{2nd\ q/g\text{-jet\ cand.}}$ dans les événements de différents processus physiques simulés.

Les variables d'hémisphères

La reconstruction des hémisphères est développée dans le précédent chapitre.

Dans les événements mSUGRA *LM2*, les variables $\Delta\phi_{\text{hemis.}}$ – l'angle azimutal entre les axes des deux hémisphères – et $\Delta P_T^{\text{hemis.}}$ – la norme de la différence des P_T des deux hémisphères – sont corrélées à la variable E_T^{miss} . Leurs coefficients de corrélation linéaire avec E_T^{miss} sont respectivement de $-0,50$ et $0,63$

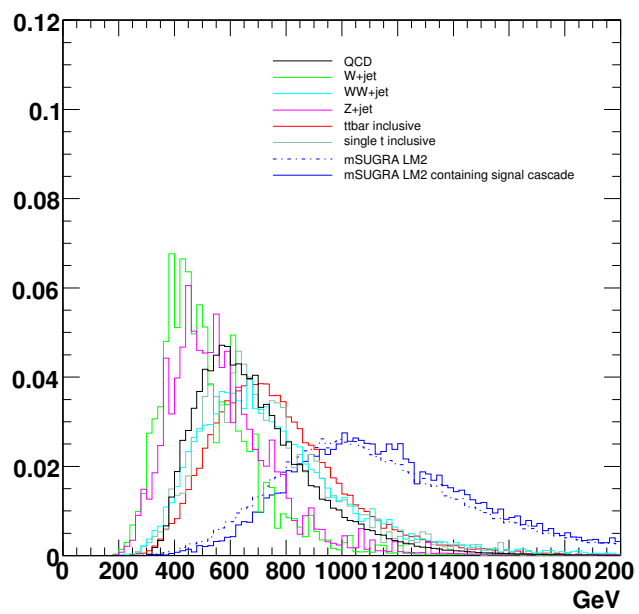


FIG. 6.3 – Somme des E_T des jets calorimétriques – calibrés si non étiquetés jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit – dans les événements de différents processus physiques simulés.

pour tous les événements, et de $-0,49$ et $0,65$ pour les événements contenant une cascade mentionnée, ceci tandis que leurs coefficients de corrélation linéaire mutuelle sont quasiment nuls.

Les distributions en $\Delta\phi_{\text{hemis.}}$ pour les différents processus physiques simulés sont représentées sur la figure 6.4. Celles pour les processus supersymétriques sont moins concentrées vers la valeur π que celles pour les processus du Modèle Standard. Quant aux distributions en $\Delta P_T^{\text{hemis.}}$, montrées sur la figure 6.5, elles ressemblent à celles en E_T^{miss} , avec des différences entre les processus moins prononcées que pour celle-ci.

La variable $\sum P_T^{\text{hemis.}}$, somme des P_T des deux hémisphères, s'apparente à la variable $\sum E_T$. Les allures des deux variables pour les différents processus – celles de $\sum P_T^{\text{hemis.}}$ sont représentées sur la figure 6.6 – sont similaires, et les coefficients de corrélation linéaire sont élevés : $0,86$ ($0,86$) pour les processus mSUGRA *LM2* (pour ceux d'entre eux contenant une cascade d'intérêt) et $0,66$ pour les processus du Modèle Standard.

Sur la figure 6.7 sont montrées, pour les mêmes événements, les distributions également discriminantes de la masse invariante la plus grande parmi celles des deux hémisphères, $M_{\text{max.,hemis.}}$.

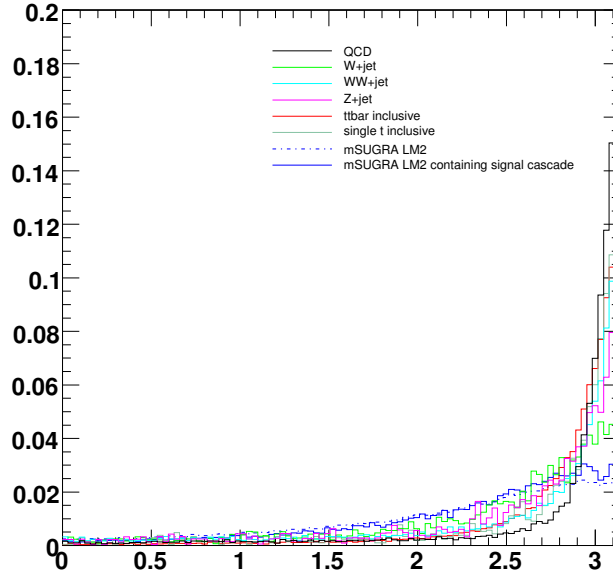


FIG. 6.4 – $\Delta\phi_{\text{hemis.}}$ entre les axes des deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.

6.1.2 Variables reliées au lepton τ

Une signature forte – au fort pouvoir de discrimination d'avec les événements des autres processus physiques au LHC – des événements mSUGRA *LM2* contenant une cascade de désintégrations supersymétriques $(\tilde{g} \rightarrow q)\tilde{q} \rightarrow (q)q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (q)q\tau\tilde{\tau} \rightarrow (q)q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ réside en la présence des produits visibles de deux taus de charges

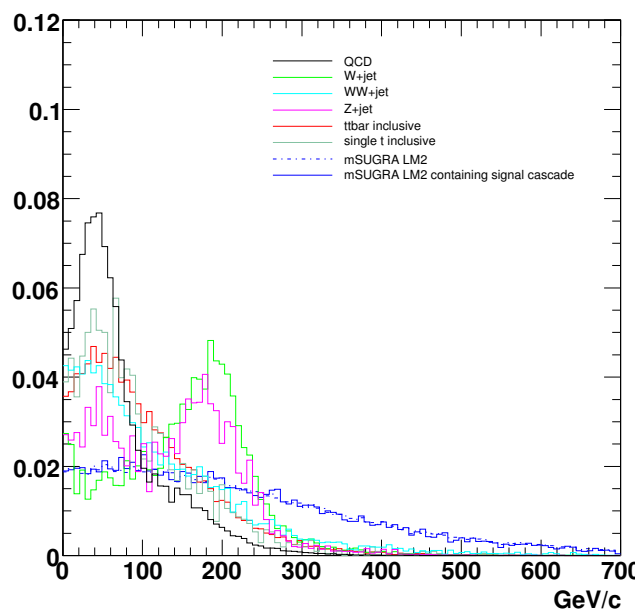


FIG. 6.5 – $\Delta P_T^{\text{hemis.}}$ entre les deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.

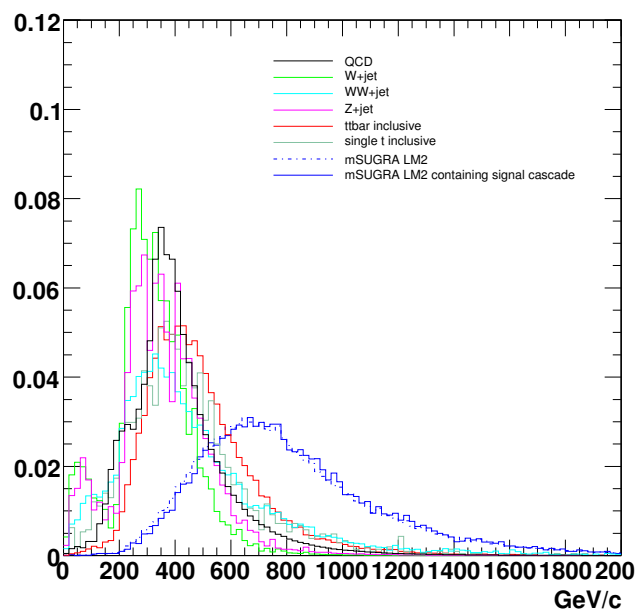


FIG. 6.6 – Somme des P_T des deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.

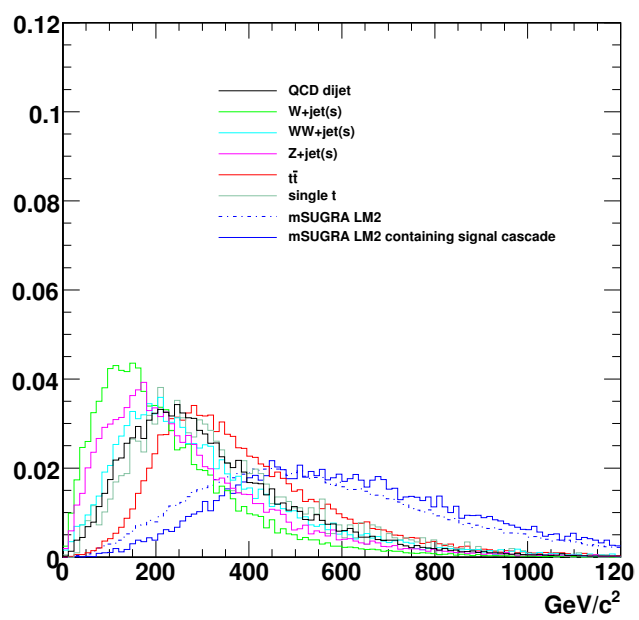


FIG. 6.7 – Masse invariante la plus grande parmi celles des deux hémisphères reconstruits dans les événements de différents processus physiques simulés.

électriques opposées. Ceci se reflète dans les distributions de la variable *Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans l'événement*, notée $n_{OS\ di-\tau\ cand.}$, dissemblables pour les processus physiques considérés. Ces distributions sont montrées sur les figures 6.8 et 6.9. Sur la seconde figure, au contraire de la première, les distributions ne sont pas normalisées à 1 mais correspondent à celles des événements attendus pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

Seuls environ 2,7 % des événements mSUGRA *LM2* contenant la cascade mentionnée, et 1,1 % de tous les événements supersymétriques, ont $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$. La faible fraction pour les événements contenant une cascade d'intérêt, dans lesquels sont effectivement produits au moins deux taus de charges électriques opposées, s'explique partiellement par la faible efficacité de reconstruction et d'étiquetage des jets de tau de basse E_T . Les distributions en E_T des produits visibles des deux taus issus d'une cascade d'intérêt sont montrées sur la figure 4.11. Également, nous nous attachons aux produits visibles des seules désintégrations hadroniques du tau. Les électrons (muons) issus des désintégrations leptoniques du tau ne sont pas discernables d'électrons (muons) directs.

Précisons qu'une fraction non négligeable des événements mSUGRA *LM2* contient la chaîne seule $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ de la cascade d'intérêt.

Aux processus Z + jet(s) est associée la fraction correspondante la plus élevée parmi les différents processus du Modèle Standard considérés : 0,8 % ; elle s'explique par l'occurrence, de probabilité non négligeable, de la désintégration $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ (son rapport d'embranchement mesuré moyen est de $(3,370 \pm 0,008)\%$, [78]) dans ces événements.

Les autres processus du Modèle Standard présentent des valeurs de cette fraction négligeables, $\leq 0,1\%$. Celle pour les processus QCD à deux jets est la plus basse.

Globalement, la valeur de la fraction pour les événements du Modèle Standard est d'approximativement 8×10^{-5} .

Sur les figures 6.10 et 6.11 sont montrées, dans les événements pour lesquels $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$, les distributions en écart ΔR entre les deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées. Lorsque $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 1$, les deux candidats avec ΔR minimal sont considérés. Dans les événements mSUGRA *LM2* contenant une cascade d'intérêt et à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$, cet écart, à l'image de celui entre les deux jets hadroniques de taus de charges opposées produits au sein de la cascade, est faible.

Un tel écart faible se retrouve dans les événements Z + jet(s). Aux autres processus du Modèle Standard, et aux incertitudes statistiques près, sont associés des écarts plutôt uniformément répartis sur l'intervalle considéré.

Sont également traités les candidats jets hadroniques de τ reconstruits de même charge dans les événements. Sur la figure 6.12 et 6.13 sont montrées les distributions en $n_{SS\ di-\tau\ cand.}$ des événements pour différents processus physiques simulés. À nouveau, sur la seconde figure, au contraire de la première, les distributions ne sont pas normalisées.

Une fraction non négligeable, au regard de celles des processus du Modèle Standard, de 1,1 % des événements mSUGRA *LM2* contenant la cascade, et de 0,5 % de tous les événements supersymétriques, satisfont $n_{SS\ di-\tau\ cand.} > 0$. Ces chiffres plutôt élevés se justifient par la présence dans ces événements d'au moins deux taus de même charge, produits directement ou indirectement à travers la désintégration de l'une et l'autre des deux particules supersymétriques issues de la collision inélastique initiale. Précisément, chacun de ces taus peut être produit lors de la cascade $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^\pm\tilde{\tau}^\mp \rightarrow \tau^\pm\tau^\mp\tilde{\chi}_1^0$, ou lors de la désintégration de $\tilde{\chi}_1^\pm$ selon $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_\tau\tilde{\tau}^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_\tau\tau^\pm\tilde{\chi}_1^0$, dont le rapport d'embranchement est d'environ 0,95.

Les valeurs des fractions pour les processus du Modèle Standard, mis à part ceux QCD à deux jets pour lesquels elle est légèrement plus élevée, sont plus faibles que celles des fractions correspondantes lorsque les candidats jets hadroniques de tau reconstruits de charges opposées sont considérés. Toutefois, lorsque les processus sont confondus, cette fraction est plus élevée que la fraction correspondante pour les candidats jets hadroniques de tau reconstruits de charges opposées : elle est égale approximativement à 9×10^{-5} ; les sections efficaces des processus QCD à deux jets dominent celles des autres processus.

Les valeurs prises par les variables $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$ et $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$ dans les événements mSUGRA LM2 sont faiblement corrélées : le coefficient de corrélation linéaire est de 0,22 pour les événements contenant la cascade, et de 0,18 pour tous les événements.

Elles ne sont pas du tout corrélées dans les processus du Modèle Standard ; leur coefficient de corrélation est quasi nul.

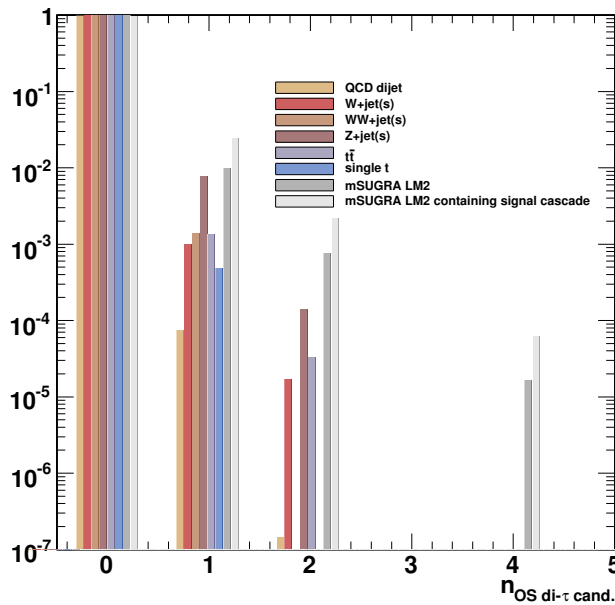


FIG. 6.8 – Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées pour différents processus physiques simulés.

6.1.3 Coefficients de corrélation linéaire entre les variables

Nous calculons, pour chaque série de n couples de valeurs (x_i, y_i) , le coefficient de corrélation linéaire r_p entre les deux variables défini par

$$r_p = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (6.1)$$

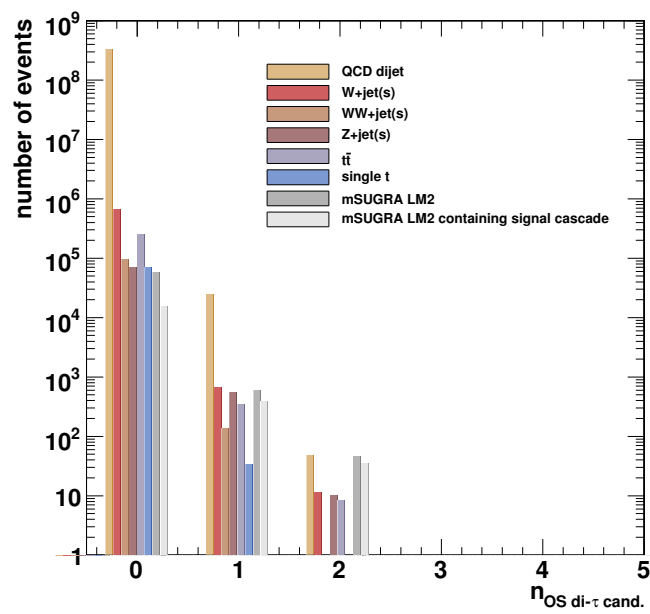


FIG. 6.9 – Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées pour différents processus physiques simulés ; distributions attendues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

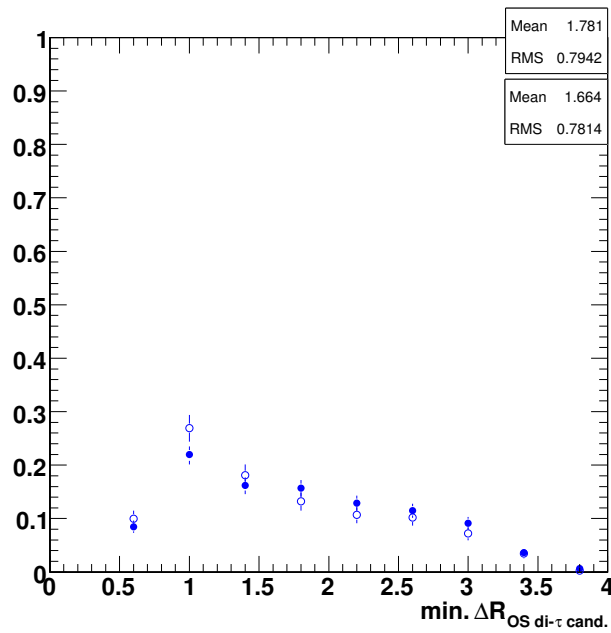


FIG. 6.10 – Écart ΔR entre les deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ des processus simulés mSUGRA *LM2* (bleu) et dans ceux d'entre eux contenant la cascade de désintégrations supersymétriques ($\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q} \rightarrow (q) q \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (q) q \tau \tilde{\tau} \rightarrow (q) q \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$) (bleu évidé) ; lorsque $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 1$, les deux candidats avec ΔR minimal sont considérés.

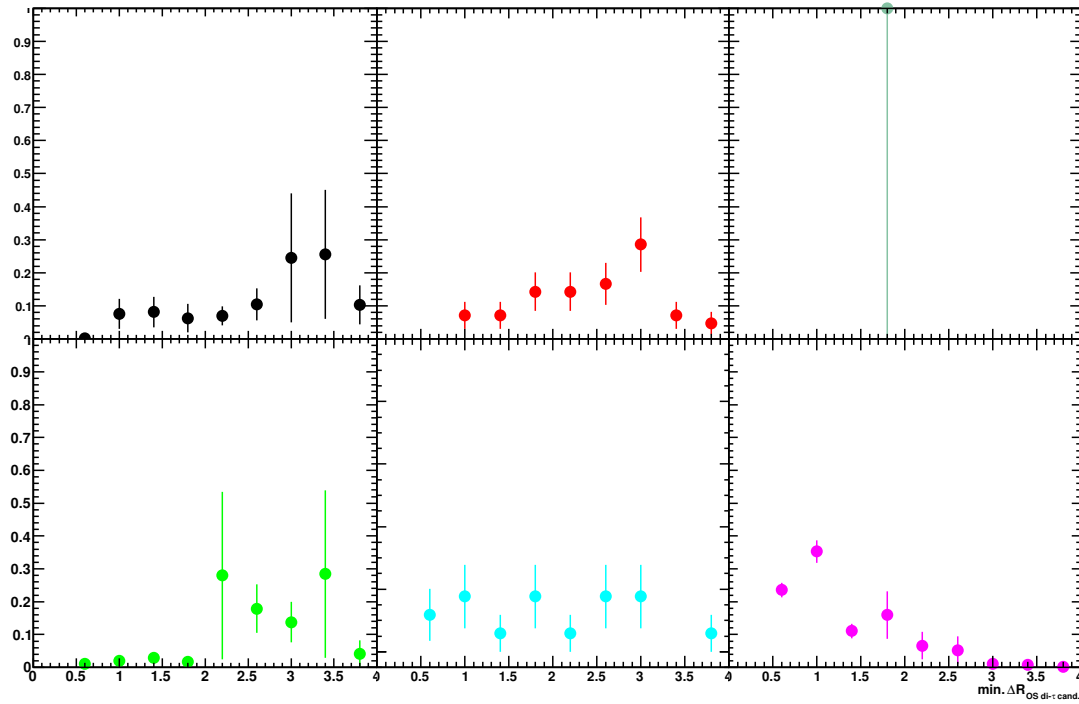


FIG. 6.11 – Écart ΔR entre les deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans les événements à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ pour différents processus simulés du Modèle Standard : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d'un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) ; lorsque $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 1$, les deux candidats avec ΔR minimal sont considérés.

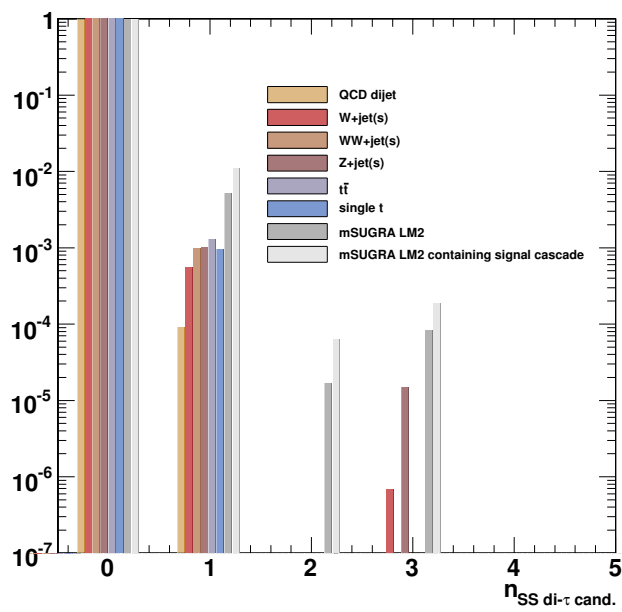


FIG. 6.12 – Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges identiques pour différents processus physiques simulés.

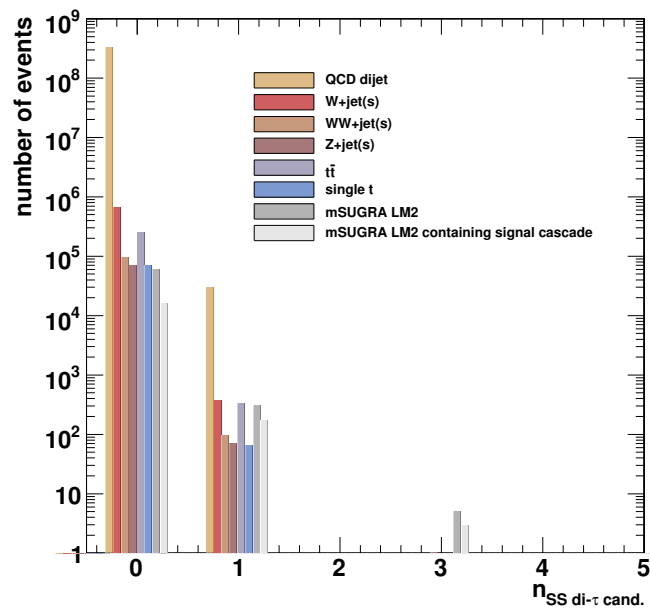


FIG. 6.13 – Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges identiques pour différents processus physiques simulés ; distributions attendues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

où σ_x est l'écart type de la distribution des x_i , σ_y est l'écart type de la distribution des y_i et $\text{cov}(x, y)$ est la covariance de la distribution des (x_i, y_i) définie par

$$\text{cov}(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \times (y_i - \bar{y}) , \quad (6.2)$$

avec \bar{x}, \bar{y} , les moyennes des distributions des deux variables.

variable \ variable	E_T^{miss}	$E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$	$\sum E_T$	$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	$\Delta p_T^{\text{hemis.}}$	$\sum p_T^{\text{hemis.}}$	$M_{\text{max.,hemis.}}$	$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$
E_T^{miss}	1,00	-0,01	0,17	-0,50	0,63	0,23	-0,02	-0,01	-0,01
$E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$	-0,01	1,00	0,74	0,28	-0,15	0,80	0,36	-0,01	-0,01
$\sum E_T$	0,17	0,74	1,00	0,34	0,19	0,86	0,66	-0,01	0,00
$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	-0,50	0,27	0,34	1,00	0,00	0,37	0,20	0,01	0,01
$\Delta p_T^{\text{hemis.}}$	0,63	-0,15	0,19	0,00	1,00	0,23	-0,03	0,00	0,00
$\sum p_T^{\text{hemis.}}$	0,23	0,80	0,86	0,37	0,23	1,00	0,36	-0,02	-0,01
$M_{\text{max.,hemis.}}$	-0,02	0,36	0,66	0,20	-0,03	0,36	1,00	0,02	0,01
$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	-0,01	-0,01	-0,01	0,01	0,00	-0,02	0,02	1,00	0,18
$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$	-0,01	-0,01	0,00	0,01	0,00	-0,01	0,01	0,18	1,00

TAB. 6.1 – Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés mSUGRA *LM2*.

variable \ variable	E_T^{miss}	$E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$	$\sum E_T$	$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	$\Delta p_T^{\text{hemis.}}$	$\sum p_T^{\text{hemis.}}$	$M_{\text{max.,hemis.}}$	$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$
E_T^{miss}	1,00	-0,02	0,16	-0,49	0,65	0,20	-0,02	0,01	0,00
$E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$	-0,02	1,00	0,75	0,27	-0,14	0,79	0,36	-0,02	-0,02
$\sum E_T$	0,16	0,75	1,00	0,32	0,18	0,86	0,64	-0,02	-0,01
$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	-0,49	0,27	0,32	1,00	0,02	0,38	0,16	-0,02	-0,01
$\Delta p_T^{\text{hemis.}}$	0,65	-0,14	0,18	0,02	1,00	0,22	-0,04	0,00	0,00
$\sum p_T^{\text{hemis.}}$	0,20	0,79	0,86	0,38	0,22	1,00	0,33	-0,02	-0,02
$M_{\text{max.,hemis.}}$	-0,02	0,36	0,64	0,16	-0,04	0,33	1,00	0,00	0,00
$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	0,01	-0,02	-0,02	-0,02	0,00	-0,02	0,00	1,00	0,22
$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$	0,00	-0,02	-0,01	-0,01	0,00	-0,02	0,00	0,22	1,00

TAB. 6.2 – Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés mSUGRA *LM2* contenant une cascade d'intérêt.

6.2 Deux méthodes pour signaler la présence d'événements de processus différents de ceux du Modèle Standard dans les données

Deux échantillons sont composés à partir des :

- événements simulés de processus du Modèle Standard, échantillon dénommé SM,
- événements simulés de processus du Modèle Standard et du modèle mSUGRA *LM2*, échantillon dénommé SM + mSUGRA *LM2*.

variable	E_T^{miss}	$E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$	ΣE_T	$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	$\Delta P_T^{\text{hemis.}}$	$\Sigma P_T^{\text{hemis.}}$	$M_{\text{max.,hemis.}}$	$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$
E_T^{miss}	1,00	0,06	0,11	-0,03	0,19	0,07	0,03	0,00	0,00
$E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$	0,06	1,00	0,68	0,08	0,07	0,77	0,29	0,01	-0,01
ΣE_T	0,11	0,68	1,00	0,06	0,06	0,66	0,63	0,01	-0,01
$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$	-0,03	0,08	0,06	1,00	-0,39	0,42	0,25	0,00	0,00
$\Delta P_T^{\text{hemis.}}$	0,19	0,07	0,06	-0,39	1,00	-0,23	-0,26	0,01	0,00
$\Sigma P_T^{\text{hemis.}}$	0,07	0,77	0,66	0,43	-0,23	1,00	0,45	0,00	-0,01
$M_{\text{max.,hemis.}}$	0,03	0,29	0,63	0,25	-0,26	0,45	1,00	0,00	0,00
$n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$	0,00	0,01	0,01	0,00	0,01	0,00	0,00	1,00	0,00
$n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}}$	0,00	-0,01	-0,01	0,00	0,00	-0,01	0,00	0,00	1,00

Tab. 6.3 – Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés du Modèle Standard.

Le nombre d'événements simulés de chaque processus physique est normalisé au nombre attendu d'événements pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , et pour une valeur de section efficace du processus considéré au premier ordre notée dans le tableau 4.7. Dans les histogrammes suivants, chaque entrée pour un événement simulé est pondérée par le facteur de normalisation associé à la section efficace du processus considéré.

Pour chacune des méthodes développées, différentes variables cinématiques ont été considérées :

- E_T^{miss} et $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour la première méthode,
- $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ et $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour la seconde méthode.

Elles ont été choisies du fait de leur relative simplicité et pour leur pouvoir séparateur.

6.2.1 Première méthode : comparaison, après coupures successives, entre un nombre d'événements observés et un nombre d'événements attendus selon le Modèle Standard

Dans l'analyse d'états finaux, une démarche conventionnelle de mise en évidence d'un excès d'événements de processus autres que ceux du Modèle Standard consiste successivement en :

- un choix d'une coupure ou de coupures successives sur des variables reconstruites qui, appliquée(s) sur des événements simulés, rejette(nt) ceux d'entre eux des processus du Modèle Standard et conserve(nt) ceux des processus d'un autre modèle physique dont on envisage la présence dans les données collectées.
- l'application de cette coupure ou de ces coupures sur les événements collectés par l'expérience. Pour la luminosité intégrée considérée, le nombre d'événements sélectionnés est comparé à celui attendu selon le Modèle Standard. Dans le cas d'un excès d'événements par rapport à ce dernier, un estimateur de la signification de l'excès est construit ; suivant sa valeur, une mise en évidence d'un excès d'événements de processus autres que ceux du Modèle Standard dans les données collectées est annoncée.

Cette démarche est suivie dans la suite.

Deux coupures successives sont appliquées sur les lots d'événements simulés : la première rejette les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} = 0$, la seconde rejette ceux dans une certaine région de l'espace des deux variables cinématiques $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ et $E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$. Cette région est définie au regard des distributions des événements des différents processus dans cet espace.

Ces coupures successives sont faiblement corrélées. En effet,

- il a été montré, dans la section précédente, que les coefficients de corrélation linéaire entre les variables d'événement reliées au tau et celles cinématiques considérées étaient faibles, notamment celles exploitées dans la présente section,
- le pouvoir de discrimination entre les événements mSUGRA *LM2* contenant une cascade de désintégration supersymétrique d'intérêt et ceux du Modèle Standard par la coupure cinématique est peu modifié suivant que cette coupure est appliquée avant ou après celle sur la variable $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}}$.

Les distributions des événements dans l'espace des variables ($E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$, $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$) pour les échantillons SM + mSUGRA *LM2* et SM sont montrées respectivement à gauche et à droite sur la figure 6.14. Sur les figures 6.15 et 6.16 sont montrées ces distributions pour respectivement les événements mSUGRA *LM2* et les événements des différents processus du Modèle Standard considérés.

Pour $E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 200 \text{ GeV}$ et sur l'intervalle entier en $E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$, les distributions sont dominées par celle des processus QCD à deux jets. Pour des valeurs plus grandes de $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ et à faibles valeurs en $E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$, elles sont dominées par la contribution des processus $W + \text{jet(s)}$ hadronique(s) ; l'importance des processus $Z + \text{jet(s)}$ hadronique(s) et des processus $WW + \text{jet(s)}$ hadronique(s) n'est toutefois pas négligeable. Les événements $t\bar{t}$ et de production d'un seul top ne sont dominants en aucune région de l'espace.

La distribution des événements sur la figure de gauche est plus étale, de pente moins prononcée, que celle sur la figure de droite (qui diffère, dans le contenu de ses événements, par l'absence de ceux mSUGRA *LM2*) dans la région à $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 400 \text{ GeV}$ et à $100 \text{ GeV} < E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} < 600 \text{ GeV}$.

Les distributions équivalentes après application de la coupure $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ sont comparées ; elles sont montrées sur la figure 6.17. C'est dans la région mentionnée plus haut – où la présence des événements mSUGRA *LM2* se révèle – que dominant désormais ces événements.

La coupure requérant $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ et $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > -E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} + 400 \text{ GeV}$ est appliquée sur les événements ; ainsi, sur la figure, les lignes rouges correspondantes séparent les événements sélectionnés, zone supérieure, de ceux rejetés, zone inférieure. Elle fut établie afin de maximiser le rapport du nombre d'événements mSUGRA *LM2* sélectionnés sur le nombre d'événements du Modèle Standard sélectionnés.

Le tableau 6.4 présente, pour chaque processus physique, après application de chacune des coupures successives, le nombre attendu d'événements sélectionnés pour la luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , le nombre d'événements simulés effectivement sélectionnés, entre parenthèses, l'efficacité de sélection relativement au nombre d'événements initial, en bleu, entre parenthèses.

L'incertitude relative « statistique » binomiale est indiquée pour chaque coupure (premier pourcentage).

Est également indiquée (second pourcentage) l'incertitude systématique pour chaque nombre d'événements sélectionnés. Elle dérive de l'ajout en quadrature des variations en nombres d'événements induites par la prise en compte de chacun des effets systématiques suivants :

- l'incertitude sur la résolution en énergie transverse des jets (de 10 %),

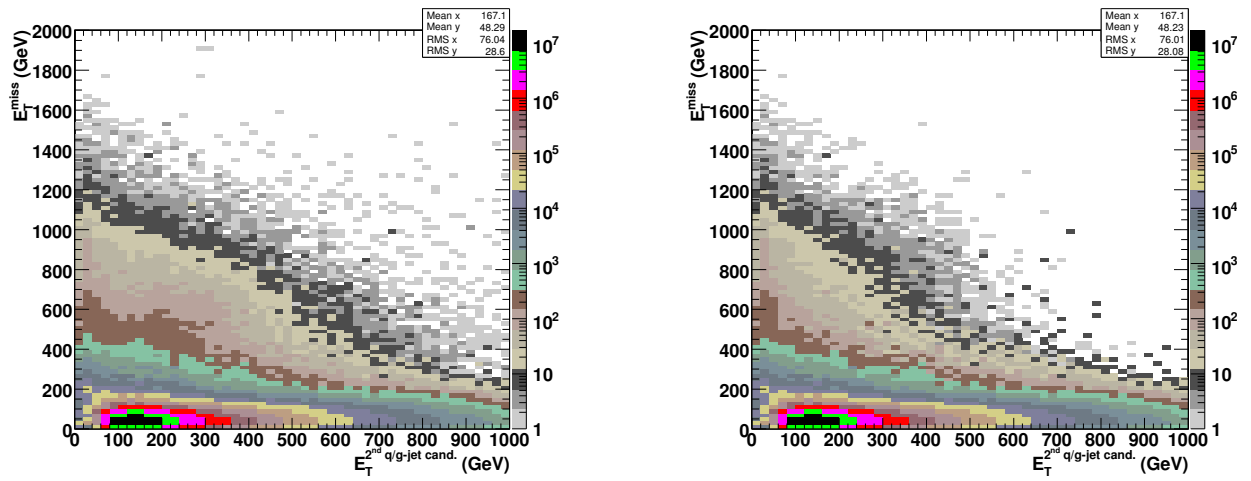


FIG. 6.14 – E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA LM2 (gauche) ou pour ceux de l'échantillon SM (droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique.

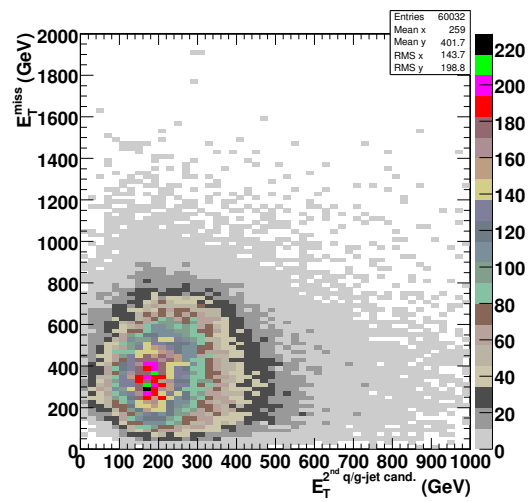


FIG. 6.15 – E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements des processus physiques simulés mSUGRA LM2.

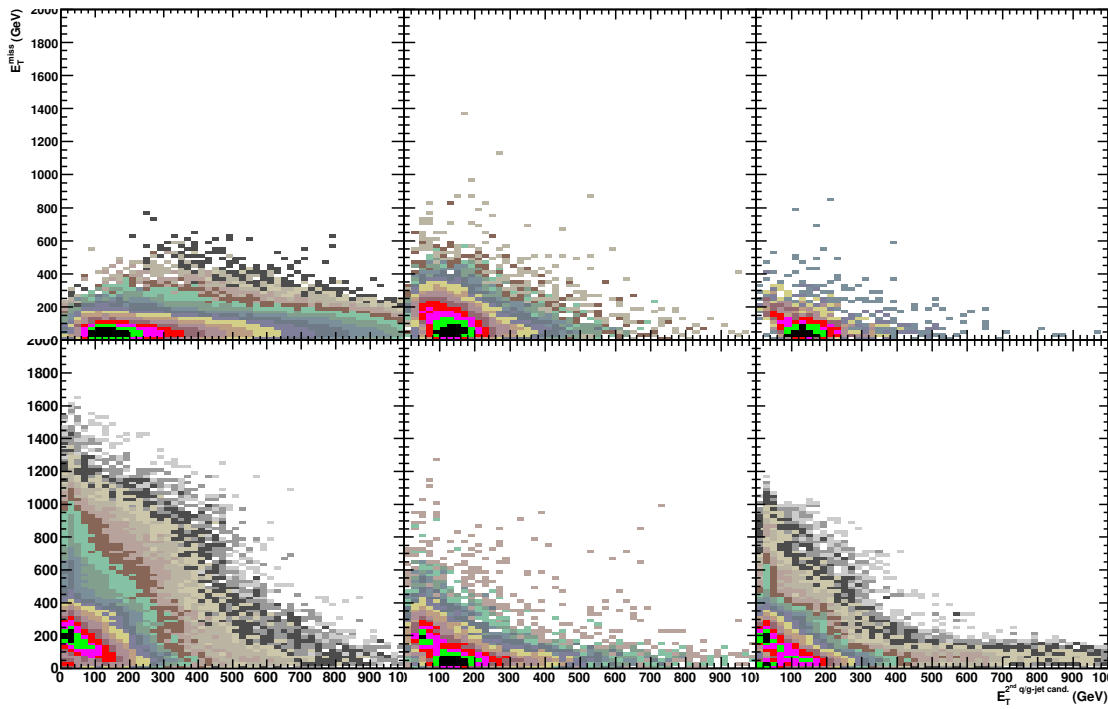


FIG. 6.16 – E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les différents processus du Modèle Standard considérés : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d'un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) (en bas à droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique.

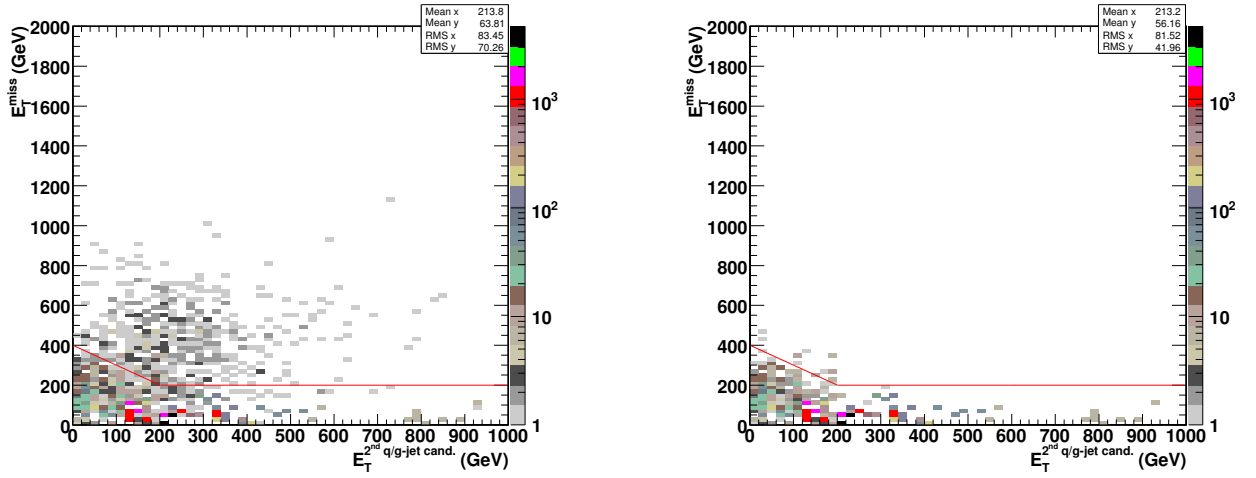


FIG. 6.17 – E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ contenus dans l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (gauche) ou dans l'échantillon SM (droite) ; les lignes rouges séparent les événements sélectionnés (zone supérieure) de ceux rejetés (zone inférieure). L'échelle des couleurs est logarithmique.

- l'incertitude sur l'efficacité d'identification des jets hadroniques de τ (de 9 %),
- l'incertitude sur la probabilité de mauvaise identification des jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon (de 10 %),
- l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons (dépendante de l' E_T des candidats jets de quark ou de gluon reconstruits).

Les procédures individuelles de traitement de ces incertitudes sont décrites dans l'Annexe A.

Des événements mSUGRA au point d'étude *LM1* sont considérés en plus de ceux au point d'étude *LM2*.

Le tableau 6.5 présente les rapports signal (nombre d'événements supersymétriques) sur bruit (nombre d'événements du Modèle Standard) après chacune des coupures successives pour les deux points d'étude mSUGRA considérés. Le tableau 6.6 récapitule, pour tous les processus physiques simulés considérés et pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , les nombres d'événements subsistant à la suite des coupures.

Les nombres d'événements mSUGRA *LM2* et *LM1* correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et répondant aux critères successifs de sélection sont notés $N_{\text{mSUGRA LM2}}$ et $N_{\text{mSUGRA LM1}}$:

$$N_{\text{mSUGRA LM2}} = 432 \text{ ,}$$

$$N_{\text{mSUGRA LM1}} = 922 \text{ .}$$

Le nombre d'événements du Modèle Standard correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et répondant aux mêmes critères successifs de sélection est noté $N_{\text{exp,SM}}$:

$$N_{\text{exp,SM}} = 84 \text{ .}$$

6.2. Deux méthodes pour signaler la présence d'événements de processus différents de ceux du Modèle Standard dans les données

processus physique simulé		section efficace estimée au premier ordre (pb)	pooids (pour $\mathcal{L}_{int.} = 10\text{fb}^{-1}$)	aucune ségl.	déclenchement par L1 +HLT J_{ETMET}^{smooth}
mSUGRA LM2	tout	7,38	1,00	73,75 × 10 ³	60,03 × 10 ³ (0,81) ± 0,18%
	contenant la cascade $q\bar{q}^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{r}\bar{r}^0$	1,82	1,00	18,15 × 10 ³	15,99 × 10 ³ (0,88) ± 0,27%
mSUGRA LMI	tout	49,00	4,43	489,67 × 10 ³ (110,45 × 10 ³)	351,95 × 10 ³ (79,39 × 10 ³) (0,72) ± 1,79%
	contenant la cascade $q\bar{q}^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{r}^0$	6,77	4,43	67,69 × 10 ³ (15,27 × 10 ³)	52,39 × 10 ³ (11,82 × 10 ³) (0,77) ± 0,44%
Z + jet(s)	if	492,00	8,46	4,94 × 10 ⁶ (581,49 × 10 ⁵)	257,30 × 10 ⁵ (30,44 × 10 ⁵) (0,05) ± 0,36%
	un seul top	259,00	33,29	2,59 × 10 ⁶ (77,75 × 10 ⁵)	69,34 × 10 ⁵ (2,08 × 10 ⁵) (0,03) ± 2,16%
	75 GeV/c < \hat{p}_T < 125 GeV/c	125,00	23,42	1,25 × 10 ⁶ (53,34 × 10 ⁵)	9,06 × 10 ⁵ (387) (7,26 × 10 ⁵) ± 5,06%
	125 GeV/c < \hat{p}_T < 200 GeV/c	27,00	3,29	269,94 × 10 ⁵ (81,91 × 10 ⁵)	27,28 × 10 ⁵ (8,28 × 10 ⁵) (0,10) ± 1,04%
	200 GeV/c < \hat{p}_T < 350 GeV/c	5,43	1,04	54,26 × 10 ⁵ (52,22 × 10 ⁵)	29,05 × 10 ⁵ (27,95 × 10 ⁵) (0,54) ± 0,41%
W + jet(s)	350 GeV/c < \hat{p}_T < 2200 GeV/c	0,70	0,13	7,04 × 10 ⁵ (52,48 × 10 ⁵)	5,67 × 10 ⁵ (42,29 × 10 ⁵) (0,81) ± 0,21%
	75 GeV/c < \hat{p}_T < 125 GeV/c	945,00	170,79	9,45 × 10 ⁶ (55,30 × 10 ⁵)	84,71 × 10 ⁵ (496) (8,97 × 10 ⁵) ± 4,47%
	125 GeV/c < \hat{p}_T < 200 GeV/c	215,00	27,44	2,15 × 10 ⁶ (78,30 × 10 ⁵)	274,30 × 10 ⁵ (10,00 × 10 ⁵) (0,13) ± 0,93%
	200 GeV/c < \hat{p}_T < 350 GeV/c	43,80	5,44	437,46 × 10 ⁵ (80,44 × 10 ⁵)	257,00 × 10 ⁵ (47,26 × 10 ⁵) (0,59) ± 0,30%
	350 GeV/c < \hat{p}_T < 2200 GeV/c	4,90	0,44	49,00 × 10 ⁵ (110,35 × 10 ⁵)	42,06 × 10 ⁵ (94,77 × 10 ⁵) (0,86) ± 0,12%
QCD à 2 jets	WW + jet (s)	188,00	7,99	1,88 × 10 ⁶ (235,25 × 10 ⁵)	98,11 × 10 ⁵ (12,29 × 10 ⁵) (0,05) ± 0,88%
	80 GeV/c < \hat{p}_T < 120 GeV/c	2,96 × 10 ⁶	265,89 × 10 ³	29,61 × 10 ⁶ (111,25 × 10 ⁵)	5,85 × 10 ⁶ (22) (198,00 × 10 ⁶) ± 21,32%
	120 GeV/c < \hat{p}_T < 170 GeV/c	497,50 × 10 ³	53,46 × 10 ³	4,97 × 10 ⁶ (92,99 × 10 ⁵)	83,19 × 10 ⁶ (1,55 × 10 ³) (0,02) ± 2,51%
	170 GeV/c < \hat{p}_T < 230 GeV/c	100,20 × 10 ³	4,70 × 10 ³	999,54 × 10 ⁶ (213,21 × 10 ⁵)	137,15 × 10 ⁶ (29,20 × 10 ³) (0,14) ± 0,54%
	230 GeV/c < \hat{p}_T < 300 GeV/c	983,82	237,04 × 10 ⁶	237,04 × 10 ⁶ (241,75 × 10 ⁵)	67,58 × 10 ⁶ (68,69 × 10 ³) (0,28) ± 0,32%
	300 GeV/c < \hat{p}_T < 380 GeV/c	374,53	6,39 × 10 ³	63,96 × 10 ⁶ (170,50 × 10 ⁵)	26,07 × 10 ⁶ (69,63 × 10 ³) (0,41) ± 0,29%
	380 GeV/c < \hat{p}_T < 470 GeV/c	1,89 × 10 ³	133,48	18,87 × 10 ⁶ (141,50 × 10 ⁵)	9,64 × 10 ⁶ (72,25 × 10 ³) (0,51) ± 0,26%
	470 GeV/c < \hat{p}_T < 600 GeV/c	690,00	49,17	6,89 × 10 ⁶ (140,24 × 10 ⁵)	4,09 × 10 ⁶ (83,14 × 10 ³) (0,59) ± 0,22%
	600 GeV/c < \hat{p}_T < 800 GeV/c	202,00	33,79	2,02 × 10 ⁶ (59,75 × 10 ⁵)	1,37 × 10 ⁶ (40,64 × 10 ³) (0,68) ± 0,28%
	800 GeV/c < \hat{p}_T < 1000 GeV/c	35,70	5,55	356,80 × 10 ³ (64,25 × 10 ³)	276,87 × 10 ³ (49,88 × 10 ³) (0,78) ± 0,21%
processus physique simulé		... / $\sigma_{OS}^{dir-\tau}$ cand. > 0		... / $E_{miss} > 200$ GeV	
mSUGRA LM2	tout	638 (8,65 × 10 ⁻³) ± 3,94%	± 14,72%	432 (5,70 × 10 ⁻³) ± 4,80%	± 16,41%
	contenant la cascade $q\bar{q}^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{r}^0$	431 (0,02) ± 4,76%	± 15,82%	305 (0,02) ± 5,68%	± 12,02%
mSUGRA LMI	tout	1,92 × 10 ³ (432) (3,91 × 10 ⁻³) ± 4,80%	± 12,90%	922 (208) (1,88 × 10 ⁻³) ± 6,93%	± 15,04%
	contenant la cascade $q\bar{q}^0 \rightarrow q\bar{r}\bar{r} \rightarrow q\bar{r}\bar{r}\bar{r}^0$	1,27 × 10 ³ (286) (0,02) ± 5,86%	± 15,86%	603 (156) (0,01) ± 8,54%	± 17,89%
Z + jet(s)	if	355 (42) (72,00 × 10 ⁻⁶) ± 15,43%	± 36,11%	17 (2) (3,00 × 10 ⁻⁶) ± 70,71%	± 0,00%
	un seul top	33 (1) (13,00 × 10 ⁻⁶) ± 100,00%	± 223,61%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	75 GeV/c < \hat{p}_T < 125 GeV/c	117 (5) (94,00 × 10 ⁻⁶) ± 44,72%	± 0,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	125 GeV/c < \hat{p}_T < 200 GeV/c	152 (46) (562,00 × 10 ⁻⁶) ± 14,74%	± 6,87%	11 (11) (211,00 × 10 ⁻⁶) ± 30,15%	± 64,28%
	200 GeV/c < \hat{p}_T < 350 GeV/c	287 (276) (5,29 × 10 ⁻³) ± 6,00%	± 13,79%	4 (31) (691,00 × 10 ⁻⁶) ± 17,96%	± 24,14%
W + jet(s)	350 GeV/c < \hat{p}_T < 2200 GeV/c	12 (88) (1,68 × 10 ⁻³) ± 0,65%	± 17,08%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	75 GeV/c < \hat{p}_T < 125 GeV/c	342 (2) (36,00 × 10 ⁻⁶) ± 70,71%	± 0,00%	5 (1) (12,00 × 10 ⁻⁶) ± 100,00%	± 141,42%
QCD à 2 jets	125 GeV/c < \hat{p}_T < 200 GeV/c	165 (6) (77,00 × 10 ⁻⁶) ± 40,82%	± 16,67%	23 (51) (462,00 × 10 ⁻⁶) ± 57,73%	± 0,00%
	200 GeV/c < \hat{p}_T < 350 GeV/c	141 (26) (323,00 × 10 ⁻⁶) ± 19,61%	± 12,16%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	350 GeV/c < \hat{p}_T < 2200 GeV/c	29 (65) (589,00 × 10 ⁻⁶) ± 12,40%	± 8,28%	24 (3) (13,00 × 10 ⁻⁶) ± 57,73%	± 0,00%
	WW + jet (s)	136 (17) (72,00 × 10 ⁻⁶) ± 24,25%	± 13,15%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	80 GeV/c < \hat{p}_T < 120 GeV/c	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
QCD à 2 jets	120 GeV/c < \hat{p}_T < 170 GeV/c	9,39 × 10 ³ (2) (9,00 × 10 ⁻⁶) ± 70,71%	± 0,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	170 GeV/c < \hat{p}_T < 230 GeV/c	7,87 × 10 ³ (8) (33,00 × 10 ⁻⁶) ± 35,35%	± 0,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	230 GeV/c < \hat{p}_T < 300 GeV/c	5,24 × 10 ³ (14) (82,00 × 10 ⁻⁶) ± 26,73%	± 7,14%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	300 GeV/c < \hat{p}_T < 380 GeV/c	1,87 × 10 ³ (14) (99,00 × 10 ⁻⁶) ± 26,72%	± 0,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
	380 GeV/c < \hat{p}_T < 470 GeV/c	541 (11) (78,00 × 10 ⁻⁶) ± 30,15%	± 27,27%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)
470 GeV/c < \hat{p}_T < 600 GeV/c	34 (1) (17,00 × 10 ⁻⁶) ± 100,00%	± 0,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)	
600 GeV/c < \hat{p}_T < 800 GeV/c	56 (10) (156,00 × 10 ⁻⁶) ± 31,62%	± 10,00%	- (0) (0,00)	- (0) (0,00)	

Tab. 6.4 – Processus physiques simulés avec leur section efficace estimée à l'ordre premier, le facteur de normalisation pour une luminosité intégrée de 10 fb⁻¹ appliqué sur chaque événement analysé, et, après chacune des coupures successives : le nombre attendu d'événements sélectionnés pour la luminosité de 10 fb⁻¹, le nombre d'événements simulés effectivement sélectionnés (entre parenthèses), l'efficacité globale de sélection (en bleu, entre parenthèses) et les variations de ces nombres par la prise en compte des incertitudes statistiques (premier pourcentage) et systématiques (second pourcentage) développées dans le texte.

point d'étude mSUGRA considéré	avant sél.	déclenchement par L1 + HLT <i>JeMET smooth...</i>	$\dots \wedge n_{OS\text{-}\tau\text{-cand.}} > 0$	$\dots \wedge E_T^{\text{miss}} > 200\text{ GeV}$ \wedge $E_T^{\text{miss}} > -E_T^{\text{2nd } q/\ell\text{-jet cand.}} + 400\text{ GeV}$
mSUGRA <i>LM2</i>	$2,05 \times 10^{-6}$	$178,46 \times 10^{-6}$	$23,83 \times 10^{-3}$	5,14
mSUGRA <i>LM1</i>	$13,63 \times 10^{-6}$	$1,05 \times 10^{-3}$	$71,72 \times 10^{-3}$	10,98

Tab. 6.5 – Rapport signal (nombre d'événements supersymétriques) sur bruit (nombre d'événements du Modèle Standard) après chacune des coupures successives pour les deux points d'étude mSUGRA considérés.

processus physique simulé	nombre d'événements
mSUGRA <i>LM2</i>	432
mSUGRA <i>LM1</i>	922
$\tilde{t}\bar{t}$	17
un seul top	–
Z + jet(s)	15
W + jet(s)	28
WW + jet(s)	24
QCD à 2 jets	–

Tab. 6.6 – Processus physiques simulés considérés avec les nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et subsistant à la suite des coupures.

L'incertitude systématique sur ce dernier nombre $\sigma_{sys,N_{exp,SM}}$, utilisée plus loin, résulte de l'ajout en quadrature des variations correspondantes pour chaque processus :

$$\sigma_{sys,N_{exp,SM}} = 10 \text{ événements} .$$

Ont été ignorées les incertitudes théoriques sur les processus du Modèle Standard : seul le générateur d'événements PYTHIA a été employé. Il aurait été judicieux de comparer les pouvoirs de mise en évidence du signal pour différents choix de générateurs. Ceci n'a pas été fait, faute de temps. On s'attend à ce que l'usage du générateur ALPGEN [56], plus réaliste que PYTHIA parce que calculant exactement, au contraire de ce dernier, les éléments de matrice du processus considéré, conduise à de plus grandes multiplicités en jets hadroniques pour les processus $W + \text{jet(s)}$ et $Z + \text{jet(s)}$, et donc à davantage d'événements – dans notre cas du bruit de fond – passant les coupures.

Les cas suivants sont considérés : l'ensemble des coupures précédentes sont appliquées sur un lot d'événements réels collectés pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et en sélectionnent un nombre égal à $N_{obs} = N_{exp,SM} + N_{mSUGRA \text{ LM2}}$ et $N_{obs} = N_{exp,SM} + N_{mSUGRA \text{ LM1}}$.

L'estimateur utilisé S de la signification de ce nombre observé après sélection comparé au nombre d'événements du Modèle Standard attendus après sélection $N_{exp,SM}$ et de l'incertitude systématique sur ce dernier nombre $\sigma_{sys,N_{exp,SM}}$ est défini par :

$$S = \frac{N_{obs} - N_{exp,SM}}{\sqrt{N_{exp,SM} + \sigma_{sys,N_{exp,SM}}^2}} . \quad (6.3)$$

$N_{exp,SM}$ au dénominateur est l'erreur statistique sur $N_{exp,SM}$ au carré. Une valeur de S supérieure à 5 correspond au critère communément admis de découverte d'événements de processus autres que ceux du Modèle Standard.

Pour les deux points différents considérés dans l'espace des paramètres mSUGRA, S est bien supérieure à 5 (32 pour le point *LM2*, 68 pour celui *LM1*).

De telles grandes valeurs indiquent que la Supersymétrie selon mSUGRA *LM2* et selon mSUGRA *LM1* en tant que symétrie de la nature peut être exclue ou découverte bien avant que les données correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} ne soient collectées.

Les incertitudes systématiques pour une luminosité intégrée plus petite que 10 fb^{-1} seront plus grandes, moins bien comprises, que celles pour cette dernière valeur. Toutefois, lorsque l'hypothèse réductrice d'incertitudes équivalentes est considérée, l'extrapolation des résultats précédents à la période de début de prise de données conduit à une luminosité nécessaire à la découverte de la Supersymétrie selon mSUGRA *LM2* et selon mSUGRA *LM1* de l'ordre de respectivement 0,11 et 0,02 fb^{-1} .

6.2.2 Seconde méthode : mise en évidence d'une corrélation entre une variable cinématique et une variable associée au τ

Dans les échantillons SM et SM + mSUGRA *LM2* est étudiée la corrélation entre une variable cinématique de référence et la multiplicité en candidats jets hadroniques de tau reconstruits.

L'hypothèse *l'échantillon considéré contient uniquement des événements des processus du Modèle Standard* employée par la suite est notée \mathcal{H}_0 .

La mise en évidence de processus physiques autres que ceux du Modèle Standard s'appuie sur l'observation d'une fraction excessive d'événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ pour des valeurs élevées d'une variable cinématique $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$.

L'espace cinématique à deux dimensions $(E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}, E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.})$ est considéré. Il correspond à celui $(E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}, E_T^{miss})$ après une rotation de 45° , et permet de distinguer approximativement et simplement, par $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} > 0$ ou < 0 GeV, les régions où les événements supersymétriques sont respectivement « visibles » ou « cachés » dans les données simulées.

Sous chaque hypothèse de contenu d'un lot d'événements réels, les allures de la fraction des événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ en fonction de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ sont examinées.

Chacun des échantillons précédents – SM et SM + mSUGRA *LM2* – est divisé en :

- un sous-échantillon « contrôle » rassemblant les événements à $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} \leq 0$ GeV.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, la fraction est gouvernée par les événements du Modèle Standard.

- et un sous-échantillon « signal » rassemblant les événements à $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} > 0$ GeV.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, la fraction est gouvernée, à hautes valeurs de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$, par les événements mSUGRA *LM2*. La fraction pour les événements du Modèle Standard est estimée à partir de celle pour tous les événements dans le sous-échantillon « contrôle ».

Elle lui est similaire sans lui être égale ; la différence entre les fractions pour les sous-échantillons « contrôle » et « signal » dans l'échantillon SM – différence due aux répartitions inégales en nombres d'événements entre les processus dans les deux sous-échantillons – est prise en compte.

Finalement, dans le cas où un lot d'événements réels est exactement égal à l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, dans la région « signal », la fraction observée excessive d'événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ comparée à celle estimée pour les processus du Modèle Standard permet de mettre en évidence des processus physiques différents de ceux du Modèle Standard.

La démarche est développée plus précisément dans la suite.

Les distributions de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ en fonction de $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ des événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* et de ceux de l'échantillon SM sont montrées sur la figure 6.18. Elles sont détaillées sur les figures 6.19 pour les processus mSUGRA *LM2* et 6.20 pour ceux du Modèle Standard. Une queue plus étalée pour approximativement $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} > 0$ GeV et $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} > 600$ GeV différencie la distribution de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* de celle de l'échantillon SM. Pour $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} < 0$ GeV, les distributions sont peu distinctes. La limite $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} = 0$ pour distinguer les événements du sous-échantillon « contrôle » de celui « signal » est fixée grossièrement.

La différence entre les distributions pour les deux échantillons est davantage visible lorsque seuls les événements vérifiant le critère $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ sont considérés. Les distributions correspondantes sont montrées sur la figure 6.21. Il est à noter que la limite $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} = 0$ conduit à la présence d'événements mSUGRA *LM2* dans le sous-échantillon « contrôle ».

Sur la figure 6.22, les distributions en $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ de tous les événements (gauche) et de ceux à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ (droite) pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA *LM2* permettent de préciser les répartitions des événements entre les deux sous-échantillons pour chaque processus.

Les distributions en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ des événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – associées au sous-échantillon « contrôle » – et de ceux à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – associées au sous-échantillon « signal » – pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA *LM2* sont montrées sur la figure 6.23. Dans le premier sous-échantillon et aux basses valeurs (< 500 GeV) en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ du second sous-échantillon, les processus QCD à deux jets dominant (en nombre d'événements) tous les autres ; à $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \geq 500$ GeV dans le second sous-échantillon, les événements mSUGRA *LM2* sont les plus nombreux. Dans ce second sous-échantillon également, aux hautes valeurs (≥ 750 GeV) en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ et parmi les processus du Modèle Standard, les événements *W*+jet(s) sont les plus nombreux.

Les distributions similaires pour les événements à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ sont montrées sur la figure 6.24. Les tendances pour les processus du Modèle Standard décrites précédemment sont relativement respectées. Les processus mSUGRA *LM2* sont nettement dominants à $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \geq 400$ GeV dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*. Ils sont également dominants, mais plus faiblement, à $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \geq 1000$ GeV dans le sous-échantillon « contrôle » de cet échantillon ; ceci nous est défavorable.

Ces lots de distributions sont représentés d'une façon sensiblement différente. Sur la figure 6.25 sont montrés, pour le sous-échantillon « contrôle » (gauche) et le sous-échantillon « signal » (droite) de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, les histogrammes de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour tous les événements (noir), pour ceux à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (bleu). Sur la figure 6.26 sont montrées les distributions correspondantes pour l'échantillon SM.

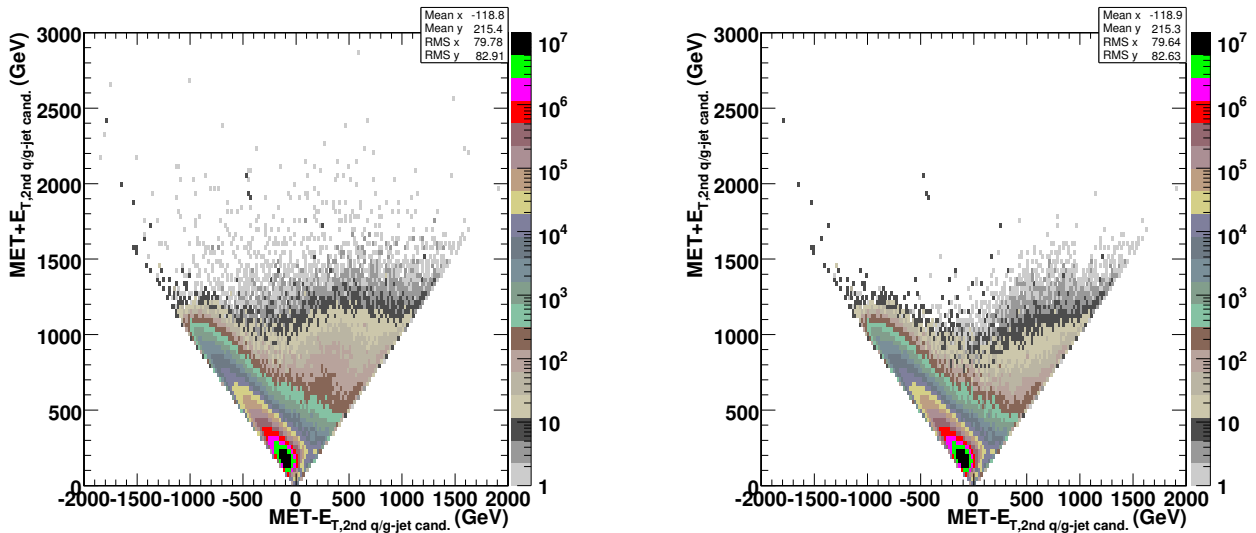


FIG. 6.18 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ dans les événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (gauche) ou dans ceux de l'échantillon SM (droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique.

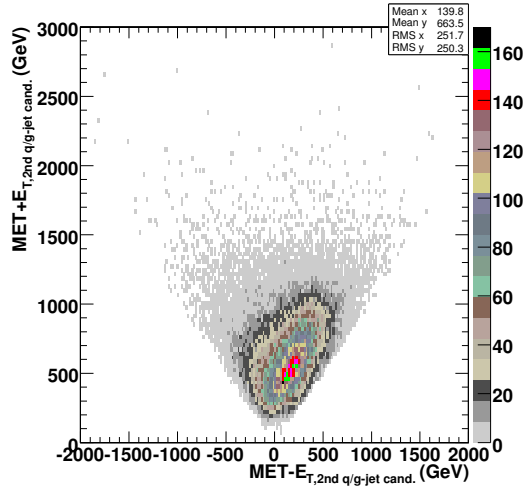


FIG. 6.19 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$ dans les événements des processus du modèle mSUGRA *LM2*.

Une courbe en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$ de la fraction des événements à $n_{\text{OS}} \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0$ est construite par la division de l'histogramme suivant $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$ des événements à $n_{\text{OS}} \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0$ par celui suivant $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$ de tous les événements dans le sous-échantillon. Les courbes de la fraction sont montrées (noir) :

- sur la figure 6.27 à gauche pour le sous-échantillon « contrôle » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*,
- sur la figure 6.27 à droite pour le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*,
- sur la figure 6.28 à gauche pour le sous-échantillon « contrôle » de l'échantillon SM
- et sur la figure 6.28 à droite pour le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM.

Les deux courbes pour les sous-échantillons « contrôle » sont gouvernées, sur une grande partie de l'intervalle en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}$, par les mêmes processus du Modèle Standard ; elles diffèrent toutefois sensiblement à $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.} > 1000 \text{ GeV}$: la présence d'événements mSUGRA *LM2* conduit à une fraction approximativement trois fois plus élevée des événements à $n_{\text{OS}} \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0$ dans l'échantillon correspondant comparé à l'autre échantillon.

Sont montrées également (bleu) sur ces figures les courbes équivalentes lorsque les incertitudes systématiques identiques à celles de la section 6.2.1 sont prises en compte. C'est en premier lieu la prise en compte de l'incertitude sur l'efficacité d'identification des jets hadroniques de τ qui rend plus difficile la mise en évidence des événements d'intérêt.

La proportion plutôt grande d'événements $Z + \text{jet(s)}$ dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM et leur tendance, plus forte que celles des autres processus du Modèle Standard, à contenir une ou des paire(s) de candidats jets hadroniques de tau de charges opposées entraînent une courbe de fraction globalement plus haute que celles pour les sous-échantillons « contrôle ». Dans le cas où les événements du Modèle Standard d'un lot d'événements réels seraient identiques à ceux contenus dans les présents échantillons simulés, il ne serait pas possible d'extraire la courbe du rapport dans le sous-échantillon « signal » de celle

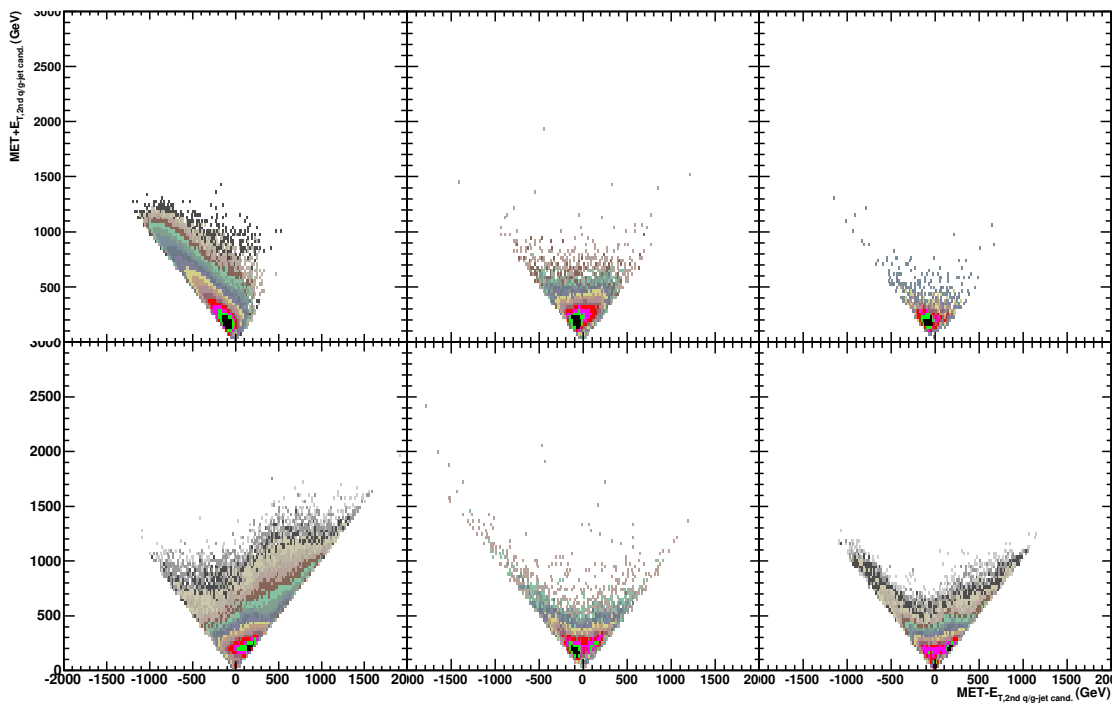


FIG. 6.20 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les différents processus du Modèle Standard considérés : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d'un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) (en bas à droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique.

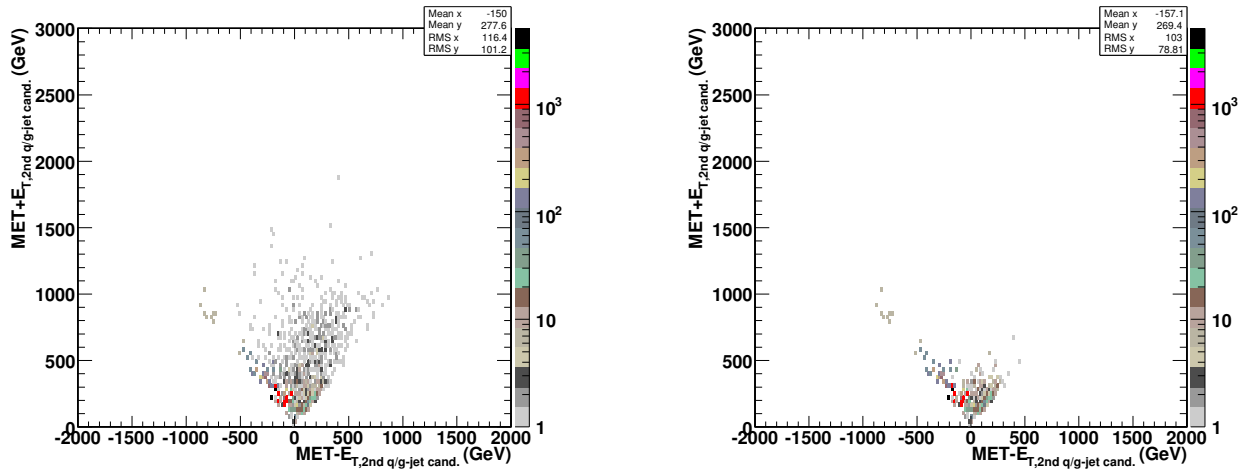


FIG. 6.21 $-E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ et contenus dans l'échantillon SM + mSUGRA LM2 (gauche) et dans celui SM (droite); l'échelle des couleurs est logarithmique.

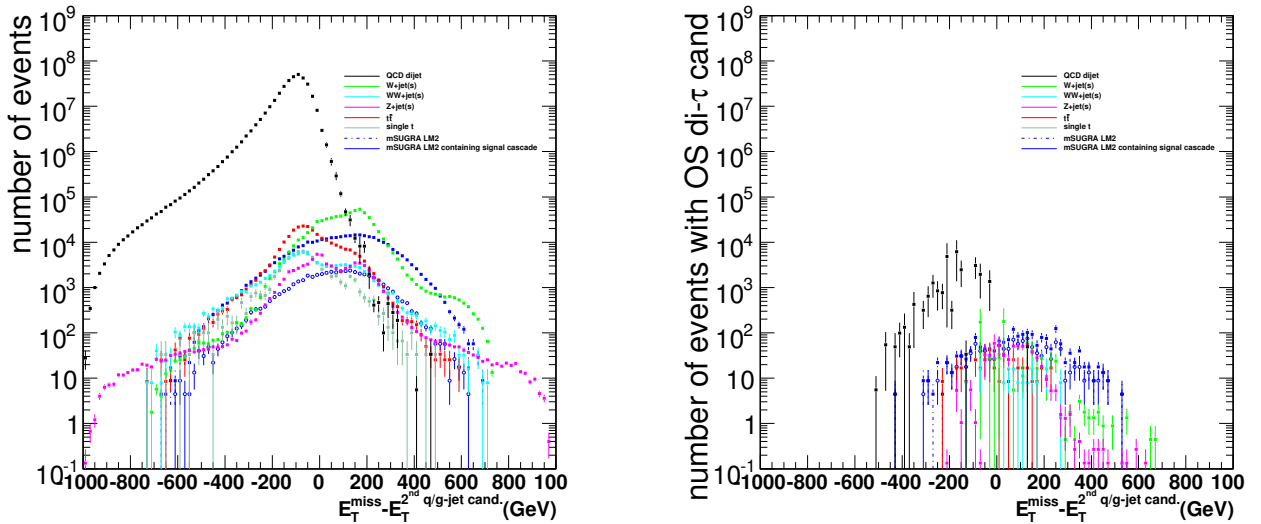


FIG. 6.22 $-E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ de tous les événements (gauche) et de ceux à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (droite) pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA LM2.

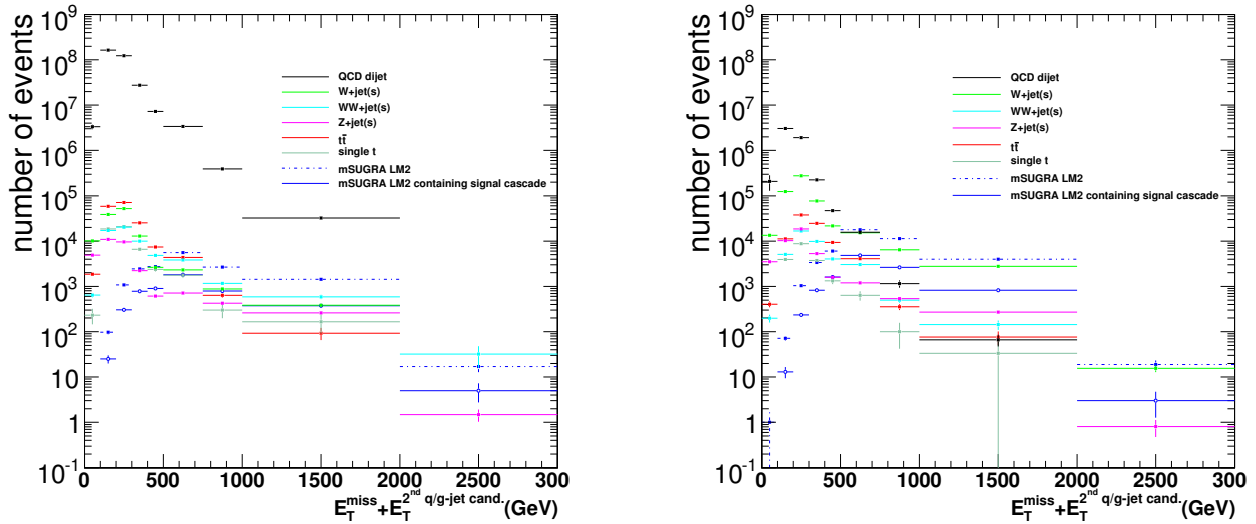


FIG. 6.23 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ des événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV (gauche) ou à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV (droite) pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA LM2.

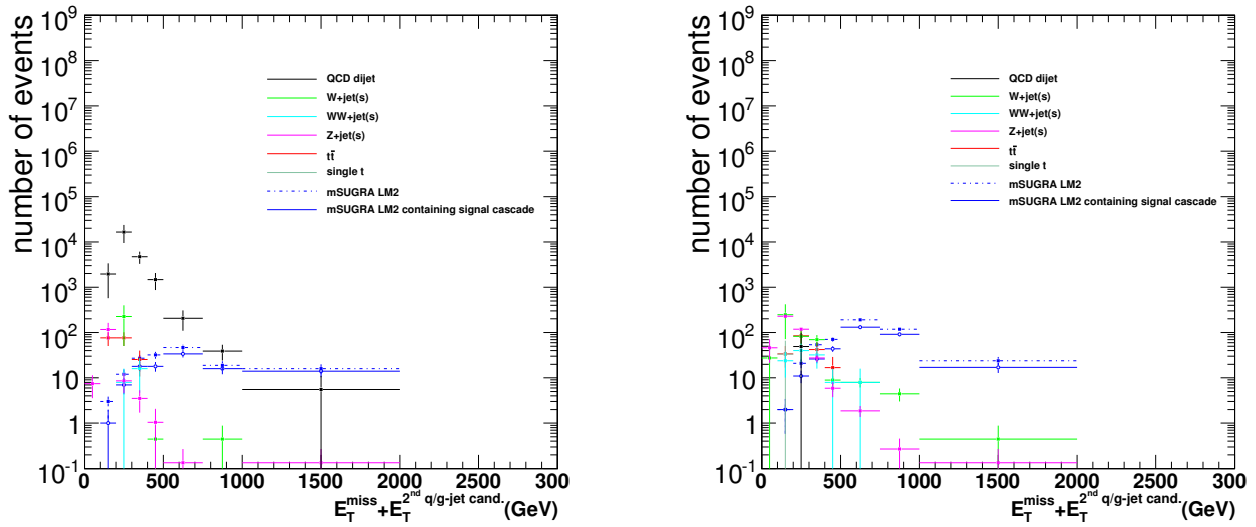


FIG. 6.24 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ et soit à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV (gauche), soit à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV (droite), pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA LM2.

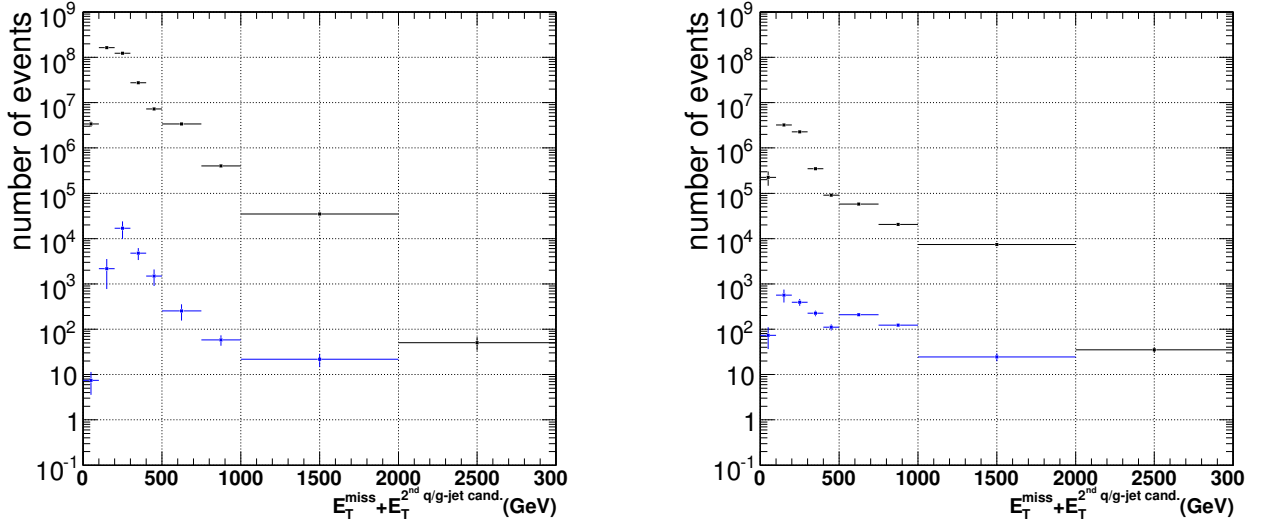


FIG. 6.25 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ des événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (noir), de ceux d'entre eux pour lesquels $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (bleu) ; les sous-échantillons « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – et « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – sont distingués.

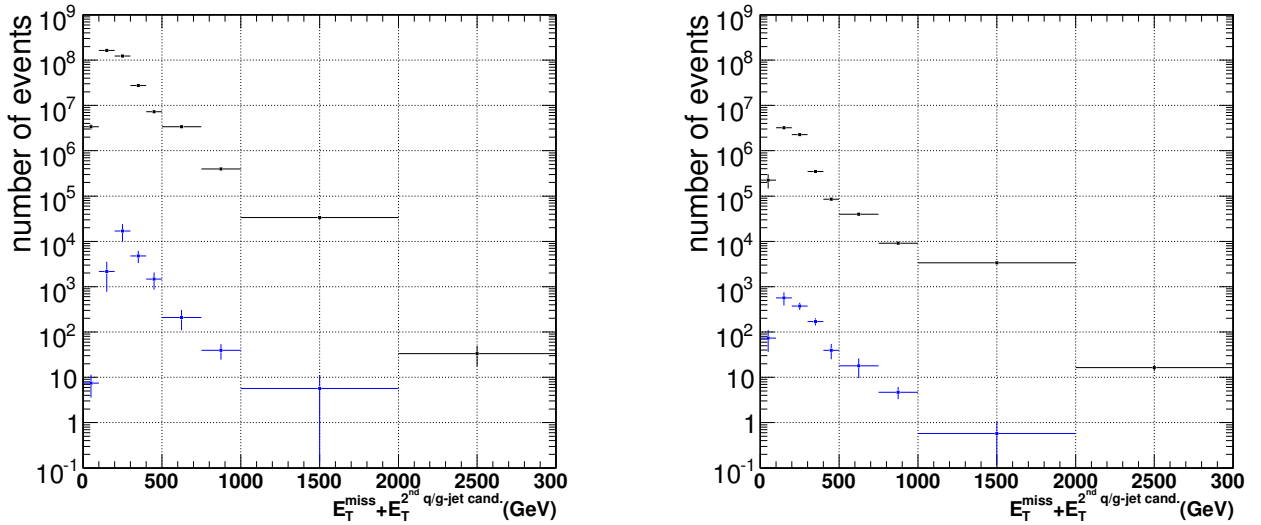


FIG. 6.26 – $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ des événements de l'échantillon SM (noir), de ceux d'entre eux pour lesquels $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (bleu) ; les sous-échantillons « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – et « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – sont distingués.

dans le sous-échantillon « contrôle » seule, quand bien même aucun processus différent de ceux du Modèle Standard ne contribuerait à ce sous-échantillon « contrôle ».

La courbe de la fraction dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* est bien plus élevée que celles précédentes à partir de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} = 300 \text{ GeV}$; elle atteint un maximum d'approximativement 6 ‰ pour $750 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} < 1000 \text{ GeV}$. C'est par cette fraction excessive par rapport aux autres qu'est signalée la présence d'événements de processus différents de ceux du Modèle Standard dans l'échantillon.

Considérons le cas où un lot d'événements réels est exactement constitué des événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*.

La courbe de la fraction excessive sur la figure 6.27 à droite est observée dans le sous-échantillon « signal ». Parce qu'il n'est pas possible d'extraire la courbe de la fraction des processus du Modèle Standard estimée dans le sous-échantillon « signal » à partir de celle seule observée dans le sous-échantillon « contrôle », une fonction de correction est à appliquer sur cette dernière. Elle est construite à partir des deux courbes pour l'échantillon simulé SM, sous l'hypothèse de pouvoir contrôler les distributions en E_T^{miss} et en $E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ des événements simulés des processus du Modèle Standard avec des lots d'événements réels.

La fonction de correction est définie, par intervalle en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$, par le rapport de la fraction des événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ dans le sous-échantillon « signal » par celle dans le sous-échantillon « contrôle », tous deux dans l'échantillon SM. Elle est représentée sur la figure 6.29. Son allure présente est statistiquement peu significative du fait de la taille réduite des lots d'événements simulés analysés.

La courbe observée de la fraction dans le sous-échantillon « contrôle » factorisée, par intervalle en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$, par cette fonction, résulte en la courbe de la fraction des processus du Modèle Standard estimée dans le sous-échantillon « signal ». Sur la figure 6.30 sont montrées la courbe observée de la fraction des événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$.

Estimation de la signficance de la fraction excessive d'événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ dans le sous-échantillon « signal » du seul échantillon SM + mSUGRA *LM2*

Nous considérons le cas où les données réelles collectées pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} correspondent exactement aux données simulées de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*.

Nous montrons que la fraction excessive d'événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ sur la figure 6.30 (noir) obtenue avec les événements réels en place de ceux simulés n'est pas due à la présence d'événements du Modèle Standard. Nous nous concentrons sur l'intervalle $[400 \text{ GeV}; 2000 \text{ GeV}]$ en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour lequel les points des fractions observée et estimée selon le Modèle Standard sur cette figure sont disjoints.

Par la suite, la fraction d'événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ est désignée par la variable R .

La valeur attendue de R pour les événements du Modèle Standard est choisie constante sur l'intervalle, de façon conservative en surestimant la valeur moyenne de la fraction $\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}$ par un écart type de loi binomiale

$\sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$:

$$\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} \rightarrow \bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}} \quad (6.4)$$

Ici,

$$\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} \approx 4,86 \times 10^{-4} \quad , \quad \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}} \approx 2,85 \times 10^{-4} \quad , \quad (6.5)$$

et

$$\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}} \approx 7,71 \times 10^{-4} \quad . \quad (6.6)$$

Le nombre d'événements contenus dans l'intervalle [400 GeV; 2 000 GeV] en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ du sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA LM2, N_S^{obs} , est égal à 176 879. Parmi ceux-ci les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ sont au nombre $N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$ de 468.

Nous estimons le degré de signification – p -value ou p – de la valeur de $N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$, étant données les valeurs de N_S^{obs} et $\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$, et sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 . Il est défini par la probabilité que soient observés au moins $N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$ événements avec $400 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} < 2000 \text{ GeV}$ et $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$, étant donné que N_S^{obs} événements avec $400 \text{ GeV} \leq E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} < 2000 \text{ GeV}$ sont observés et faisant l'hypothèse que les données contiennent uniquement des événements du Modèle Standard et que $\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$ soit la fraction attendue selon lui entre les deux nombres.

Nous approximations notre test par celui, décrit dans la note [55], du rapport des moyennes de deux distributions de Poisson auquel est communément associée la loi de probabilité binomiale [54]. Ici, les deux distributions de Poisson sont celles de $N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$ et de N_S^{obs} , et le rapport attendu sous \mathcal{H}_0 des moyennes des distributions est $\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$. Alors le degré de signification de la réponse du test s'écrit :

$$\begin{aligned} p_{Bi} &= P_{Bi}(\geq N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}} | \bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}, N_S^{\text{obs}}) \\ &= \sum_{j=N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}}^{N_S^{\text{obs}}} \binom{N_S^{\text{obs}}}{j} (\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}})^j (1 - \bar{R}_S^{\text{exp,SM}} - \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}})^{N_S^{\text{obs}}-j} \quad . \end{aligned} \quad (6.7)$$

Après quelques manipulations, il peut être présenté sous la forme d'un rapport de fonctions bêta incomplète et complète [55], permettant plus aisément une évaluation numérique :

$$p_{Bi} = \frac{B(\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}, N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}, 1 + N_S^{\text{obs}} - N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}})}{B(N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}, 1 + N_S^{\text{obs}} - N_{S \wedge n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}})} \quad . \quad (6.8)$$

Ici,

$$p_{Bi} \approx 4,81 \times 10^{-109} \quad \dagger \quad . \quad (6.9)$$

[†] estimation numérique faite à partir du site [The Wolfram Functions Site](http://www.wolfram.com) de l'internet.

Fréquemment, le degré de signification associé à un test d'hypothèse est indiqué en spécifiant un nombre correspondant de déviations standards associées à un test unilatéral sur une valeur suivant une distribution normale, nombre dénoté *Z-value* ou *Z* (ou *S* en physique des hautes énergies) et défini par :

$$Z = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2p_{Bi}) , \quad (6.10)$$

où erf^{-1} est la fonction inverse de la fonction d'erreur.

Pour le calcul numérique de *Z*, parce que l'estimation directe de $\operatorname{erf}^{-1}(x)$ pour *x* proche de 1 est difficile, l'approximation suivante de cette fonction est utilisée [77] :

$$\operatorname{erf}^{-1}(x) \approx \left[-\frac{2}{\pi a} - \frac{\ln(1-x^2)}{2} + \sqrt{\left(\frac{2}{\pi a} + \frac{\ln(1-x^2)}{2} \right)^2 - \frac{\ln(1-x^2)}{a}} \right]^{1/2} \quad (6.11)$$

avec $a = 0,147$.

Par la suite, pour *x* donné, le résultat du calcul du membre de droite remplace celui donné par la fonction erf^{-1} .

Ici,

$$Z \approx 22 \quad \ddagger. \quad (6.12)$$

Sur la figure 6.31 sont montrées ces deux courbes lorsque les événements mSUGRA *LM1* sont considérés en place de ceux mSUGRA *LM2* tandis que sur la figure 6.32, elles sont montrées lorsque $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$ est considéré en place de $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}}$.

Par cette démarche, l'hypothèse \mathcal{H}_0 n'est pas éprouvée par la comparaison, dans une queue de distribution selon une variable cinématique (par exemple E_T^{miss}), d'un nombre d'événements observés à un nombre d'événements attendus selon le Modèle Standard. Elle est testée par la comparaison de la fraction d'événements à la multiplicité non nulle en candidats jets hadroniques de tau dans une telle queue. Ce taux semble peu sensible aux événements du Modèle Standard mal reconstruits cinématiquement qui s'accumuleraient dans la queue de la distribution : il semble peu naturel que les événements mal reconstruits cinématiquement contiennent plus d'objets reconstruits étiquetés à tort jets hadroniques de tau que le reste des événements, et simulent alors l'excès de la fraction dû aux processus supersymétriques.

Le tableau 6.7 résume finalement les caractéristiques et significances de l'excès de la fraction des événements à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ ou à $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* et de celui SM + mSUGRA *LM1* sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 . Les chiffres se rapportent à l'intervalle en $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour lequel la fraction des événements à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (ou à $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$) estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu sur les figures 6.30, 6.31 et 6.32) et celle observée (noir sur les mêmes figures) ne s'accordent pas, c'est-à-dire l'intervalle [400 GeV; 2 000 GeV] pour l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* et l'intervalle [300 GeV; 2 000 GeV] pour celui SM + mSUGRA *LM1*.

[‡]estimation numérique faite à partir du site [ARPREC ToolKit](#) de l'internet.

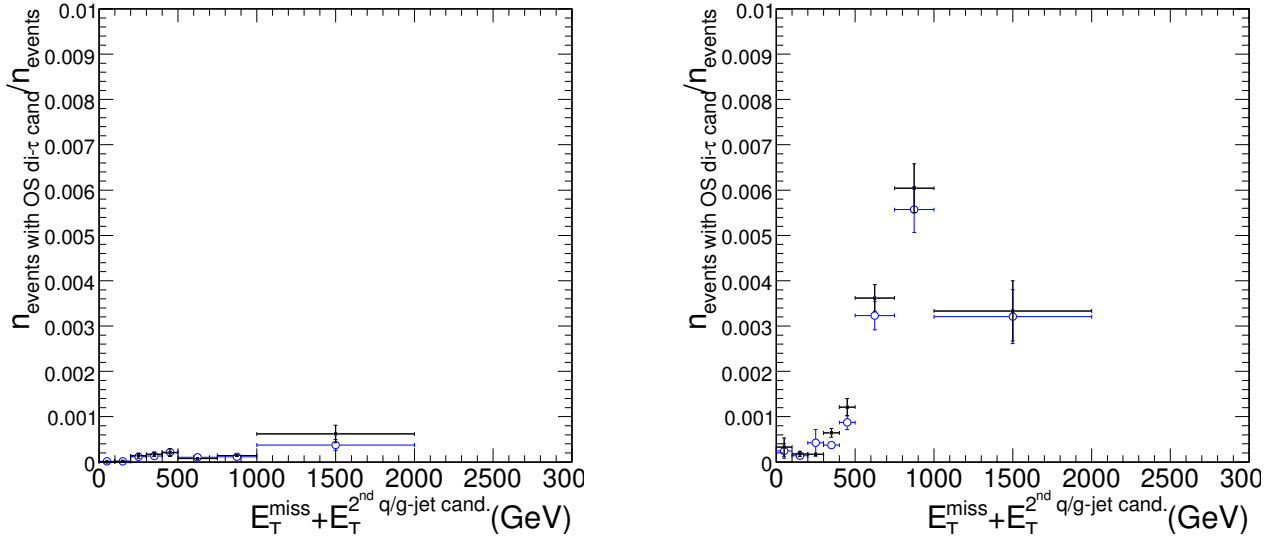


FIG. 6.27 – Fraction des événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ en fonction de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ pour les événements du sous-échantillon « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} \leq 0$ GeV – ou du sous-échantillon « signal » (droite) – événements à $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} > 0$ GeV – de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* lorsque les quatre sources d'incertitude systématique énumérées dans le texte sont (bleu évidé) ou ne sont pas (noir) prises en compte.

6.3 Conclusion

Une méthode de mise en évidence d'événements de processus physiques au-delà du Modèle Standard a été appliquée sur un lot de données simulées contenant, en plus des événements de processus du Modèle Standard, ceux de processus supersymétriques. La signature combinée de ces derniers – les présences, dans un événement, d'une énergie transverse manquante importante, d'au moins deux jets hadroniques de grandes impulsions et des produits visibles d'au moins deux taus de charges électriques opposées – a été exploitée sous la forme de coupures successives sur des variables reconstruites dans les événements. Après coupures, la signification statistique S du nombre d'événements subsistants observés dans le lot par rapport à celui attendu selon le Modèle Standard est largement supérieure, pour les deux points d'étude considérés, à 5 (32 pour le point *LM2*, 68 pour celui *LM1*), valeur minimale nécessaire à l'établissement d'une découverte d'événements de processus autres que ceux du Modèle Standard.

Dans le même but, une procédure basée sur l'observation, dans le lot, d'une corrélation entre une variable cinématique $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ et la multiplicité en candidats jets hadroniques de tau reconstruits, a été développée.

Chacun des échantillons correspondants aux hypothèses utilisées du contenu des données – SM et SM + mSUGRA au point d'étude *LM2* – est divisé en :

- un sous-échantillon « contrôle » rassemblant les événements à $E_T^{miss} - E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.} \leq 0$ GeV.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, la fraction des événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ est gouvernée par les événements des processus du Modèle Standard.

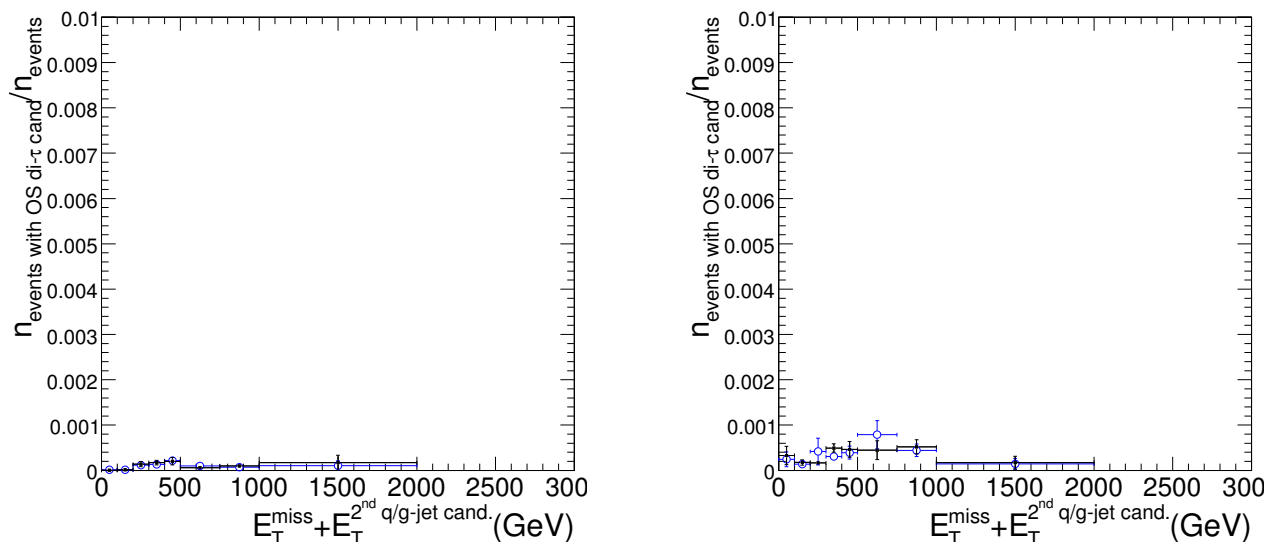


FIG. 6.28 – Fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements du sous-échantillon « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – ou du sous-échantillon « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – de l'échantillon SM lorsque les quatre sources d'incertitude systématique énumérées dans le texte sont (bleu évidé) ou ne sont pas (noir) prises en compte.

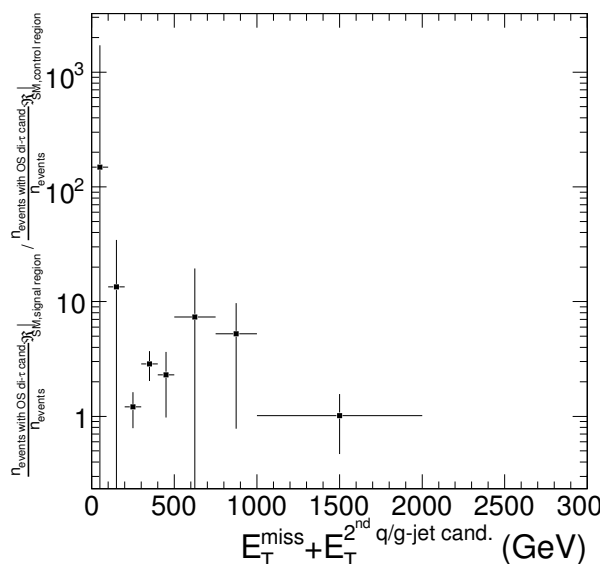


FIG. 6.29 – Rapport de la fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ dans le sous-échantillon « signal » par celui dans le sous-échantillon « contrôle » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM.

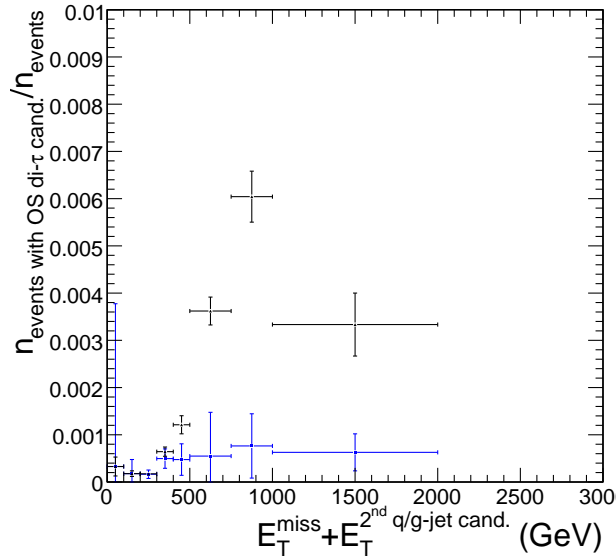


FIG. 6.30 – Fraction observée des événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*.

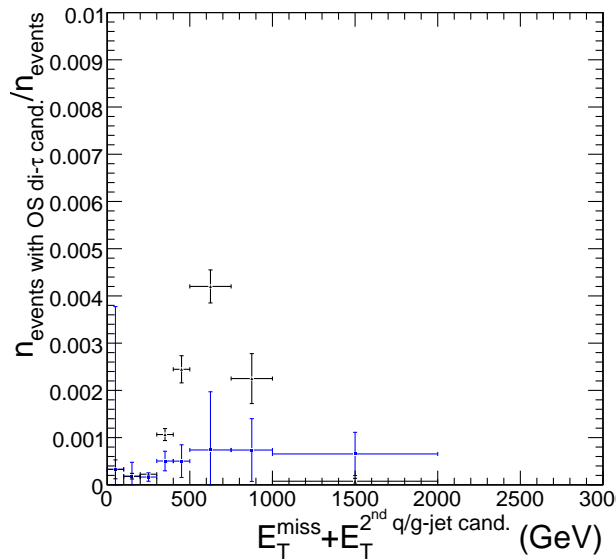


FIG. 6.31 – Fraction observée des événements à $n_{OS\ di-\tau\ cand.} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{miss} + E_T^{2nd\ q/g-jet\ cand.}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LMI*.

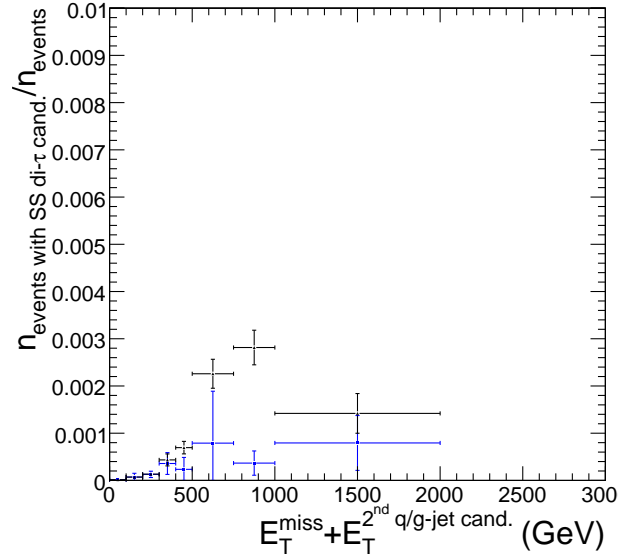


FIG. 6.32 – Fraction observée des événements à $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*.

- Un sous-échantillon « signal » rassemblant les événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0$ GeV.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2*, la fraction est gouvernée, à hautes valeurs de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$, par les événements des processus mSUGRA *LM2*. La fraction pour les événements des processus du Modèle Standard est estimée à partir de celle pour tous les événements dans le sous-échantillon « contrôle ». Elle lui est similaire sans lui être égale ; la différence entre les fractions pour les sous-échantillons « contrôle » et « signal » dans l'échantillon SM – différence due aux répartitions inégales en nombres d'événements entre les processus dans les deux sous-échantillons – est prise en compte.

L'objectif de cette répartition est d'estimer, de façon conservative, par les données réelles, la contribution du Modèle Standard à une corrélation observée entre une variable cinématique et une variable reliée au tau.

La signification statistique de fraction observée dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* est estimée à partir de son degré de signification sous l'hypothèse que l'échantillon contient uniquement des événements du Modèle Standard. De la même façon, elle est estimée dans le cas où les candidats jets hadroniques de τ reconstruits de mêmes charges sont considérés en place de ceux de charges opposées, également dans celui où le point d'étude *LM1* est considéré en place de celui *LM2*. Dans tous les cas, cette signification est supérieure à 5 : des événements de processus autres que ceux du Modèle Standard ont été mis en évidence. La prise en compte des incertitudes systématiques a peu d'effet sur ces chiffres.

Les cas pour $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ et pour $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ sont considérés séparément. L'excès observé dans le premier cas, plus notable que celui dans le second, se justifie par la présence, dans une majorité des événements correspondants, de la cascade de désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau \tilde{\tau} \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$, tandis que dans le second cas, il est dû principalement à des taus issus de deux cascades différentes (caractère aléatoire).

Quantité	Point d'étude mSUGRA <i>LM2</i>		Point d'étude mSUGRA <i>LMI</i>	
	paires de candidats τ utilisées :		paires de candidats τ utilisées :	
	OS	SS	OS	SS
$\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$	$7,71 \times 10^{-4}$	$7,43 \times 10^{-4}$	$6,83 \times 10^{-4}$	$5,74 \times 10^{-4}$
$N_{S \wedge n_{\text{di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$	468	262	1 475	785
N_S^{obs}	176 879	176 879	720 729	720 729
\bar{R}_S^{obs}	$2,65 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$	$2,05 \times 10^{-3}$	$1,09 \times 10^{-3}$
p_{Bi}	$4,81 \times 10^{-109}$	$7,50 \times 10^{-24}$	$5,21 \times 10^{-279}$	$2,06 \times 10^{-59}$
Z	22	10	> 23	16
lorsque les 4 sources d'incertitude systématique sont prises en compte :				
$\bar{R}_S^{\text{exp,SM}} + \sigma_{\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}}$	$8,04 \times 10^{-4}$	$7,99 \times 10^{-4}$	$6,57 \times 10^{-4}$	$5,81 \times 10^{-4}$
$N_{S \wedge n_{\text{di-}\tau \text{ cand.}} > 0}^{\text{obs}}$	461	265	1 473	844
N_S^{obs}	212 388	212 388	963 564	963 564
\bar{R}_S^{obs}	$2,17 \times 10^{-3}$	$1,05 \times 10^{-3}$	$1,53 \times 10^{-3}$	$8,76 \times 10^{-4}$
p_{Bi}	$3,95 \times 10^{-75}$	$8,12 \times 10^{-12}$	$4,46 \times 10^{-178}$	$3,38 \times 10^{-29}$
Z	18	7	> 23	11

TAB. 6.7 – Caractéristiques et significances de l'excès de la fraction des événements à $n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ ou à $n_{SS \text{ di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* ou de celui SM + mSUGRA *LMI*, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 (l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (SM + mSUGRA *LMI*) contient uniquement des événements des processus du Modèle Standard).

Conclusion

Le travail effectué durant cette thèse a porté sur la mise en évidence, dans des données simulées de collisions proton-proton, d'événements de processus supersymétriques par lesquels des leptons tau sont produits.

Identification des leptons τ dans leurs désintégrations hadroniques

Nous nous sommes concentrés sur la reconstruction des désintégrations hadroniques du lepton tau. En effet l'électron ou le muon produit à travers la désintégration leptonique du tau ne peut être discerné d'un électron ou muon direct.

Le but de notre travail a consisté à reconstruire les jets de particules issus de la désintégration hadronique de tau et à les différencier des jets de particules issus de la fragmentation de quarks ou de gluons. Ce dernier processus constitue la source la plus importante de bruit de fond dans l'étiquetage des jets de tau.

Nous avons développé une méthode de reconstruction des photons ou pions neutres contenus dans les jets à l'aide du trajectographe et du calorimètre électromagnétique de CMS. La reconstruction explicite des traces de hadrons chargés et des amas électromagnétiques de photons ou de pions neutres conduit à améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie du jet ($E_T^{\text{jet}} < 60 \text{ GeV}$) par rapport à celle faite à partir des coups dans les tours calorimétriques (électromagnétique et hadronique). Pour des jets hadroniques de tau d'énergie transverse croissante correspondant à des jets de plus en plus étroits, la reconstruction explicite des particules neutres en leur sein devient de plus en plus mauvaise.

Les particularités suivantes des jets hadroniques de tau ont été exploitées ensuite pour distinguer ces derniers des jets de quark ou de gluon :

- la faible multiplicité en particules chargées,
- la faible multiplicité en particules neutres visibles dans le calorimètre électromagnétique,
- la faible énergie globale de ces particules neutres comparée à celle des hadrons chargés au sein du jet,
- l'étroitesse du jet, qui permet l'emploi d'un critère d'isolation,
- la durée de vie non négligeable du tau se manifestant par un déplacement spatial du vertex de sa désintégration.

Nous avons développé une méthode de discrimination entre les jets hadroniques de tau et les jets de quark ou de gluon. Elle utilise un test sur un rapport de pseudo-vraisemblances combinant plusieurs variables discriminantes. Ses performances ont été établies à partir d'événements simulés.

La méthode est complémentaire de celle existante dans la collaboration de CMS basée sur l'isolation par les traces. Pour un choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances de 0,8 [§] par exemple, elle procure, relativement à celle par les traces, un facteur supplémentaire de réjection des jets hadroniques de quark ou de gluon compris entre 5 et 10 et une efficacité de sélection des jets hadroniques de tau d'approximativement 75 %. Globalement, l'efficacité de reconstruction et de bon étiquetage des jets hadroniques de tau, contenus dans des événements à deux taus dos-à-dos se désintégrant hadroniquement, non superposés à des événements sous-jacents, est approximativement égale à 60 % et celle de reconstruction et de mauvais étiquetage des jets hadroniques de quark ou de gluon est de quelques pour mille. Selon des énergies transverses des jets décroissantes, le pouvoir de discrimination diminue. Nous ajoutons, pour finir, que la qualité de la réponse du test par le rapport de pseudo-vraisemblances varie selon $|\eta|$: elle est fortement dépendante de la quantité de matière traversée par les particules avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique.

Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons τ

Dans la seconde partie de la thèse, nous avons cherché à mettre en évidence des événements supersymétriques dans un lot d'événements simulés dominé par la physique du Modèle Standard.

La signature combinée des événements supersymétriques considérés consiste, en plus de la présence de deux leptons tau de charges opposées, en :

- une valeur grande de l'énergie transverse manquante, définie comme la norme de la somme des vecteurs des énergies transverses des particules visibles dans l'événement.
Ce manque d'énergie est dû principalement aux deux $\tilde{\chi}_1^0$ (particule supersymétrique la plus légère) produits dans chaque événement qui s'échappent du détecteur sans interagir et emportent une part non négligeable de l'énergie transverse totale de l'événement.
- au moins deux jets de grandes impulsions issus de la fragmentation d'un quark.

Les principales sources attendues de bruit de fond dans la mise en évidence d'événements supersymétriques sont dues aux processus suivants du Modèle Standard :

- productions d'au moins deux jets hadroniques par l'interaction forte (QCD).
Leur section efficace est très élevée en comparaison des autres processus physiques. La mauvaise reconstruction d'un jet peut se traduire par une énergie transverse manquante importante. Un jet peut également simuler un jet hadronique de tau.
- $W + \text{jet}(s)$.
Ces processus peuvent induire une énergie transverse manquante importante lorsque le boson $W^{+/-}$ se désintègre leptoniquement. Dans le cas où le boson se désintègre selon le canal $W^{+/-} \rightarrow \tau^{+/-} \bar{\nu}_\tau^{(-)}$, un jet hadronique peut être produit en plus d'une énergie transverse manquante non nulle lors de la désintégration du tau.
- $Z + \text{jet}(s)$.
Ils peuvent également induire une énergie transverse manquante importante résultant de la désintégration leptonique de Z^0 , notamment celle en deux neutrinos. Dans le cas où la désintégration $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ a lieu, deux jets hadroniques issus des taus de charges opposées peuvent être produits en plus d'une énergie transverse manquante non nulle.

[§]C'est à l'analyste des données que revient la décision de sélectionner les candidats à travers le choix d'une valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances qui leur est associé.

– Les processus $t\bar{t}$, de production d'un seul top et $WW + \text{jet}(s)$ dont l'importance est moindre. Tous ces processus ont été pris en compte.

Tout d'abord, nous nous sommes attachés à caractériser puis à rejeter les événements de processus QCD à deux jets hadroniques pour lesquels une valeur excessive de l'énergie transverse manquante est mesurée. Afin d'étudier les effets d'une sélection en énergie transverse manquante reconstruite E_T^{miss} minimale sur ces événements, nous avons fait usage de variables cinématiques, notamment celles associées aux deux hémisphères reconstruits – groupes distincts de jets calorimétriques, relativement opposés dans le plan transverse au détecteur – pour chaque événement. Nous avons comparé le pouvoir de réjection des événements par trois coupures différentes. Ces trois coupures sélectionnent respectivement les événements à :

- $\sqrt{\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ jet} - E_T^{\text{miss}}}^2 + (\pi - \Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ jet} - E_T^{\text{miss}}})^2} > 0,5$
- et $\sqrt{\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ jet} - E_T^{\text{miss}}}^2 + (\pi - \Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ jet} - E_T^{\text{miss}}})^2} > 0,5$,
- $\Delta\phi_{\text{hemis.1} - 2} < 2,7$,
- $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ jet} - 2^{\text{nd}} \text{ jet}} < 2,7$,

où $\Delta\phi$ est l'angle entre deux vecteurs dans le plan transverse au détecteur, et où « 1st jet » et « 2nd jet » correspondent respectivement au premier et au deuxième jets de plus grande énergie transverse.

Ensuite, deux méthodes différentes de mise en évidence de processus autres que ceux du Modèle Standard ont été employées. Pour chacune d'elles, deux hypothèses du contenu des données ont été envisagées :

- des événements seuls du Modèle Standard, ceux mentionnés plus haut ; l'échantillon est dénommé SM,
- des événements du Modèle Standard combinés avec des événements supersymétriques ; l'échantillon est dénommé SM+mSUGRA.

Dans la première méthode, nous avons fait un choix de coupures successives sur un lot de variables reconstruites destinées à rejeter les événements du Modèle Standard et sélectionner les événements supersymétriques. Après coupures, la signification statistique S du nombre d'événements subsistants observés dans le lot SM+mSUGRA par rapport à celui attendu selon le Modèle Standard est largement supérieure, pour les deux points d'étude considérés, à 5 (32 pour le point $LM2$, 68 pour celui $LM1$), qui correspond au critère communément admis de découverte d'événements de processus autres que ceux du Modèle Standard.

Dans le même but, une procédure a été développée basée sur l'observation d'une corrélation entre une variable cinématique $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ et la multiplicité en candidats jets hadroniques de tau reconstruits.

Chacun des échantillons correspondants aux hypothèses utilisées du contenu des données – SM et SM + mSUGRA au point d'étude $LM2$ – est divisé en :

- un sous-échantillon « contrôle » rassemblant les événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} \leq 0 \text{ GeV}$.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA $LM2$, la fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ est gouvernée par les événements des processus du Modèle Standard.

- Un sous-échantillon « signal » rassemblant les événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}} > 0 \text{ GeV}$.

Dans le cas de l'échantillon SM + mSUGRA $LM2$, la fraction est gouvernée, à hautes valeurs de $E_T^{\text{miss}} +$

$E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$, par les événements des processus mSUGRA *LM2*. La fraction pour les événements des processus du Modèle Standard est estimée à partir de celle pour tous les événements dans le sous-échantillon « contrôle ». Elle lui est similaire sans lui être égale ; la différence entre les fractions pour les sous-échantillons « contrôle » et « signal » dans l'échantillon SM – différence due aux répartitions inégales en nombres d'événements entre les processus dans les deux sous-échantillons – est prise en compte.

La signification statistique de la fraction observée dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* est estimée à partir de son degré de signification sous l'hypothèse que l'échantillon contient uniquement des événements du Modèle Standard. De la même façon, elle est estimée dans le cas où les candidats jets hadroniques de τ reconstruits de mêmes charges sont considérés en place de ceux de charges opposées, également dans celui où le point d'étude *LM1* est considéré en place de celui *LM2*. Dans tous les cas envisagés, cette signification est supérieure à 5 : des événements de processus autres que ceux du Modèle Standard ont été mis en évidence.

Pour chacune des méthodes, les effets de différentes sources d'incertitude systématique sur le résultat ont été étudiés.

Table des figures

1.1	Forme typique du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ (d'équation 1.5) en fonction des parties imaginaire et réelle du champ Φ et lorsque $\mu^2 < 0$	5
1.2	Valeurs de la constante de couplage de l'interaction forte α_S déterminées au travers de diverses expériences (marqueurs de différentes couleurs et formes) en fonction de l'échelle en énergie de la mesure, comparées à l'allure de la fonction prédite par le modèle perturbatif pQCD [19].	6
1.3	Valeurs moyennes mesurées expérimentalement – combinant les résultats des expériences du LEP, SLD et autres – (colonne Measurement et variable O^{meas}) comparées à celles théoriques ajustées (colonne Fit et variable O^{fit}) de plusieurs paramètres de la Théorie Quantique Électrofaible [1].	8
1.4	Diagrammes de Feynman des corrections quantiques à une boucle contribuant à l'évolution de la masse d'un boson de Higgs avec l'échelle d'énergie.	9
1.5	Diagrammes de Feynman des corrections quantiques à une boucle contribuant à l'évolution de la masse d'un boson de Higgs avec l'échelle d'énergie et induites par un fermion f (a) et par son partenaire supersymétrique \tilde{f} (b)	11
1.6	Évolution avec l'énergie Q des inverses des trois constantes de couplage dans le cadre du Modèle Standard (à gauche) et de son extension supersymétrique minimale (à droite). Dans le seul cas supersymétrique l'unification à une échelle d'énergie Λ_{GUT} est obtenue ; le changement de la pente des courbes est causé par l'apparition des contributions supersymétriques à partir de l'échelle d'énergie Λ_{SUSY}	12
2.1	Sections efficaces et taux de production attendus pour différents processus physiques du Modèle Standard en fonction de l'énergie \sqrt{s} dans le système du centre de masse $p\text{-}\bar{p}$ au Tevatron et $p\text{-}p$ au LHC à une luminosité instantanée de collision $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les discontinuités dans certaines courbes séparent la partie associée aux collisions $p\text{-}\bar{p}$ ($\sqrt{s} < 4 \text{ TeV}$) de celle associée aux collisions $p\text{-}p$ ($\sqrt{s} > 4 \text{ TeV}$) [24].	21
2.2	Vue schématique des accélérateurs du CERN.	22

2.3	Vue schématique de la section de coupe d'un dipôle magnétique du LHC.	23
2.4	Représentation éclatée du détecteur CMS ; poids : 12 500 t, longueur : 21,5 m, diamètre : 15 m.	25
2.5	Vue schématique d'un quart du détecteur CMS longitudinale à la direction des faisceaux de protons du LHC.	26
2.6	Schéma d'une partie de tranche du détecteur CMS ; les réponses des sous-détecteurs suivant les natures des particules incidentes sont figurées.	26
2.7	Vue schématique du détecteur silicium à pixels de CMS : 3 couches du tonneau et 2 disques du bouchon à chaque base du tonneau.	28
2.8	Vue schématique longitudinale d'un quart du détecteur silicium à micropistes de CMS où les lignes rouges représentent les modules simples, les lignes bleues les modules doubles.	29
2.9	Bilan matériel en unités de longueurs de radiation en fonction de η pour les différents éléments du trajectographe interne et le tube à vide des faisceaux (à gauche) et ce même bilan divisé selon les différentes contributions fonctionnelles (à droite) [28].	30
2.10	Vue schématique longitudinale d'un quart du calorimètre électromagnétique de CMS.	31
2.11	Vue schématique longitudinale d'un quart du calorimètre hadronique de CMS ; sont figurées les différentes sections du détecteur à l'exception de celle très à l'avant HF (pour <u>H</u> CAL <u>F</u> orward), est(/sont) mentionnée(s) par des numéros à l'intérieur des cellules l'(/les) emplacement(s) de la (/des) lecture(s) électronique(s) de chaque tour calorimétrique et sont indiquées par des numéros hors des cellules les couches de tuiles de scintillateur.	34
2.12	Vue schématique longitudinale d'un quart du système à muons de CMS où les emplacements des tubes à dérive (DT), des chambres à pistes cathodiques (CSC) et des chambres à plaques résistives (RPC) sont indiqués.	35
2.13	Efficacités de reconstruction de la trajectoire d'un muon simulé en fonction de $ \eta $ de la trajectoire pour différentes valeurs de p_T du lepton. À gauche, seuls les coups dans les chambres à muons et une contrainte de vertex de l'interaction primaire sont exploités pour reconstruire la trajectoire. À droite, les coups dans le trajectographe interne, dans les chambres à muons et une contrainte de vertex de l'interaction primaire sont exploités pour la reconstruire.	36
2.14	Efficacités de reconstruction de la trajectoire d'un muon simulé (gauche) et d'un pion chargé simulé (droite) dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $ \eta $ de la particule pour différentes valeurs de p_T de cette dernière.	38
2.15	Efficacités de reconstruction de la trajectoire d'une particule chargée de $p_T > 0,9 \text{ GeV}/c$ au sein d'un jet de particules simulé issu d'un hadron <i>beau</i> dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $ \eta $ de la particule chargée.	39

2.16	Taux de contamination des trajectoires reconstruites par celles non identifiées à la trajectoire d'une particule chargée de $p_T > 0,7 \text{ GeV}/c$ au sein d'un jet de particules simulé issu d'un hadron <i>beau</i> dans le trajectographe interne de CMS en fonction de $ \eta $ de la trajectoire reconstruite.	39
2.17	Résolutions relatives de la mesure en impulsion transverse de la trajectoire d'un muon simulé en fonction de $ \eta $ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.	40
2.18	Résolutions de la mesure en paramètre d'impact transverse de la trajectoire d'un muon simulé en fonction de $ \eta $ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.	40
2.19	Résolutions de la mesure en paramètre d'impact longitudinal de la trajectoire d'un muon simulé en fonction de $ \eta $ du lepton pour différentes valeurs de p_T de ce dernier ; les coups dans les chambres à muons ne sont pas exploités.	41
2.20	Schéma d'une interaction entre deux partons et de la suite de processus qu'elle entraîne, notamment une gerbe de partons puis une hadronisation (étape de fragmentation par un modèle d'amas).	44
2.21	Résolutions sur la mesure de l'énergie transverse des jets de particules issus de la fragmentation simulée d'un quark ou d'un gluon en fonction de cette énergie transverse pour différents intervalles en valeur absolue de pseudo-rapacité des jets. Ceux-ci furent reconstruits par l'algorithme de Cône Itératif avec une taille de cône $\Delta R = 0,5$ après que les coupures $E_T > 0,5 \text{ GeV}$ et $E > 0,8 \text{ GeV}$ ont été appliquées sur les tours calorimétriques. La distance ΔR entre un jet de particules et celui reconstruit fut requise être inférieure à 0,2. Une calibration de type Monte Carlo fut appliquée sur les jets reconstruits [48].	45
3.1	ΔR entre la direction du point d'arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l'amas électromagnétique – directions données à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur. Cas des jets calorimétriques auxquels sont associés une trace et un amas électromagnétique et dus au passage du pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$	51
3.2	ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d'arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l'amas électromagnétique en fonction du p_T (gauche) ou de $ \eta $ (droite) de la trace. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage du pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$	52

3.3	ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d’arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l’amas électromagnétique. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage d’un électron.	52
3.4	ΔR entre la direction – donnée à partir du point de coordonnées (0,0,0) du détecteur – du point d’arrivée de la trace propagée à la surface du calorimètre électromagnétique et celle de l’amas électromagnétique en fonction du p_T (gauche) ou de $ \eta $ (droite) de la trace. Cas des jets calorimétriques associés à une trace, un amas électromagnétique et dus au passage d’un électron.	53
3.5	$(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}})/E_T^{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $E_T^{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	55
3.6	Rapport de la somme énergétique des amas électromagnétiques neutres sur la somme énergétique des π^0 issus du τ pour des jets hadroniques de τ reconstruits ; les cas où les produits directs et indirects de la désintégration du τ ne comptent pas parmi eux de π^0 ne sont pas considérés.	55
3.7	$\eta_{\text{rec. jet}} - \eta_{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $\eta_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	56
3.8	$\phi_{\text{rec. jet}} - \phi_{\text{gen. jet}}$ des jets hadroniques de τ reconstruits, avec $\phi_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	56
3.9	$(E_T^{\text{rec. jet}} - E_T^{\text{gen. jet}})/E_T^{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $E_T^{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	57
3.10	$\eta_{\text{rec. jet}} - \eta_{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $\eta_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	57
3.11	$\phi_{\text{rec. jet}} - \phi_{\text{gen. jet}}$ des jets de quark ou de gluon reconstruits, avec $\phi_{\text{rec. jet}}$ extrait du quadrivecteur impulsion-énergie défini à partir du jet calorimétrique (gauche) ou défini à partir des traces et des amas électromagnétiques neutres associés au jet (droite).	58
3.12	Schéma du candidat jet hadronique de τ ; l’axe du jet calorimétrique, les traces reconstruites associées, les différents cônes définis dans le texte sont indiqués.	60

3.13 ΔR maximal entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de l'une des autres traces reconstruites associées au jet calorimétrique en fonction de E_T de ce jet pour des jets hadroniques de τ reconstruits présents dans des événements à deux taus dos à dos (gauche) ou présents dans ceux des processus $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (droite); la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation. 60

3.14 ΔR maximal entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de l'une des autres traces reconstruites associées au jet calorimétrique en fonction de E_T de ce jet pour des jets de quark ou de gluon reconstruits; la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation. 61

3.15 Nombre de traces dans le cône signal pour les jets reconstruits à une trace principale et aucune trace dans l'anneau d'isolation, et identifiés à des jets hadroniques de τ (gauche) ou à des jets de quark ou de gluon (droite). 61

3.16 Efficacités, en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés, de reconstruction calorimétrique du jet (noir), puis de sélection par les traces lorsqu'une taille de cône signal associé de 0,07 est utilisée (bleu) ou lorsqu'une taille de cône signal définie par $\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3,5 \text{ GeV}/E_T^{\text{calo. jet}}; 0,05\}\}$ est utilisée (rose) :
 – pour tous les jets (gauche),
 – pour ceux d'entre eux contenant au moins deux traces reconstruites (droite – l'efficacité de reconstruction du jet, égale à 1, n'est pas représentée). 63

3.17 Efficacités, en fonction de E_T des jets de quark et de gluon générés, de reconstruction calorimétrique du jet (noir), puis de sélection par les traces lorsqu'une taille de cône signal associé de 0,07 est utilisée (bleu), lorsqu'une taille de cône signal définie par $\Delta R_{\text{tracker signal cone}} = \min\{0,09; \max\{3,5 \text{ GeV}/E_T^{\text{calo. jet}}; 0,05\}\}$ est utilisée (rose) :
 – pour tous les jets (gauche),
 – pour ceux d'entre eux contenant au moins deux traces reconstruites (droite – l'efficacité de reconstruction du jet, égale à 1, n'est pas représentée). 64

3.18 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et auxquels est associée soit une trace (gauche) soit trois traces dans le cône signal (droite). 65

3.19 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets de quark ou de gluon reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et auxquels est associée soit une trace (gauche) soit trois traces dans le cône signal (droite). 66

3.20 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$. 66

3.21 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$. 67

- 3.22 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des jets hadroniques de τ reconstruits qui satisfont les critères de sélection par les traces et sont les produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$. 68
- 3.23 ΔR entre la direction de la trace reconstruite principale et celle de chacun des amas électromagnétiques neutres en fonction de E_T du jet calorimétrique pour des jets hadroniques de τ reconstruits (gauche) ou des jets de quark ou de gluon reconstruits (droite), qui tous satisfont les critères de sélection par les traces ; la courbe bleue indique la taille du cône signal, la courbe rouge indique celle du cône extérieur de la bande d'isolation. À chaque entrée dans l'histogramme est associé un poids égal à l'énergie de l'amas neutre correspondant, chaque contenu de boîte est ensuite normalisé au contenu de l'intervalle en E_T dans lequel la boîte est comprise. 71
- 3.24 Schéma du paramètre d'impact transverse d_0 d'une trace reconstruite ; G est la position estimée du vertex primaire reconstruit, H est le point de contact entre le plan (Gxy) et la trace propagée jusqu'au plan. 72
- 3.25 Schéma de la distance de vol L_{3D} d'un vertex primaire à un vertex secondaire reconstruit à partir de trois traces associées à un jet calorimétrique. 73
- 3.26 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 74
- 3.27 $\overline{\Delta R}_{\text{neutr. ECAL clus.} - \text{track}}$ des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 75
- 3.28 $\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}, \text{isol. annul.}}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + P_{\text{track}}}$ des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 75
- 3.29 Significane non signée du paramètre d'impact transverse de la trace des candidats de la catégorie *1 trace* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 76
- 3.30 Nombre d'amas électromagnétiques neutres des candidats de la catégorie *3 traces signal* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 78
- 3.31 $\frac{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}, \text{isol. annul.}}} E_{i_{\text{clus.}}}}{\sum_{i_{\text{clus.}}=1}^{n_{\text{neutr. ECAL clus.}}} E_{i_{\text{clus.}}} + \sum_{j_{\text{track}}=1}^{n_{\text{tracks}}} P_{j_{\text{track}}}}$ pour les candidats de la catégorie *3 traces signal* identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1. 78

3.32	Significane signée de la distance de vol entre les vertex primaire et secondaire reconstruits des candidats de la catégorie <i>3 traces signal</i> identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.	79
3.33	Rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L}}$ des candidats identifiés à des jets hadroniques de τ (bleu) ou à des jets de quark ou de gluon (noir) pour différents intervalles en E_T du jet calorimétrique ; histogrammes normalisés à 1.	79
3.34	$\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{rel., step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ pour différents choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L},\text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs).	82
3.35	$\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ pour différents choix de la valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances $y_{\mathcal{L},\text{min}}$ (points d'une même couleur) et pour différents intervalles d'énergie transverse du jet généré (ensembles de points de différentes couleurs).	83
3.36	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés.	84
3.37	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans des événements du processus physique $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$	85
3.38	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans des événements du processus physique $h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$	86
3.39	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{q/g\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{q/g\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de E_T des jets de quark ou de gluon générés.	87
3.40	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de $ \eta $ des jets hadroniques de τ générés.	88
3.41	$\varepsilon_{\text{step 0}}^{q/g\text{-jet}}$ (noir), $\varepsilon_{\text{step 1}}^{q/g\text{-jet}}$ (bleu), $\varepsilon_{\text{step 2a}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose évidé) et $\varepsilon_{\text{step 2}}^{q/g\text{-jet}}$ (rose) pour un choix de valeur minimale du rapport de pseudo-vraisemblances égale à 0,8 en fonction de $ \eta $ des jets de quark ou de gluon générés.	88

- 3.42 Distributions à 1 si le candidat ne contient pas d'amas électromagnétique neutre (fond jaune) et en rapport de pseudo-vraisemblances sinon (fond orangé) pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *I trace* et dus au passage soit d'un électron dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$ (gauche), soit d'un muon dans des événements du processus $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}$ (droite). 89
- 3.43 $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *I trace* et dus au passage d'un électron dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)}$; les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes). 91
- 3.44 $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *I trace* et dus au passage d'un muon dans des événements du processus physique $W + \text{jet(s)}$ avec $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}$; les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes). 92
- 3.45 $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ en fonction de $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{p_T^{\text{track}}}$ pour des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces, de la catégorie *I trace* et soit dus au passage d'un pion chargé issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau^{(-)}$ (gauche), soit identifiés au jet des produits de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau^{(-)}$ (droite); les lignes rouges séparent les candidats sélectionnés (au-dessus des lignes) de ceux rejetés (au-dessous des lignes). 93
- 4.1 Espace $(m_0, m_{1/2})$ du modèle mSUGRA contenant : les positions des points privilégiés d'étude (sous la forme d'étoiles) choisis par le groupe SUSYBSM de la collaboration de CMS, la zone de portée prévisible de découverte au Tevatron (au-dessous de la courbe rose correspondante), les limites d'exclusion établies par les expériences du LEP pour différentes masses prévisibles du boson de Higgs (au-dessous des traits hachurés rouges correspondants), les zones dans lesquelles certaines relations entre les masses des particules supersymétriques sont respectées (délimitées par des courbes vertes), les régions où le rapport d'embranchement de $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}l$ ou $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0 \tilde{\chi}_1^0$ ou encore $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 \tilde{\chi}_1^0$ noté en noir est respecté [2]. 97

4.2 Zones (en bleu) dans l'espace $(m_{1/2}, m_0)$ – et pour $\mu > 0$ et $\tan\beta = 5, 10, 20, 35$ et 50 – du modèle CMSSM, compatibles avec l'intervalle permis de la densité de matière noire froide $0,094 < \Omega_{CDM} < 0,129$ défini au sein du modèle cosmologique standard Lambda-CDM ; les zones (en rose) compatibles également avec une valeur mesurée expérimentale du moment magnétique anormal $a_\mu = (g - 2)/2$ du muon [22, 18, 30] recouvrent certaines d'entre elles. Les lettres sont associées à des points d'étude privilégiés du modèle CMSSM, prédécesseurs de ceux mentionnés dans le texte [16]. 98

4.3 E_T de $\tilde{\chi}_1^0$ (la particule supersymétrique la plus légère, qui est stable et est à l'origine de l'énergie transverse manquant à l'événement) produit dans les événements mSUGRA *LM2* (en trait discontinu) et dans ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt (en trait continu) ; distributions normalisées à 1. 102

4.4 $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ des événements mSUGRA *LM2* (en trait discontinu) et de ceux d'entre eux contenant au moins une cascade d'intérêt (en trait continu) ; distributions normalisées à 1. 102

4.5 $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ pour différents choix de constituants de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ (voir texte pour détails) dans les événements mSUGRA *LM2* contenant au moins une cascade d'intérêt ; distributions normalisées à 1. 103

4.6 Profils de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}/E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ en fonction de $E_{T, \text{gen. particles}}^{\text{miss}}$ pour différents choix de constituants de $E_{T, \text{rec. objects}}^{\text{miss}}$ (voir texte pour détails) dans les événements mSUGRA *LM2* contenant au moins une cascade d'intérêt. 103

4.7 E_T du quark produit lors de la désintégration de \tilde{g} (en trait discontinu) et de celui produit lors de la désintégration de \tilde{q} (en trait continu), tous deux au sein de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$. 105

4.8 E_T du quark produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$. 105

4.9 $(E_T^{\text{calo. jet}} - E_T^{\text{gen. quark}})/E_T^{\text{gen. quark}}$ des jets hadroniques de quark reconstruits calorimétriquement pour les quarks produits dans les cascades d'intérêt lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu) ; distributions normalisées à 1. 106

4.10 Profils de $E_T^{\text{calo. jet}}/E_T^{\text{gen. quark}}$ des jets hadroniques de quark reconstruits calorimétriquement pour les quarks produits dans les cascades d'intérêt en fonction de $E_T^{\text{gen. quark}}$ (gauche) ou en fonction de $|\eta_{\text{gen. quark}}|$ (droite) lorsque la calibration de type $\gamma+jet$ des jets calorimétriques n'est pas appliquée (noir) et lorsqu'elle est appliquée (bleu). 106

4.11 E_T des produits visibles de τ issu de la désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ (en trait continu) et ceux de τ issu de la désintégration de $\tilde{\tau}$ (en trait discontinu), tous deux au sein d'une cascade d'intérêt. 108

4.12 $\mathcal{E}_{\text{step 1}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}, \mathcal{E}_{\text{step 2}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ pour une valeur du rapport de pseudo-vraisemblances supérieure à 0,8 et $\mathcal{E}_{\text{step 3}}^{\text{had. } \tau\text{-jet}}$ en fonction de E_T des jets hadroniques de τ générés présents dans les événements mSUGRA *LM2*. 109

4.13	$E_{T, \text{ gen. particles}}^{\text{miss}}$ et $E_{T, \text{ rec. objects}}^{\text{miss}}$ dans des événements QCD à deux jets hadroniques à grand \hat{p}_T ($80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 800 \text{ GeV}/c$).	111
5.1	$\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ en fonction de $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ dans les événements QCD à deux jets hadroniques (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{ GeV}/c$) après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	120
5.2	$\Delta\phi_{2^{\text{nd}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ en fonction de $\Delta\phi_{1^{\text{st}} \text{ highest } E_T \text{ calo. jet} - E_T^{\text{miss}}}$ dans les événements mSUGRA <i>LM2</i> après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	121
5.3	Énergie des jets calorimétriques en fonction de la valeur absolue de leur pseudo-rapacité dans les événements mSUGRA <i>LM2</i> contenant une cascade de désintégrations $\rightarrow \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$	123
5.4	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements des processus physiques QCD à deux jets hadroniques (avec $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{ GeV}/c$) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	125
5.5	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements mSUGRA <i>LM2</i> avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	125
5.6	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type $t\bar{t}$ avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	126
5.7	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type un seul top avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	126
5.8	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type W + jet(s) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	127
5.9	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type WW + jet(s) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	127
5.10	$\Delta P_T^{\text{hemis.1-2}}$ en fonction de $\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ dans les événements de type Z + jet(s) avant (gauche) et après (droite) une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	128
5.11	$\Delta E_T^{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ en fonction de $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ dans les événements QCD à deux jets hadroniques après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	129
5.12	$\Delta E_T^{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ en fonction de $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ dans les événements mSUGRA <i>LM2</i> après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	130
5.13	$\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ (bleu) et $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ (noir) dans les événements QCD à deux jets hadroniques après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$; le segment rouge sépare les événements sélectionnés ($\Delta\phi \leq 2, 7$) de ceux rejetés ($\Delta\phi > 2, 7$).	131
5.14	$\Delta\phi_{\text{hemis.1-2}}$ (bleu) et $\Delta\phi_{2 \text{ highest } E_T \text{ calo. jets}}$ (noir) dans les événements mSUGRA <i>LM2</i> après une sélection par $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$; le segment rouge sépare les événements sélectionnés ($\Delta\phi \leq 2, 7$) de ceux rejetés ($\Delta\phi > 2, 7$).	131

6.1	E_T^{miss} reconstruite à partir des jets calorimétriques – calibrés si non étiquetés jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit – dans les événements de différents processus physiques simulés.	137
6.2	$E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ dans les événements de différents processus physiques simulés.	138
6.3	Somme des E_T des jets calorimétriques – calibrés si non étiquetés jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit – dans les événements de différents processus physiques simulés.	139
6.4	$\Delta\phi_{\text{hemis.}}$ entre les axes des deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.	140
6.5	$\Delta P_T^{\text{hemis.}}$ entre les deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.	141
6.6	Somme des P_T des deux hémisphères reconstruits dans les événements pour différents processus physiques simulés.	142
6.7	Masse invariante la plus grande parmi celles des deux hémisphères reconstruits dans les événements de différents processus physiques simulés.	143
6.8	Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées pour différents processus physiques simulés.	145
6.9	Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées pour différents processus physiques simulés ; distributions attendues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}	146
6.10	Écart ΔR entre les deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ des processus simulés mSUGRA <i>LM2</i> (bleu) et dans ceux d’entre eux contenant la cascade de désintégrations supersymétriques ($\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow (q)q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (q)q\tau\tilde{\tau} \rightarrow (q)q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ (bleu évidé) ; lorsque $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 1$, les deux candidats avec ΔR minimal sont considérés.	147
6.11	Écart ΔR entre les deux candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges opposées dans les événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ pour différents processus simulés du Modèle Standard : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d’un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) ; lorsque $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 1$, les deux candidats avec ΔR minimal sont considérés.	148
6.12	Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges identiques pour différents processus physiques simulés.	149
6.13	Nombre de paires de candidats jets hadroniques de τ reconstruits de charges identiques pour différents processus physiques simulés ; distributions attendues pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}	150
6.14	E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l’échantillon SM + mSUGRA <i>LM2</i> (gauche) ou pour ceux de l’échantillon SM (droite) ; l’échelle des couleurs est logarithmique.	154

- 6.15 E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour les événements des processus physiques simulés mSUGRA *LM2*. 154
- 6.16 E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour les différents processus du Modèle Standard considérés : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d'un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) (en bas à droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique. 155
- 6.17 E_T^{miss} en fonction de $E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour les événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ contenus dans l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (gauche) ou dans l'échantillon SM (droite) ; les lignes rouges séparent les événements sélectionnés (zone supérieure) de ceux rejetés (zone inférieure). L'échelle des couleurs est logarithmique. 156
- 6.18 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ dans les événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (gauche) ou dans ceux de l'échantillon SM (droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique. 161
- 6.19 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ dans les événements des processus du modèle mSUGRA *LM2*. 162
- 6.20 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour les différents processus du Modèle Standard considérés : QCD à deux jets (en haut à gauche), $t\bar{t}$ (en haut au milieu), de production d'un seul top (au haut à droite), W +jet(s) (en bas à gauche), WW +jet(s) (en bas au milieu) et Z +jet(s) (en bas à droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique. 163
- 6.21 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ pour les événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ et contenus dans l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (gauche) et dans celui SM (droite) ; l'échelle des couleurs est logarithmique. 164
- 6.22 $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ de tous les événements (gauche) et de ceux à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (droite) pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA *LM2*. 164
- 6.23 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ des événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} \leq 0$ GeV (gauche) ou à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} > 0$ GeV (droite) pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA *LM2*. 165
- 6.24 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ des événements à $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ et soit à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} \leq 0$ GeV (gauche), soit à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} > 0$ GeV (droite), pour les processus détaillés du Modèle Standard et mSUGRA *LM2*. 165
- 6.25 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}}$ des événements de l'échantillon SM + mSUGRA *LM2* (noir), de ceux d'entre eux pour lesquels $n_{\text{OS } di\text{-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (bleu) ; les sous-échantillons « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} \leq 0$ GeV – et « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd } q/g\text{-jet cand.}} > 0$ GeV – sont distingués. 166

6.26 $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ des événements de l'échantillon SM (noir), de ceux d'entre eux pour lesquels $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (bleu); les sous-échantillons « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – et « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – sont distingués. 166

6.27 Fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements du sous-échantillon « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – ou du sous-échantillon « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – de l'échantillon SM + mSUGRA LM2 lorsque les quatre sources d'incertitude systématique énumérées dans le texte sont (bleu évidé) ou ne sont pas (noir) prises en compte. . 170

6.28 Fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements du sous-échantillon « contrôle » (gauche) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} \leq 0$ GeV – ou du sous-échantillon « signal » (droite) – événements à $E_T^{\text{miss}} - E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}} > 0$ GeV – de l'échantillon SM lorsque les quatre sources d'incertitude systématique énumérées dans le texte sont (bleu évidé) ou ne sont pas (noir) prises en compte. 171

6.29 Rapport de la fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ dans le sous-échantillon « signal » par celui dans le sous-échantillon « contrôle » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM. 171

6.30 Fraction observée des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA LM2. 172

6.31 Fraction observée des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA LM1. 172

6.32 Fraction observée des événements à $n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ (noir) et celle estimée pour les processus du Modèle Standard (bleu) dans le sous-échantillon « signal » en fonction de $E_T^{\text{miss}} + E_T^{2\text{nd q/g-jet cand.}}$ pour les événements de l'échantillon SM + mSUGRA LM2. 173

A.1 Incertitudes systématiques prédites sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons en fonction de leur impulsion transverse. 208

Liste des tableaux

1.1	Liste des superchamps chiraux dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Les quarks et leptons ainsi que leurs partenaires supersymétriques se répartissent en trois générations ; seuls ceux de la première sont indiqués.	17
1.2	Liste des superchamps vecteurs dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. α indexe les champs liés aux huit générateurs de $SU(3)_c$, a indexe les champs liés aux trois générateurs de $SU(2)_L$	17
2.1	Caractéristiques principales du solénoïde supraconducteur du détecteur CMS.	27
3.1	Principaux modes de désintégration du lepton τ^- , avec pour chacun d’eux le rapport d’embranchement mesuré [78] ; h^- est soit π^- soit K^-	47
3.2	Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV- de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie <i>1 trace</i> et identifiés à un jet hadronique généré de τ	77
3.3	Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie <i>1 trace</i> et identifiés à un jet généré de quark ou de gluon.	77
3.4	Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie <i>3 traces signal</i> et identifiés à un jet hadronique généré de τ	80
3.5	Coefficients moyens $-E_T$ du jet calorimétrique inférieure à 180 GeV – de corrélation linéaire entre les variables combinées en une fonction de pseudo-vraisemblance pour les candidats de la catégorie <i>3 traces signal</i> et identifiés à un jet généré de quark ou de gluon.	80
3.6	Différentes origines des candidats jets hadroniques de τ reconstruits vérifiant les critères de sélection par les traces et de la catégorie <i>1 trace</i> avec pour chacune l’efficacité relative de sélection par les variables $\frac{E_T^{\text{ECAL hits}}}{p_{\text{track}}}$ et $\frac{E_T^{\text{HCAL hits}}}{p_{\text{track}}}$	90

4.1	Points privilégiés d'étude du modèle mSUGRA choisis par le groupe SUSYBSM de la collaboration de CMS avec leurs coordonnées dans l'espace des cinq paramètres libres ($m_0, m_{1/2}, A_0, \tan\beta, \text{signe de } \mu$) du modèle.	99
4.2	Valeurs en ordre décroissant des masses de plusieurs particules supersymétriques générées avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude <i>LM2</i>	100
4.3	Sections efficaces des principaux processus supersymétriques produits au sein de collisions p - p à une énergie dans le centre de masse du système de 14 TeV générés avec ISASUGRA 7.69 au premier ordre suivant le modèle mSUGRA au point d'étude <i>LM2</i>	101
4.4	Fractions suivant leur saveur des quarks produits lors de la désintégration de \tilde{g} au sein de la cascade $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q} \rightarrow qq\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\tau\tilde{\tau} \rightarrow qq\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ générée avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude <i>LM2</i> (l'antiquark correspondant est produit lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la même cascade).	107
4.5	Fractions suivant leur saveur des quarks produits lors de la désintégration de \tilde{q} au sein de la cascade $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ générée avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude <i>LM2</i>	107
4.6	Principaux modes de désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ générés avec ISASUGRA 7.69 suivant le modèle mSUGRA au point d'étude <i>LM2</i>	107
4.7	Processus physiques simulés considérés avec leur section efficace au premier ordre attendue, le nombre d'événements analysés et le facteur à appliquer à ce dernier pour obtenir le nombre attendu d'événements pour une luminosité de 10 fb^{-1}	112
4.8	Processus physiques simulés considérés avec la suite des logiciels utilisés pour les produire.	113
5.1	Critères des Niveaux L1 et HLT du Système de Déclenchement en ligne avec leur efficacité de sélection des événements mSUGRA <i>LM2</i> contenant au moins une cascade de désintégrations $\rightarrow\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ avant ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$) une sélection hors-ligne, et des événements du Modèle Standard avant ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2}^{\text{aft. offline sel.}}$) la même sélection hors-ligne.	118
5.2	Combinaisons de critères des Niveaux L1 et HLT du Système de Déclenchement en ligne et leur efficacité de sélection, après déclenchement global par les deux niveaux, des événements mSUGRA <i>LM2</i> contenant au moins une cascade de désintégrations $\rightarrow\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ avant ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{mSUGRA } LM2 \text{ signal}}^{\text{aft. offline sel.}}$) la sélection hors-ligne, ceux des événements du Modèle Standard avant ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{bef. offline sel.}}$) et après ($\epsilon_{\text{SM}}^{\text{aft. offline sel.}}$) la sélection hors-ligne.	119
5.3	Groupes de jets calorimétriques associés à la cascade de désintégration $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau_1\tilde{\tau} \rightarrow q\tau_1\tau_2\tilde{\chi}_1^0$ avec la fraction des événements, parmi ceux contenant cette cascade, pour lesquels les jets sont contenus dans un même hémisphère.	123

5.4	Groupes de jets calorimétriques associés à la cascade de désintégration $\tilde{g} \rightarrow q_1 \tilde{q} \rightarrow q_1 q_2 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tilde{\tau} \rightarrow q_1 q_2 \tau_1 \tau_2 \tilde{\chi}_1^0$ avec la fraction des événements, parmi ceux contenant cette cascade, pour lesquels les jets sont contenus dans un même hémisphère.	124
5.5	Processus physiques simulés avec leur nombre attendu d'événements correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Après chacune des coupures : le nombre attendu d'événements sélectionnés, le nombre d'événements simulés effectivement sélectionnés (entre parenthèses), l'efficacité globale de sélection (en bleu, entre parenthèses) et les variations de ces nombres par la prise en compte des incertitudes statistiques (premier pourcentage) et systématiques (second pourcentage) développées dans le texte.	133
6.1	Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés mSUGRA <i>LM2</i>	151
6.2	Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés mSUGRA <i>LM2</i> contenant une cascade d'intérêt.	151
6.3	Coefficients de corrélation linéaire entre les variables dans les événements des processus physiques simulés du Modèle Standard.	152
6.4	Processus physiques simulés avec leur section efficace estimée à l'ordre premier, le facteur de normalisation pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} appliqué sur chaque événement analysé, et, après chacune des coupures successives : le nombre attendu d'événements sélectionnés pour la luminosité de 10 fb^{-1} , le nombre d'événements simulés effectivement sélectionnés (entre parenthèses), l'efficacité globale de sélection (en bleu, entre parenthèses) et les variations de ces nombres par la prise en compte des incertitudes statistiques (premier pourcentage) et systématiques (second pourcentage) développées dans le texte.	157
6.5	Rapport signal (nombre d'événements supersymétriques) sur bruit (nombre d'événements du Modèle Standard) après chacune des coupures successives pour les deux points d'étude mSUGRA considérés.	158
6.6	Processus physiques simulés considérés avec les nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et subsistant à la suite des coupures.	158
6.7	Caractéristiques et significances de l'excès de la fraction des événements à $n_{\text{OS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ ou à $n_{\text{SS di-}\tau \text{ cand.}} > 0$ en fonction de $E_{\text{T}}^{\text{miss}} + E_{\text{T}}^{2^{\text{nd}} \text{ q/g-jet cand.}}$ dans le sous-échantillon « signal » de l'échantillon SM + mSUGRA <i>LM2</i> ou de celui SM + mSUGRA <i>LM1</i> , pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 (l'échantillon SM + mSUGRA <i>LM2</i> (SM + mSUGRA <i>LM1</i>) contient uniquement des événements des processus du Modèle Standard). . .	174

Remerciements

Je remercie mon directeur de thèse Ulrich Goerlach pour sa disponibilité et sa patience tout au long de ces presque quatre années.

J'exprime ma reconnaissance aux membres du jury de cette thèse qui ont accepté de juger ce travail : Daniel Denegri, Maria Spiropulu, Jean-Pierre Engel et Daniel Froidevaux, particulièrement ces trois derniers, pour la lecture de mon manuscrit et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je remercie, au sein de l'équipe CMS de l'IPHC, Anne-Catherine Le Bihan, Jean-Laurent Agram, Daniel Bloch et Pierre Juillot, pour les relectures et les corrections amenées à mon manuscrit.

Une pensée également pour tous les thésards du laboratoire : bon courage.

Bibliographie

- [1] LEP EW WG Plots for the Winter 2005 Conferences, 2005. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2005/>.
- [2] MSUGRA Test Points for CMS, 2005. http://cmsdoc.cern.ch/cms/PRS/susybsm/msugra_testpts/msugra_testpts.html.
- [3] OSCAR Object oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction, 2005. <http://cmsdoc.cern.ch/OSCAR/>.
- [4] Official web page for TAUOLA PHOTOS and universal interface for TAUOLA, 2008. <http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html>.
- [5] Reconstruction, 2008. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/Reco>.
- [6] S. ABDULLIN et L. PAPE : Update II of the New mSUGRA Test Points Proposal For the LHC Start-up, 2003. <http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=s1t1&materialId=0&confId=a035447>.
- [7] W. ADAM : CMS OO Reconstruction, 2006. <http://cmsdoc.cern.ch/cmsreco/>.
- [8] W. ADAM, Th. SPEER, B. MANGANO et T. TODOROV : Track reconstruction in the CMS tracker. *CMS NOTE*, 2006/041, 2005.
- [9] P. ADZIC *et al.* : Results of the first performance tests of the CMS electromagnetic calorimeter. *Eur. Phys. J.*, C44S1:1–10, 2006.
- [10] G. ARNISON *et al.* : Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. *Phys. Lett.*, B122:103–116, 1983.
- [11] G. ARNISON *et al.* : Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS collider. *Phys. Lett.*, B126:398–410, 1983.
- [12] A. ASTBURY *et al.* : A 4π solid angle detector for the SPS used as a proton-antiproton collider at a centre of mass energy of 540 GeV. Rapport technique CERN-SPSC-78-6. CERN-SPSC-78-06, CERN, Geneva, janvier 1978.

- [13] P. BAGNAIA *et al.* : Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, B129:130–140, 1983.
- [14] M. BANNER *et al.* : Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, B122:476–485, 1983.
- [15] L. BARBONE, O. BUCHMULLER, N. DE FILIPPIS, F.-P. SCHILLING, T. SPEER et P. VANLAER : Impact of CMS Silicon Tracker Misalignment on Track and Vertex Reconstruction. *CMS NOTE*, 2006/029, 2006.
- [16] M. BATTAGLIA, A. DE ROECK, J. ELLIS, F. GIANOTTI, K. A. OLIVE et L. PAPE : Updated Post-WMAP Benchmarks for Supersymmetry. *European Physical Journal C*, 33:273, 2004. hep-ph/0306219.
- [17] C. L. BENNETT : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, 2008. <http://map.gsfc.nasa.gov/>.
- [18] G. W. BENNETT : Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.7 ppm. *ERRATUM-IBID.*, 89:129903, 2002. hep-ex/0208001.
- [19] S. BETHKE : Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58:351–386, 2007. hep-ex/0606035.
- [20] G. C. BLAZEY *et al.* : Run II jet physics. 2000. hep-ex/0005012.
- [21] S. BRANDT, C. PEYROU, R. SOSNOWSKI et A. WROBLEWSKI : The Principal axis of jets. An Attempt to analyze high- energy collisions as two-body processes. *Phys. Lett.*, 12:57–61, 1964.
- [22] H. N. BROWN et MUON g 2 COLLABORATION : Precise Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment. *Physical Review Letters*, 86:2227, 2001. hep-ex/0102017.
- [23] J. M. BUTTERWORTH, J. P. COUCHMAN, B. E. COX et B. M. WAUGH : KtJet : A C++ implementation of the K(T) clustering algorithm. *Comput. Phys. Commun.*, 153:85–96, 2003. hep-ph/0210022.
- [24] J. M. CAMPBELL, J. W. HUSTON et W. J. STIRLING : Hard interactions of quarks and gluons : A primer for LHC physics. *Rept. Prog. Phys.*, 70:89, 2007. hep-ph/0611148.
- [25] C. E. CARLSON, P. ROY et M. SHER : New bounds on R-parity violating couplings. *Phys. Lett.*, B357:99–104, 1995. hep-ph/9506328.
- [26] S. V. CHEKANOV : Jet algorithms : A mini review. 2002. hep-ph/0211298.
- [27] CMS COLLABORATION : The Tracker System Project Technical Design Report. Rapport technique, 1998.
- [28] CMS COLLABORATION : The CMS experiment at the CERN LHC. Rapport technique, 2008.
- [29] S. CUCCIARELLI, M. KONECKI, D. KOTLINSKI et T. TODOROV : Track reconstruction, primary vertex finding and seed generation with the Pixel Detector. *CMS NOTE*, 2006/026, 2006.
- [30] M. DAVIER, S. EIDELMAN, A. HOCKER et Z. ZHANG : Confronting Spectral Functions from e^+e^- Annihilation and tau Decays : Consequences for the Muon Magnetic Moment. *European Physical Journal C*, 27:497, 2003. hep-ph/0208177.

-
- [31] J. D'HONDT, S. LOWETTE, J. HEYNINCK et S. KASSELMANN : Light quark jet energy scale calibration using the W mass constraint in single-leptonic $t\bar{t}$ events. *CMS NOTE*, 2006/025, 2006.
- [32] S. DIMOPOULOS et H. GEORGI : Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$. *Nucl. Phys.*, B193:150, 1981.
- [33] S. D. ELLIS et D. E. SOPER : Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev.*, D48:3160–3166, 1993. [hep-ph/9305266](#).
- [34] F. ENGLERT et R. BROUT : Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(9):321–323, août 1964.
- [35] E. FARHI : A QCD Test for Jets. *Phys. Rev. Lett.*, 39:1587–1588, 1977.
- [36] G. J. FELDMAN : The Discovery of the τ , 1975-1977 : A Tale of Three Papers. 1993.
- [37] R. FRUHWIRTH : Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Meth.*, A262:444–450, 1987.
- [38] R. FRUHWIRTH : Track fitting with non-Gaussian noise. *Computer Physics Communications*, 100, Issue 1-2, 1997.
- [39] R. FRUHWIRTH, W. WALTENBERGER et P. VANLAER : Adaptive Vertex Fitting. *CMS NOTE*, 2007/008, 2007.
- [40] S. GENNAI, F. MOORTGAT, L. WENDLAND, A. NIKITENKO, S. WAKEFIELD, G. BAGLIESI, S. DUTTA, A. KALINOWSKI, Konecki M. et D. KOTLINSKI : Tau jet reconstruction and tagging at High Level Trigger and off-line. *CMS NOTE*, 2006/028, 2006.
- [41] Yu. A. GOLFAND et E. P. LIKHTMAN : Extension of the Algebra of Poincaré Group Generators and Violation of P Invariance. *JETP Lett.*, 13:323–326, 1971.
- [42] Communication GROUP : CERN FAQ - LHC the guide, 2008.
- [43] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN et T. W. B. KIBBLE : Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13(20):585–587, novembre 1964.
- [44] R. M. HARRIS : Jet Calibration from Dijet Balancing. *CMS ANALYSIS NOTE*, 2005/034, 2005.
- [45] F. J. HASERT *et al.* : Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett.*, B46:138–140, 1973.
- [46] F. J. HASERT *et al.* : Search for elastic muon neutrino electron scattering. *Phys. Lett.*, B46:121–124, 1973.
- [47] F. J. HASERT *et al.* : Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or electron in the Gargamelle Neutrino Experiment. *Nucl. Phys.*, B73:1–22, 1974.
- [48] A. HEISTER, O. KODOLOVA, V. KONOPLIANIKOV, S. PETRUSHANKO, J. ROHLF, C. TULLY et A. ULYANOV : Measurement of Jets with the CMS Detector at the LHC. *CMS NOTE*, 2006/036, 2006.

- [49] Peter W. HIGGS : Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16):508–509, octobre 1964.
- [50] A. KALINOWSKI et A. NIKITENKO : Measurement of the τ tag efficiency using the $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^{+/-} + \text{hadrons} + X$ events. *CMS NOTE*, 2006/074, 2006.
- [51] D. I. KAZAKOV : Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry). 2000. [hep-ph/0012288](#).
- [52] V. KONOPLIANIKOV, A. ULYANOV et O. KODOLOVA : Jet Calibration using $\gamma + \text{Jet}$ Events in the CMS Detector. *CMS NOTE*, 2006/042, 2006.
- [53] M. KURODA : Complete Lagrangian of MSSM. 1999. [hep-ph/9902340](#).
- [54] E.L. LEHMANN et J.P. ROMANO : *Testing Statistical Hypotheses*. Springer, troisième édition, 2005.
- [55] J. T. LINNEMANN : Measures of Significance in HEP and Astrophysics, 2003. [physics/0312059](#).
- [56] M. L. MANGANO, M. MORETTI, F. PICCININI, R. PITTAU et A. D. POLOSA : Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307:001, 2003. , <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>.
- [57] D. J. MANGEOL et U. GOERLACH : Search for $\tilde{\tau}$ production in di-tau final states and measurements of SUSY masses in mSUGRA cascade decays. *CMS ANALYSIS NOTE*, 2006/015, 2006.
- [58] S. P. MARTIN : A Supersymmetry Primer. 2006. [hep-ph/9709356](#).
- [59] E. MESCHI, T. MONTEIRO, C. SEEZ et P. VIKAS : Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter. *CMS NOTE*, 2001/034, 2001.
- [60] F. MOORTGAT : *Discovery potential of MSSM Higgs bosons using supersymmetric decay modes with the CMS detector*. Thèse de doctorat, Universiteit Antwerpen, 2004.
- [61] F. MOORTGAT et L. PAPE : Hemisphere algorithm for separation of decay chains. *CMS ANALYSIS NOTE*, 2006/043, 2006. <http://cmsdoc.cern.ch/~fmoortga/hemisphere/>.
- [62] F. E. PAIGE, S. D. PROTOPODESCU, H. BAER et X. TATA : ISAJET 7.69 : A Monte Carlo event generator for pp , $\bar{p}p$, and e^+e^- reactions. 2003. [hep-ph/0312045](#), <http://www.hep.fsu.edu/~isajet/>.
- [63] L. PAPE et D. TREILLE : Supersymmetry facing experiment : much ado (already) about nothing (yet). *Reports on Progress in Physics*, 69:2843–3067(225), 2006.
- [64] M. L. PERL *et al.* : Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1489–1492, 1975.
- [65] M. L. PERL *et al.* : Properties of Anomalous $e \mu$ Events Produced in e^+e^- Annihilation. *Phys. Lett.*, B63:466, 1976.
- [66] M. L. PERL *et al.* : Properties of the Proposed tau Charged Lepton. *Phys. Lett.*, B70:487, 1977.

-
- [67] H. PI, P. AVERY, D. GREEN, J. ROHLF et C. TULLY : Measurement of Missing Transverse Energy With the CMS Detector at the LHC. *CMS NOTE*, 2006/035, 2006.
- [68] D. PRIEUR : *Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2005.
- [69] J. ROHLF et C TULLY : Recommendations for Jet and Missing Transverse Energy Reconstruction Settings and Systematics Treatment. *CMS INTERNAL NOTE*, 2006/025, 2006.
- [70] T. SJOSTRAND, L. LONNBLAD et S. MRENNNA : PYTHIA 6.2 : Physics and manual. 2001. hep-ph/0108264, <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [71] S. R. SLABOSPITSKY et L. SONNENSCHNEIN : TopReX generator (version 3.25) : Short manual. *Comput. Phys. Commun.*, 148:87–102, 2002. hep-ph/0201292, <http://cmsdoc.cern.ch/~spitsky/toprex/toprex.html>.
- [72] A. YU. SMIRNOV et F. VISSANI : Upper bound on all products of R-parity violating couplings λ' and λ'' from proton decay. *Phys. Lett.*, B380:317–323, 1996. hep-ph/9601387.
- [73] M. SPIROPULU : *A blind search for supersymmetry in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV using the missing energy plus multijet channel*. Thèse de doctorat, Harvard University, 2000. FERMILAB-THESIS-2000-16.
- [74] M. SPIROPULU et T. YETKIN : Inclusive Missing Transverse Energy + multijet SUSY search at CMS. *CMS ANALYSIS NOTE*, 2006/089, 2006.
- [75] D. V. VOLKOV et V. P. AKULOV : Is the Neutrino a Goldstone Particle ? *Phys. Lett.*, B46:109–110, 1973.
- [76] J. WESS et B. ZUMINO : Supergauge Transformations in Four-Dimensions. *Nucl. Phys.*, B70:39–50, 1974.
- [77] S. WINITZKI : A handy approximation for the error function and its inverse. 2008. <http://homepages.physik.uni-muenchen.de/~winitzki/erf-approx.pdf>.
- [78] W.-M. YAO *et al.* : Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006.

Annexe A

Un traitement des incertitudes systématiques associées aux résultats présentés

Dans cette annexe sont développées plusieurs sources d'incertitude systématique associées aux résultats des chapitres 5 et 6. Les incertitudes suivantes sur diverses quantités sont supposées non corrélées et sont évaluées pour une connaissance attendue de l'expérience CMS s'appuyant sur les données collectées pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} du collisionneur LHC :

- l'incertitude sur la résolution en énergie transverse des jets,
- l'incertitude sur l'efficacité d'identification des jets hadroniques de leptons tau,
- l'incertitude sur la probabilité de mauvaise identification des jets issus de la fragmentation de quarks ou de gluons,
- l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons.

L'incertitude sur la résolution en énergie transverse des jets

La méthode de calibration en énergie transverse des jets issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon par équilibrage des deux jets calorimétriques de plus grandes énergies transverses dans les événements du processus QCD à deux jets hadroniques – son emploi dans la collaboration de CMS est décrit dans [44] – permettrait de limiter l'incertitude relative sur la résolution de la mesure de l'énergie transverse de ces jets à 10 % dans les premières données réelles pour une luminosité intégrée comprise entre 1 et 10 fb^{-1} .

Le traitement recommandé au sein de la collaboration de CMS [69] de l'incertitude sur la résolution de la mesure en énergie transverse des jets de quarks et de gluons reconstruits calorimétriquement est d'élargir cette résolution de 10 %. Ceci est obtenu en faisant varier l'énergie transverse de chaque jet de quark ou de gluon reconstruit calorimétriquement par une valeur aléatoire suivant une loi normale d'espérance l'énergie transverse du jet et d'écart type $\sigma_{\text{rec. q/g-jet}}^{\text{widened}}$:

$$E_T^{\text{rec. q/g-jet}} = \mathcal{N}\left(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \left(\sigma_{\text{rec. q/g-jet}}^{\text{widened}} \left(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \eta^{\text{rec. q/g-jet}}\right)\right)^2\right), \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\sigma_{\text{rec. q/g-jet}}^{\text{widened}} = \sqrt{\left(1, 1 \times \sigma_{\text{rec. q/g-jet}} \left(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \eta^{\text{rec. q/g-jet}}\right)\right)^2 - \sigma_{\text{rec. q/g-jet}}^2 \left(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \eta^{\text{rec. q/g-jet}}\right)},$$

où $\sigma_{\text{rec. q/g-jet}}(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \eta^{\text{rec. q/g-jet}})$ – la résolution de la mesure en E_T des jets de quark et de gluon en GeV – est définie par intervalles en $|\eta^{\text{rec. q/g-jet}}|$ par

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{rec. q/g-jet}}(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}; |\eta^{\text{rec. q/g-jet}}| \leq 1,4) &= 5,6 \oplus 1,25 \times \sqrt{E_T^{\text{rec. q/g-jet}}} \oplus 0,033 \times E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \\ \sigma_{\text{rec. q/g-jet}}(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}; 1,4 < |\eta^{\text{rec. q/g-jet}}| \leq 3,0) &= 4,8 \oplus 0,89 \times \sqrt{E_T^{\text{rec. q/g-jet}}} \oplus 0,043 \times E_T^{\text{rec. q/g-jet}}, \\ \sigma_{\text{rec. q/g-jet}}(E_T^{\text{rec. q/g-jet}}; 3,0 < |\eta^{\text{rec. q/g-jet}}| < 5,0) &= 3,8 \oplus 0,085 \times E_T^{\text{rec. q/g-jet}}.\end{aligned}$$

Aucune méthode de calibration de l'énergie transverse des jets hadroniques de leptons tau reconstruits calorimétriquement basée sur les données n'existe. L'incertitude relative sur la résolution de la mesure de cette énergie transverse dans l'étude présente est choisie sans optimisme, égale à celle des jets de quarks et de gluons reconstruits calorimétriquement, c'est-à-dire 10 %.

La méthode utilisée de variation de l'énergie transverse des jets hadroniques de leptons tau reconstruits – similaire à celle de variation de l'énergie transverse des jets de quark ou de gluon reconstruits – est définie par :

$$E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}} = \mathcal{N}\left(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}, \left(\sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}^{\text{widened}}(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}})\right)^2\right), \quad (\text{A.2})$$

avec

$$\sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}^{\text{widened}} = \sqrt{\left(1,1 \times \sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}})\right)^2 - \sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}^2(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}})}$$

où $\sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}$ est définie en suivant la figure 2 de [40] par intervalles en E_T par

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}; E_T \leq 60 \text{ GeV}) &= 0,16 \times E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}, \\ \sigma_{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}(E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}; E_T > 60 \text{ GeV}) &= 0,10 \times E_T^{\text{rec. hadr. } \tau\text{-jet}}.\end{aligned}$$

Les incertitudes sur l'efficacité d'identification des jets hadroniques de τ et sur la probabilité de mauvaise identification des jets de quark ou de gluon

L'incertitude sur la probabilité de mauvaise identification des électrons et des muons n'est pas considérée.

Une méthode de mesure de l'efficacité d'identification des jets hadroniques de τ basée sur les données et son utilisation dans l'expérience CMS sont développées dans [50]. Cette efficacité y est estimée à partir du rapport des nombres d'événements Z^0 reconstruits dans les deux canaux de désintégration suivants : $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ où aucune identification de jet hadronique de τ n'est tentée et $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \mu^{+/-} + \text{jet hadronique de } \tau^{-/+} + X$ où un candidat jet hadronique de τ est requis. L'incertitude relative estimée sur l'efficacité est de 9 %, obtenue en s'appuyant sur les données collectées pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

La procédure de prise en compte de cette incertitude est d'établir l'efficacité ε de reconstruction et d'étiquetage des jets hadroniques de τ par le rapport, dans le total des événements analysés des différents processus physiques, du nombre des jets calorimétriques candidats associés (par $\Delta R < 0,15$) à un jet hadronique de τ généré sur le nombre des jets hadroniques de τ générés, puis de retirer au hasard, dans la liste des jets calorimétriques candidats associés à un jet hadronique de τ généré, la propriété candidat à une fraction $\delta\varepsilon = 9\%$ relative aux jets générés.

Une mesure de la probabilité de mauvaise identification des jets de quark ou de gluon basée sur les données serait envisagée en utilisant des événements de processus $q + g \rightarrow q + \gamma$ et de processus $q + g \rightarrow q + Z^0$.

Dans cette thèse, sans optimisme, nous fixons l'incertitude relative sur cette probabilité à 10 %.

La procédure de prise en compte de cette incertitude est d'estimer la probabilité ε' de reconstruction et de mauvais étiquetage des jets de quarks et de gluons par le rapport, dans le total des événements analysés des différents processus physiques, du nombre des jets calorimétriques candidats (jet hadronique de τ reconstruit) associés par $\Delta R < 0,25$ à un jet de quark ou de gluon généré, sur le nombre de jets de quark ou de gluon générés et d'ajouter la propriété candidat à des jets calorimétriques non candidats mais associés à un jet de quark ou de gluon généré selon une fraction $\delta\varepsilon' = 10\%$ relative aux jets générés.

L'incertitude sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons

La méthode de base pour calibrer avec les données de l'expérience l'échelle relative en énergie transverse des jets de quarks et de gluons est la suivante : hormis lorsque des effets d'état initial apparaissent à un ordre supérieur au premier, le jet des particules (hadrons) résultant de la fragmentation du quark ou du gluon et le photon direct produits soit lors d'un processus Compton ($q + g \rightarrow q + \gamma$) soit lors d'un processus d'annihilation d'une paire de quarks ($q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$) ont des impulsions transverses de normes égales, de mêmes directions et de sens opposés. La grande résolution ($\sim 1\%$) du calorimètre électromagnétique permettra une mesure précise de l'impulsion transverse du photon, et donc de celle du jet hadronique. La précision attendue sur la détermination de cette échelle est d'approximativement 5 %, elle inclue les effets estimés dus aux multiples événements de collision inélastique lors de la rencontre des deux paquets de protons. L'utilisation de cette méthode dans l'expérience CMS est développé dans [52].

D'autre part, il est possible d'extraire, via la masse du boson W précisément mesurée à l'heure actuelle, l'échelle relative en énergie des jets hadroniques des désintégrations $W \rightarrow q\bar{q}$ dans un échantillon d'événements sélectionnés de processus $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow bq\bar{q}\bar{b}\nu\bar{\nu}_\mu$. La précision attendue sur la détermination de cette échelle est d'approximativement 3 %, elle inclut également les effets estimés dus aux multiples événements de collision inélastique lors de la rencontre des deux paquets de protons. L'usage de cette méthode dans l'expérience CMS est développé dans [31].

Les allures de l'incertitude relative sur l'échelle en énergie E des jets de quarks et de gluons prédites par différentes méthodes de mesures dont celles décrites plus haut en fonction de l'impulsion transverse P_T de ces jets sont représentées sur la figure A.1. Celle qu'il est recommandée de suivre [69] dans la collaboration de CMS et que nous suivons est définie par :

$$\sigma_E^{\text{rec. } q/g\text{-jet}}/E = \begin{cases} 10\% & P_T < 20 \text{ GeV}/c \\ 10\% - 7\% (P_T [\text{GeV}/c] - 20) / 30 & 20 \text{ GeV}/c < P_T < 50 \text{ GeV}/c \\ 3\% & P_T > 50 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Le traitement choisi de l'incertitude sur l'échelle relative en énergie d'un jet de quark ou de gluon est de faire varier parallèlement du facteur $1 + \sigma_E^{\text{rec. } q/g\text{-jet}}/E$ et du facteur $1 - \sigma_E^{\text{rec. } q/g\text{-jet}}/E$ l'énergie calibrée par la méthode $\gamma+jet$ des jets calorimétriques candidats jets de quark ou de gluon reconstruits (c'est-à-dire les jets calorimétriques non étiquetés jet hadronique de τ , électron ou muon reconstruit par la méthode décrite dans le chapitre 3) puis de prendre en compte la variation (l'augmentation ou la diminution de l'énergie des jets) qui conduit à la plus grande variation du nombre total d'événements des processus du Modèle Standard

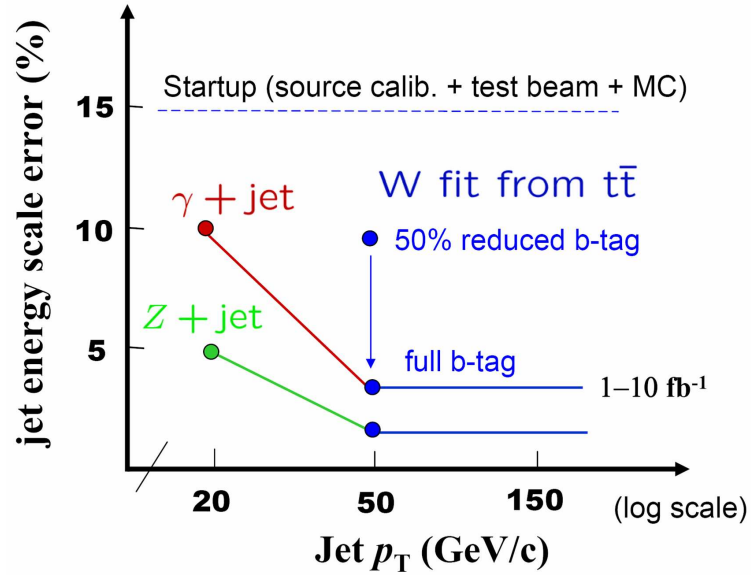


FIG. A.1 – Incertitudes systématiques prédites sur l'échelle en énergie des jets de quarks et de gluons en fonction de leur impulsion transverse.

vérifiant les critères d'une sélection particulière.

Aucune méthode de calibration de l'échelle en énergie transverse des jets hadroniques de leptons tau basée sur les données réelles n'existe. Dans l'étude présente l'énergie transverse des candidats jet hadronique de lepton tau reconstruit ne subit pas de calibration.